

70857
136613°C

T H E S E
p r é s e n t é e

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE CRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DU TROISIEME CYCLE
DE MAGNETISME ET PHYSIQUE DU SOLIDE

par
Henri RUBY
Assistant à la Faculté des Sciences

Influence d'une énergie uniaxiale induite
sur l'anisotropie de l'état désaimanté

Soutenue le *2/5/66* devant la Commission d'examen

MM. L. NEEL Président

J.C. BARBIER
R. VERGNE Examineurs

LISTE DES PROFESSEURS

DOYENS HONORAIRES

M. FORTRAT P.
M. MORET L.

DOYEN

M. WEIL L.

PROFESSEURS TITULAIRES

MM. NEEL L.	Magnétisme et Physique du Solide
HEILMANN R.	Chimie Organique
KRAVTCHENKO J.	Mécanique Rationnelle
CHABAUTY C.	Calcul Différentiel et Intégral
PARDE M.	Potamologie
BENOIT J.	Radioélectricité
CHENE M.	Chimie Papetière
BESSON J.	Electrochimie
WEIL L.	Thermodynamique
FELICI N.	Electrostatique
KUNTZMANN J.	Mathématiques Appliquées
BARBIER R.	Géologie Appliquée
SANTON L.	Mécanique des Fluides
OZENDA P.	Botanique
FALLOT M.	Physique Industrielle
GALVANI O.	Mathématiques
MOUSSA A.	Chimie Nucléaire

PROFESSEURS TITULAIRES (suite)

MM.	TRAYNARD P.	Chimie
	SOUTIF M.	Physique
	CRAYA A.	Hydrodynamique
	REULOS R.	Théorie des Champs
	AYANT Y.	Physique Approfondie
	GALLISSOT F.	Mathématiques
Mle	LUTZ E.	Mathématiques
	BLAMBERT M.	Mathématiques
	BOUCHEZ R.	Physique Nucléaire
	LLIBOUTRY L.	Géophysique
	MICHEL R.	Géologie et Minéralogie
	BONNIER E.	Electrochimie
	DESSAUX G.	Physiologie Animale
	PILLET E.	Electrotechnique
	DEBELMAS J.	Géologie
	GERBER R.	Mathématiques
	PAUTHENET R.	Electrotechnique
	VAUQUOIS B.	Mathématiques Appliquées
	SILBER R.	Mécanique des Fluides
	BARBIER J.C.	Physique
	KOSZUL J.L.	Mathématiques
	BUYLE-BODIN M.	Electronique
	DREYFUS B.	Thermodynamique
	KLEIN J.	Mathématiques
	VAILLANT F.	Zoologie
	ARNAUD P.	Chimie
	SENGEL P.	Zoologie
	BARJON R.	Physique Nucléaire
	BRISSONNEAU P.	Physique
Mme	KOFLER L.	Botanique
	BARNOUD F.	Bio-Synthèse de la Cellulose
	GAGNAIRE D.	Chimie Physique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	GIRAUD P.	Géologie
	GIDON P.	Géologie et Minéralogie
	PERRET R.	Servomécanismes
Mme	BARBIER M.J.	Electrochimie
Mme	SOUTIF J.	Physique
	COHEN J.	Electrotechnique
	DEPASSEL R.	Mécanique
	ANGLES D'AURIAC	Mécanique des Fluides
	DUCROS P.	Minéralogie et Cristallographie
	GASTINEL A.	Mathématiques Appliquées
	GLENAT R.	Chimie
	LACAZE A.	Thermodynamique
	BARRA J.	Mathématiques Appliquées
	COUMES A.	Electronique
	DEGRANGE C.	Zoologie
	PEBAY-PEROULA	Physique
	PERRIAUX J.	Géologie
	RASSAT A.	Chimie Systématique
	ROBERT A.	Chimie Papetière

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	NAPP-ZINN	Botanique
	DUTTON G.	Biosynthèse
	MATSUSHIMA Y.	Mathématiques Pures

MAITRES DE CONFERENCES

MM.	BIAREZ J.P.	Mécanique Physique
	DODU J.	Mécanique des Fluides
	HACQUES G.	Calcul Numérique
	LANCIA R.	Physique Automatique

MAITRES DE CONFERENCES (suite)

Mme	KAHANE J.	Physique
	DEPORTES C.	Chimie
MM.	POLOUJADOFF M.	Electrotechnique
	DEPOMMIER P.	Physique Nucléaire
Mme	BOUCHE L.	Mathématiques
	SARROT-REYNAULD	Géologie
	CAUQUIS G.	Chimie Générale
	BONNET G.	Physique Expérimentale
	BONNIER M.J.	Chimie
	KAHANE A.	Physique Générale
	DOLIQUE J.M.	Electronique
	BRIERE G.	Physique Expérimentale
	DESRE P.	Métallurgie
	LAJZEROWICZ J.	Physique Générale
	VALENTIN P.	Physique Générale
	BERTRANDIAS J.P.	Mathématiques Appliquées
	BONNETAIN L.	Chimie Minérale
	LAURENT P.	Mathématiques Appliquées
	CAUBET J.P.	Mathématiques Pures
	PAYAN J.J.	Mathématiques
Mme	BERTRANDIAS F.	Mathématiques Pures
	FONTANGES R.	Physiologie Animale
	LONGEQUEUE J.P.	Physique
	NIVAT M.	Mathématiques Appliquées
	SOHM J.C.	Electrochimie
	ZADWORNY F.	Physique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	RADELLI	Géologie
	KEYSTON J.	Thermodynamique
	WAKIYAMA .	Physique du Solide

Je tiens à exprimer ma respectueuse reconnaissance
à Monsieur le Professeur NEEL qui m'a accueilli
dans son laboratoire de recherche et qui me fait
l'honneur de présider mon jury.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur le
Professeur BARBIER qui a bien voulu me confier
le sujet de ce travail et qui a guidé mes
recherches avec bienveillance et intérêt.

J'adresse mes plus vifs remerciements à
Monsieur VERGNE pour l'aide précieuse qu'il
m'a quotidiennement apportée dans la con-
duite des mesures et la réalisation de ce
mémoire.

I N T R O D U C T I O N

Pour tracer une courbe d'aimantation d'un corps ferromagnétique, il est indispensable de définir un état de référence reproductible. En général, on choisit l'état désaimanté résultant de l'application d'un champ alternatif, de direction déterminée, d'amplitude lentement décroissante jusqu'à zéro. L'expérience montre que pour un échantillon polycristallin, constitué de cristallites orientées au hasard, en général l'aimantation $J(H)$ acquise par la substance dépend non seulement de l'intensité du champ de mesure \vec{H} mais encore de l'angle que font les directions du champ alternatif de désaimantation et du champ d'aimantation \vec{H} . L'état désaimanté de référence n'est pas un état magnétique isotrope. L'énergie d'aimantation, c'est-à-dire l'énergie nécessaire pour saturer l'échantillon dans la direction du champ \vec{H} dépend également de cet angle ψ .

J.C. BARBIER et B. GUION [1] ont montré l'existence du phénomène dans des substances dont l'anisotropie magnétique a un caractère cubique et son absence dans les corps magnétiquement uniaxes.

Nous nous proposons d'étudier l'évolution de l'anisotropie magnétique résultant du processus de désaimantation et les conséquences de cette évolution sur l'énergie d'aimantation quand, dans un alliage binaire ferromagnétique de structure cubique, on introduit progressivement le caractère uniaxial. Pour cela nous avons utilisé deux processus : dans le premier nous avons effectué des recuits de l'échantillon sous traction croissante σ , dans le second nous avons appliqué à l'échantillon la traction σ à la température ambiante et nous l'avons maintenue au cours de la désaimantation et de la mesure. Un recuit sous tension effectué à une température T , supérieure à la température de Curie de l'échantillon, et telle que les atomes puissent diffuser facilement, crée un ordre directionnel induit. En figeant cet ordre par une trempe rapide jusqu'à une température où les atomes ne diffusent plus, l'échantillon acquiert une énergie d'anisotropie magnétique uniaxiale dont la direction est liée à celle de la traction appliquée au cours du recuit et dont l'intensité est de la forme $E_S = k\sigma$.

La théorie du phénomène a été faite par L. NEEL [2]; il a été mis en évidence par R. VERGNE [3]. L'application d'une traction σ à l'échantillon à la température ambiante entraîne, à cause de l'existence de la magnétostriction, l'apparition d'une énergie d'anisotropie uniaxiale dont la direction est liée à celle de σ et dont l'intensité est également de la forme $E_S = k'\sigma$.

Chapitre I. TECHNIQUE EXPERIMENTALE

Pour introduire progressivement un caractère uniaxial dans nos échantillons, nous devons soit effectuer des recuits sous tensions croissantes, soit maintenir ces échantillons sous contrainte lors de la mesure de leur aimantation. Ces considérations, jointes à l'obligation de nous abstraire des effets du champ démagnétisant, nous ont conduits à utiliser des fils longs et fins. (longueur 70cm, diamètre 0,5mm).

Par ailleurs, comme le phénomène que nous voulons étudier n'existe pas dans les corps magnétiquement uniaxes, nous avons choisi des substances de structure cristallographique cubique.

I₁. PREPARATION ET TRAITEMENT DES ECHANTILLONS

Pour cette étude nous avons utilisé des fils polycristallins isotropes d'alliages Fe-Ni 55-45 et Ni-Co 90-10. La préparation et le tréfilage de ces alliages ont été décrits par R. VERGNE [3].

A la sortie de la filière, on obtient un matériau où subsistent des tensions internes résiduelles très importantes entraînant des orientations préférentielles des cristallites. Pour éliminer ces tensions internes et ces orientations privilégiées il est nécessaire de recuire ces fils. Ces recuits s'effectuent par passage d'un courant électrique dans le fil en atmosphère hydrogène ; ils sont suivis d'une trempe rapide.

Pour créer des surstructures d'orientation par déformation élastique du réseau, entraînant l'apparition d'un caractère uniaxial dans notre échantillon, et pour détruire ensuite ce caractère uniaxial, nous avons soumis nos échantillons à des recuits au dessus de leur température de Curie, respectivement avec et sans tension. Tous les détails du montage utilisé pour ces traitements sont donnés dans la référence [3].

Cet appareillage permet, après une montée jusqu'à la température de traitement T , d'obtenir pendant un temps déterminé un palier à cette température avec des fluctuations n'excédant pas $0,25^{\circ}\text{C}$ au voisinage de 500°C . Il permet également de tremper très rapidement l'échantillon afin de figer l'ordre établi à la température T . Pour créer la surstructure d'orientation on applique la tension axiale σ quand le palier de température est atteint et on la maintient lors de la trempe. Un tel traitement sera noté R^{σ} . Pour détruire

la surstructure d'orientation on effectue le même traitement thermique sans tension. On le note alors R°.

I₂. APPAREILLAGE ET TECHNIQUE DE MESURE

Nous nous proposons de relever la courbe d'aimantation et de mesurer les variations d'énergie d'aimantation de nos échantillons, pour deux types de désaimantation, quand nous introduisons progressivement un caractère uniaxial dans ces échantillons.

Nous prenons comme courbe d'aimantation de l'échantillon la "courbe de commutation", c'est-à-dire le lieu des extrémités des cycles d'hystérésis symétriques obtenus en faisant varier le champ de +H à -H, l'amplitude du champ H croissant de zéro à la valeur nécessaire pour saturer l'échantillon. H_s étant le champ nécessaire pour saturer l'échantillon.

l'énergie d'aimantation a pour expression :
$$W = \int_0^{H_s} HdJ$$

Pour les substances magnétiquement douces que nous avons étudiées, la courbe de commutation est très voisine de la courbe de première aimantation.

Nos mesures ont été faites sur l'appareillage mis au point par R. VERGNE, on en trouve une description détaillée dans la référence [3].

Nous pouvons à l'aide de ce dispositif mesurer l'aimantation acquise par l'échantillon soumis à un champ axial d'intensité variable (0 - 250 oe).

Nous pouvons en outre appliquer à l'échantillon une tension axiale connue σ qu'il est possible de maintenir au cours de la désaimantation et de la mesure. Pour notre étude il est indispensable d'obtenir une excellente reproductibilité des courbes d'aimantation. Les précautions que nous avons prises jointes à la technique de mesure que nous avons adoptée nous ont permis d'avoir une reproductibilité de 10^{-3} tout le long de la courbe d'aimantation, sauf au voisinage du champ coercitif où nous avons toléré $5 \cdot 10^{-3}$.

I₃. ETAT DESAIMANTE

Pour tracer nos courbes d'aimantation nous devons définir un état de référence reproductible ; dans cet état désaimanté l'aimantation macroscopique de l'échantillon est nulle dans un champ nul.

Nous avons désaimanté nos échantillons en leur appliquant un champ alternatif d'amplitude lentement décroissante jusqu'à zéro. Nous avons utilisé pour cela un générateur de courant alternatif (50Hz), constitué par un transformateur dont l'enroulement secondaire est extrait à vitesse constante d'une position où le coefficient de mutuelle induction avec le circuit primaire est maximal jusqu'à une position où il s'annule pratiquement. En alimentant la bobine de champ magnétisant avec ce générateur nous obtenons un champ axial H_{Dx} . L'amplitude maximale de ce champ de désaimantation est de l'ordre de grandeur de l'amplitude du champ magnétisant nécessaire pour atteindre des aimantations de l'échantillon voisines de la saturation.

En faisant parcourir l'échantillon par un courant alternatif nous créons dans celui-ci un champ circulaire H_{Dy} transversal à l'axe. A l'intérieur du fil ce champ H_{Dy} est de la forme $H_{Dy} = \frac{2I}{10} \frac{r}{r_0^2}$ r_0 étant le rayon du fil, r la distance au centre du fil, à laquelle on calcule le champ. La valeur maximale du courant I est déterminée de telle sorte que pour $r = \frac{r_0}{10}$ le champ H_{Dy} soit environ le triple du champ coercitif ; le volume du fil où la désaimantation n'est pas complète est ainsi très réduit : de l'ordre de 1 % du volume total.

I₄. RELEVÉ DE LA COURBE D'AIMANTATION

Ayant réalisé la compensation de la composante verticale du champ magnétique terrestre suivant la technique décrite dans [3], nous désaimantons l'échantillon. La fin de la désaimantation étant prise comme origine des temps, nous décrivons ensuite le cycle d'opération ci-dessous.

- 1) Au temps $t = 15s$ nous appliquons le champ $+H$ et nous libérons le galvanomètre.
- 2) Au temps $t = 60s$ nous inversons le champ de $+H$ à $-H$ et nous notons la déviation Δ_1 du galvanomètre.
- 3) Au temps $t = 105s$ nous passons de $-H$ à $+H$ nous notons la déviation Δ_2 du galvanomètre.

Nous effectuons ainsi 6 mesures et nous prenons la valeur moyenne des Δ obtenus. Nous utilisons le même processus pour la mesure de l'aimantation après chaque type de désaimantation (H_{Dx} , H_{Dy}).

Les temps d'attente entre chaque mesure nous ont été imposés par les caractéristiques du galvanomètre ($T_0 = 30s$). En décrivant des cycles d'hystérésis à intervalle de temps régulier nous pensons rendre reproductible le traînage de fluctuations thermiques, si nous ne prenons pas cette précaution les déviations Δ deviennent très irréproductibles. Le phénomène de bascule des cycles d'hystérésis symétriques fait qu'au voisinage du champ coercitif trois à quatre cycles sont nécessaires pour obtenir un cycle stable.

Après la désaimantation axiale et la mesure de l'aimantation correspondante, nous effectuons une désaimantation transversale et nous obtenons selon le même programme, l'aimantation correspondante.

Dans nos expériences nous faisons subir à nos échantillons deux types de traitement correspondant aux deux types d'énergies uniaxiales induites envisagées. Nous les appelons R et C. Les traitements R correspondent à des recuits à haute température avec ou sans tension σ ; nous les notons respectivement R^σ et R^0 . Dans le traitement C nous exerçons sur l'échantillon, à la température ambiante, une traction σ . Cette traction σ est maintenue au cours de la désaimantation et de la mesure. Nous les notons C^σ . Nous mesurons ensuite à la température ambiante les courbes d'aimantation $J(H)$ de nos échantillons pour les deux types de désaimantation H_{Dx} et H_{Dy} . De ces mesures nous déduisons l'énergie d'aimantation W en déterminant graphiquement l'intégrale $\int_0^H H dJ$. Nous affectons les grandeurs J et W de deux indices, l'indice inférieur k ayant trait au type de désaimantation, l'indice supérieur l se référant au traitement subi par l'échantillon. Si la désaimantation est axiale $k = x$; si elle est transversale $k = y$. Si l'échantillon n'est pas contraint ou s'il a subi un recuit R^0 : $l = 0$; Si au contraire il est soumis à la traction σ (C^σ) ou s'il a subi un recuit R^σ : $l = \sigma$.

Nous poserons en outre : $\Delta W_k^\sigma = W_k^0 - N_k^\sigma$; $\Delta W_{yx}^l = W_y^l - W_x^l$.

Chapitre II. INFLUENCE D'UN CARACTERE UNIAXIAL INDUIT SUR L'ANISOTROPIE DE
L'ETAT DESAIMANTE.

II A. L'ENERGIE D'ANISOTROPIE EST INDUITE PAR UN RECUIT SOUS TENSION (R^σ)

Nous avons utilisé un fil de Fe-Ni 55-45 ayant une température de Curie de 450°C . Un recuit à haute température sous hydrogène, nous a permis d'obtenir un échantillon polycristallin de structure isotrope. Après un traitement de stabilisation à la température de 500°C nous avons défini l'état de référence R° par le traitement suivant : Montée du four en température, palier de 90 minutes à $500 \pm 0,25^\circ\text{C}$, trempe sans tension. Le traitement R^σ , responsable de l'ordre directionnel induisant l'énergie d'anisotropie magnétique uniaxiale, se distingue du traitement R° par l'application d'une tension σ maintenue pendant toute la durée du palier de température et au cours de la trempe.

II A₁. ETUDE de l'ECHANTILLON Fe-Ni 55-45 APRES le TRAITEMENT de REFERENCE R°

De l'examen des courbes d'aimantation $J_x^\circ(H)$ et $J_y^\circ(H)$ il ressort que les intensités d'aimantation J_x° et J_y° sont nettement différentes pour les champs faibles ; quand on approche de la saturation, au contraire, les courbes $J_x^\circ(H)$ et $J_y^\circ(H)$ se rejoignent.

La figure (1) représente la variation du rapport $A^\circ = J_x^\circ / J_y^\circ$ en fonction du champ de mesure H. A° présente un maximum A_m° de l'ordre de 1,4 pour un champ H_m valant sensiblement $0,60 H_C$ ($H_C = 0,27 \text{ oe}$). Après ce maximum A_m° le rapport A° tend rapidement vers un.

L'examen de la variation de A° en fonction de H montre, en outre, que dans les champs très faibles A° reste différent de 1. En effet, il n'y a pas de raison de penser à priori que les susceptibilités initiales sont les mêmes après deux types de désaimantation différents.

II A₂. ETUDE de l'ECHANTILLON Fe-Ni 55-45 APRES le TRAITEMENT sous TENSION R^σ

Comme nous l'avons dit précédemment il apparait un ordre directionnel induit à courte distance qui entraîne une énergie d'anisotropie magnétique uniaxiale induite de la forme $E_s = k\sigma$.

Nous avons effectué plusieurs traitements R^σ pour des tensions σ variant de 0 à 2,5 kg.mm⁻². Pour bien préciser l'influence de E_s chaque traitement R^σ est suivi d'un recuit R⁰ qui détruit l'ordre directionnel établi par le traitement R^σ. Nous constatons qu'un traitement avec tension R^σ abaisse les courbes d'aimantations $J_x(H)$ et $J_y(H)$ alors que le traitement de référence R⁰ qui le suit les ramène à leur position initiale en totalité ou en partie selon l'intensité de la tension appliquée. En effet, l'étude de l'évolution de l'état de référence R⁰ montre un abaissement irréversible des courbes d'aimantations $J_x^0(H)$ et $J_y^0(H)$ surtout sensible à partir de 1,5 kg.mm⁻². Nos traitements ayant été effectués à haute température nous attribuons cet effet au fluage.

Les figures (2) et (3) représentent les variations de A^σ et A⁰ en fonction de H quand on prend σ comme paramètre. Nous constatons que le maximum A_m^σ de A^σ est inférieur à A_m⁰ et que d'autre part le retour de A^σ vers un s'effectue moins rapidement que dans le cas de A⁰ = f(H).

Pour tenir compte des conséquences du fluage nous avons dû comparer A_m^σ à A_m⁰ obtenu lors des mesures faites après le traitement R⁰ qui suit le traitement R^σ. La figure (4) représente la variation, en fonction de la tension de traitement σ , de A_m^σ - A_m⁰. La variation de cette différence est linéaire jusqu'à une tension de 1,5 kg.mm⁻²; à partir de cette tension la courbe s'infléchit et A_m^σ - A_m⁰ décroît en valeur absolue. Tout se passe, du point de vue de la variation de A_m^σ - A_m⁰, comme si le fluage contrariait l'effet de l'énergie d'anisotropie uniaxiale induite E_s .

De cette étude nous pouvons déjà conclure que dans l'état désaimanté, la répartition des domaines de Weiss dépend non seulement du mode de désaimantation mais également du traitement R^σ; c'est-à-dire de l'ordre directionnel induit.

II B. L'ENERGIE D'ANISOTROPIE EST INDUITE EN MAINTENANT L'ECHANTILLON SOUS TENSION AXIALE A LA TEMPERATURE DE MESURE (C°)

L'existence de la magnétostriction entraîne, pour un échantillon ferromagnétique soumis à un système de contraintes, une variation de son énergie d'anisotropie.

R. VERGNE [4] a calculé cette variation dans le cas d'un polycristal constitué de cristallites orientées au hasard, soumis à un système de contraintes quelconques.

$$E_s = - 3/2 \lambda_s \sum_{ij} t^{ij} \alpha^i \alpha^j$$

t_{ij} étant le tenseur des contraintes macroscopiques
 α^i étant les cosinus directeurs de J_s .

Pour un fil cylindrique indéfini soumis à une traction axiale σ , la variation d'énergie d'anisotropie a pour expression quand on le sature suivant son axe :

$$E' = - 3/2 \lambda_s \sigma$$

λ_s étant la magnétostriction longitudinale à saturation.

Si λ_s est négatif l'axe du fil devient une direction de plus difficile aimantation (cas du Ni-Co 90-10). Au contraire si λ_s est positif ce même axe devient une direction de plus facile aimantation (cas du Fe-Ni 55-45).

II B₁. ETUDE de l'ECHANTILLON Fe-Ni 55-45 (Hc = 0,27 oersteds)

La magnétostriction à saturation de cet alliage est positive. Cet échantillon se présente sous la forme d'un fil polycristallin analogue à celui étudié dans la première partie ; nous le désaimantons dans les mêmes conditions en lui appliquant les deux types de désaimantation déjà utilisés et nous relevons les courbes d'aimantation à tension zéro et pour des tensions σ croissantes, la tension σ étant maintenue pendant les désaimantations.

II B_{1a}. L'échantillon n'est soumis à aucune contrainte (C°)

Les courbes $J_x^0(H)$ et $J_y^0(H)$ sont nettement séparées dans les champs faibles et se rejoignent ensuite à partir de 0,30 oersted. La figure (5) représente la variation du rapport $B^0 = J_x^0/J_y^0$ en fonction de H ; le maximum B_m^0 de B^0 est atteint pour un champ de 0,15 oersteds ; à partir de 0,30 oersted le rapport B^0 reste très sensiblement égal à 1. Comme dans l'étude du même

échantillon où l'énergie d'anisotropie était induite par un traitement sous tension, nous constatons que dans les champs très faible le rapport B^0 reste différent de 1. En effet ici non plus il n'y a aucune raison de penser que les susceptibilités initiales sont les mêmes après les 2 types de désaimantations.

II B_{1b}. L'échantillon est soumis à une traction axiale σ (C^0)

Cette traction axiale est maintenue au cours de la désaimantation.

De l'examen des courbes d'aimantation $J_x^\sigma(H)$ et $J_y^\sigma(H)$ il ressort que l'application de la traction axiale σ relève les courbes d'aimantation ; d'autre part $B_m^\sigma = J_x^\sigma/J_y^\sigma$ présente un maximum B_m^σ plus faible que B_m^0 .

Nous avons soumis notre échantillon à une série de tensions axiales σ s'échelonnant de 0 à 2,5 kg.mm⁻² en insistant particulièrement sur les faibles tensions. Les résultats de cette étude sont résumés sur la figure (6) qui représente les courbes $B(H)$ pour les diverses tensions σ .

Pour caractériser le phénomène nous avons considéré la différence $B_m^0 - B_m^\sigma = f(\sigma)$. Cette différence varie assez peu pour les faibles tensions, puis croit rapidement avec σ , (cf. fig. (7)). Il apparait cependant que si l'on fait croître σ au delà de 3 kg.mm⁻², il se produit un phénomène de saturation : la courbe s'infléchit et quand σ devient grand la différence $B_m^0 - B_m^\sigma$ ne varie plus.

II B₂. ETUDE de l'ECHANTILLON Ni-Co 90-10 Hc = 0,5 oersted)

Nous avons fait sur cet échantillon la même série de mesures que sur l'échantillon Fe-Ni 55-45 ; toutefois nous n'avons fait croître σ que de 0 à 1 kg.mm⁻² ; en effet au-delà de cette tension nous avons constaté un abaissement notable et irréversible de la courbe d'aimantation que nous attribuons à une déformation plastique de l'échantillon.

II B_{2a}. L'échantillon n'est soumis à aucune contrainte (C^0)

La figure (8) représente la variation du rapport $B^0 = J_x^0/J_y^0$ en fonction de H quand l'échantillon n'est soumis à aucune contrainte. Le rapport B_m^0 est égal à 1,51 dans un champ de 0,35 oersted ; au delà de 1 oersted les deux désaimantations H_{Dx} et H_{Dy} donnent la même aimantation.

II B_{2b} • L'échantillon est soumis à une traction axiale σ (C^σ)

Nous constatons que l'application d'une tension axiale abaisse les courbes d'aimantation de cet échantillon. Comme dans les autres cas, le rapport $B^\sigma = J_x^\sigma / J_y^\sigma$ diminue.

La figure (9) montre le réseau de courbes $B = J_x^\sigma / J_y^\sigma$ en fonction de H, la tension σ étant prise comme paramètre.

La variation $B_m^0 - B_m^\sigma$ en fonction de σ (fig. 10) montre bien le fléchissement de la courbe quand l'énergie d'anisotropie uniaxiale induite par la tension σ augmente au delà d'une certaine limite. N'ayant pas effectué de mesures entre 0 et 0,1 kg.mm⁻² nous ne pouvons préciser le départ de la courbe $B_m^0 - B_m^\sigma = f(\sigma)$; toutefois par analogie avec l'échantillon Fe-Ni 55-45 il paraît probable qu'elle présente un point d'inflexion entre 0 et 0,1 kg.mm⁻².

II C. VARIATION DE $B_m^0 - B_m^\sigma$ EN FONCTION DE L'ENERGIE D'ANISOTROPIE INDUITE PAR LA TENSION σ

Les échantillons Fe-Ni 55-45 et Ni-Co 90-10 sont des fils polycristallins de mêmes dimensions et de même forme ; quand nous appliquons une tension σ à ces fils nous induisons dans ces échantillons une énergie d'anisotropie uniaxiale connue de la forme $E_s = -3/2 \lambda_s \sigma$. Nous adopterons pour calculer E_s l'expression $(\lambda_s = 2\lambda_{100} + 3\lambda_{111})/5$ où λ_{100} et λ_{111} sont les magnétostrictions principales à saturation. On obtient respectivement pour les alliages Fe-Ni 55-45 et Ni-Co 90-10 : $\sim 15,7 \cdot 10^{-6}$ et $\sim -30 \cdot 10^{-6}$. Il est intéressant de comparer les résultats obtenus avec les deux échantillons étudiés en traçant dans chaque cas la courbe $B_m^0 - B_m^\sigma = f(-E_s)$ (cf. Fig. 11).

L'examen de la figure 11 montre qu'à énergie induite égale les variations de $B_m^0 - B_m^\sigma$ sont plus grandes pour l'alliage Ni-Co 90-10 que pour l'alliage Fe-Ni 55-45, alors que l'énergie magnétocristalline du premier alliage est supérieure à celle du second (cf. p.18) Nous pensons que ceci est dû au fait que dans le premier cas la tension privilégie la direction transversale au fil, direction défavorisée à cause de l'existence du champ démagnétisant de forme ; alors que dans le second cas la tension privilégie l'axe du fil, direction déjà favorisée par le champ démagnétisant de forme.

Chapitre III. INFLUENCE D'UN CARACTERE UNIAXIAL INDUIT SUR L'ENERGIE
D'AIMANTATION

A partir du relevé des courbes d'aimantation nous avons mesuré l'énergie d'aimantation de l'échantillon W_x après une désaimantation H_{Dx} et W_y après une désaimantation H_{Dy} et nous nous sommes intéressés à la variation de ces énergies en fonction d'une énergie d'anisotropie induite E_s de la forme $E_s = k\sigma$. Pour cela nous avons tracé les courbes $\Delta W_x = W_x^0 - W_x^\sigma = f(\sigma)$

$$\Delta W_{xy}^\sigma = W_x^\sigma - W_y^\sigma = \varphi(\sigma)$$

III A. L'ENERGIE D'ANISOTROPIE EST INDUITE PAR UN RECUIT SOUS TENSION R^σ

Les mesures que nous avons faites sur cet échantillon ont été effectuées en vue de l'étude du rapport J_x/J_y et non de mesures d'énergie d'aimantation ; elles nous donnent seulement un bon ordre de grandeur de $\Delta W_x = f(\sigma)$. Cet ordre de grandeur confirme les mesures que VERGNE [3] avait effectuées sur un échantillon de même composition. L'allure de la variation en fonction de σ est également la même ; mais ces mesures ne nous permettent pas de donner des valeurs sûres pour la variation de ΔW_{xy}^σ en fonction de σ ; celle-ci reste néanmoins faible.

III B. L'ENERGIE D'ANISOTROPIE EST INDUITE EN MAINTENANT L'ECHANTILLON SOUS
CONTRAINTES (C^σ)

III B₁. ECHANTILLON Fe-Ni 55-45

La figure (12) représente la variation de ΔW_x en fonction de σ , $\Delta W_x = W_x^0 - W_x^\sigma$ W_x^σ et W_x^0 étant respectivement les énergies nécessaires pour aimanter l'échantillon quand il est soumis ou non à la traction σ . VERGNE [3] a effectué les mêmes mesures sur un échantillon identique ; les deux séries de mesures se recoupent parfaitement. Dans les deux cas $\Delta W_x = f(\sigma)$ est une droite jusqu'à une tension de l'ordre de 1 kg.mm^{-2} .

D'autre part nos mesures étaient suffisamment précises pour nous permettre d'évaluer ΔW_{xy} et de tracer la variation de ΔW_{xy}^{σ} en fonction de σ . ΔW_{xy}^{σ} représentant la différence d'énergie d'aimantation correspondant au deux désaimantations H_{Dx} et H_{Dy} pour une tension σ déterminée. Nous constatons (fig. 13) que la variation de ΔW_{xy}^{σ} est très faible et de l'ordre de grandeur de l'imprécision des mesures.

III B₂. ECHANTILLON Ni-Co 90-10

Des mesures analogues à celles que nous avons faites sur l'échantillon Fe-Ni 55-45 nous ont permis d'obtenir la variation $\Delta W_x^{\sigma} = f(\sigma)$. La figure 14 résume les résultats obtenus. Tant que nous restons dans les déformations élastiques ($\sigma < 1 \text{ kg.mm}^{-2}$) la courbe $\Delta W_x^{\sigma} = f(\sigma)$ ne s'infléchit pas. Les mesures effectuées sur des échantillons à magnétostriktion positive (cas du Fe-Ni 55-45) ou négative (cas du Ni-Co 90-10) se traduisant respectivement par un relèvement ou un abaissement des courbes d'aimantation, ce qui entraîne le signe positif de ΔW_x^{σ} dans le cas du Fe-Ni 55-45 et négatif dans le cas du Ni-Co 90-10.

Nous donnons plus loin un essai d'interprétation relatif à l'allure de ces deux courbes.

Chapitre IV. ESSAI D'INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Soit un échantillon polycristallin constitué de cristallites, de structure cubique. Nous nous proposons d'analyser le mécanisme d'aimantation d'un tel échantillon, quand il est placé dans un champ magnétique uniforme, de direction déterminée, dont on fait croître l'intensité depuis zéro jusqu'à la valeur nécessaire pour le saturer. Nous considérons que la zone perturbée de l'échantillon voisine de la surface (domaines de fermeture) a un volume négligeable par rapport à celui de l'échantillon. Nous admettrons de plus que chaque élément de volume du polycristal est constitué par une juxtaposition de cristallites, de mêmes dimensions en moyenne, dont l'orientation des axes est répartie au hasard. La majeure partie de chaque cristallite est constituée par un monocristal sans défauts, seule la périphérie est nettement perturbée (joint de grain). Nous supposerons de plus le volume des joints de grains négligeables par rapport au volume du cristal sans défauts.

IV 1. L'ETAT DESAIMANTE DE REFERENCE

Envisageons les phénomènes dans une cristallite. Sa structure étant cubique il existe trois axes de facile aimantation qui sont les axes quaternaires du cristal. Nous pouvons effectuer deux types de désaimantation : une désaimantation thermique par chauffage au dessus de la température de Curie et refroidissement dans un champ nul, et une désaimantation par un champ alternatif d'amplitude lentement décroissant jusqu'à zéro. Dans le premier type de désaimantation les trois directions de facile aimantation seront des positions d'énergie minimale équivalentes. Les vecteurs \vec{J}_s se répartiront donc au hasard suivant ces 3 directions. Il s'établira une structure en domaines élémentaires tenant compte de ce fait et correspondant à un minimum de l'énergie libre de l'échantillon. Un tel état désaimanté sera isotrope.

Envisageons maintenant le deuxième type de désaimantation. Le champ effectif, c'est-à-dire le champ agissant en un point d'une cristallite a pour expression :

$$\vec{H}_e = \vec{H}_a + \vec{H}_d + \vec{h}. \vec{H}_a \text{ étant le champ appliqué, } \vec{H}_d \text{ le champ démagnétisant de forme et } \vec{h} \text{ étant un champ démagnétisant local tenant compte de la structure}$$

microscopique du polycristal. Les trois directions de facile aimantation ne sont plus des positions d'énergie minimale équivalentes, la direction la plus proche de \vec{H}_e est privilégiée. Il s'établit en fin de désaimantation une structure en domaines différente de la précédente. L'état désaimanté obtenu est anisotrope.

Influence de la direction du champ de désaimantation

Un changement de direction du champ macroscopique de désaimantation entraîne une modification du champ effectif \vec{H}_e dans chaque cristallite et conduit de ce fait à un changement de la direction de facile aimantation privilégiée de chaque cristallite. Il en résulte une nouvelle répartition des domaines élémentaires et une anisotropie différente de l'état désaimanté.

La direction macroscopique de désaimantation devient une direction privilégiée suivant laquelle il est plus facile d'aimanter l'échantillon ; c'est bien ce que confirme l'expérience. Dans les champs faibles la courbe $J_y(H)$ est située au dessous de la courbe $J_x(H)$ puis se confond avec celle-ci pour des champs plus élevés.

Il en va tout autrement si les cristallites sont magnétiquement uniaxes. C'est par exemple le cas d'un polycristal de cobalt. La cristallite possède alors une seule direction de facile aimantation et la direction du champ de désaimantation est sans influence sur l'état désaimanté. Ce résultat a déjà été mis en évidence par l'étude de B. GUION [1] sur un fil de cobalt polycristallin.

Il en irait de même si on avait créé dans la cristallite un caractère uniaxial local prépondérant. C'est ce qui se passe dans un fil brut de tréfilage. Les tensions internes considérables créent ce caractère. La direction du champ de désaimantation devient dès lors sans influence sur l'état désaimanté. Ce résultat a également été mis en évidence par B. GUION [1] sur un fil de Fe-Ni 55-45.

Influence d'une énergie d'anisotropie uniaxiale induite dans le polycristal

On induit une énergie d'anisotropie uniaxiale E_s de direction macroscopique déterminée (par exemple en maintenant l'échantillon sous contrainte). Dans une cristallite donnée la direction d'uniaxiale sera parfaitement déterminée. La situation est changée par rapport au cas précédent en effet nous avons les 3 axes de facile aimantation et la direction d'uniaxiale. La forme de l'énergie libre du cristal est différente. Pour une direction donnée de \vec{H}_e la structure en domaine qui va s'établir en présence de E_s sera différente de celle qui s'établirait, toutes choses égales par ailleurs, en l'absence de E_s . Il résulte de ce qui précède que l'influence de la direction du champ de désaimantation sur l'anisotropie de l'état désaimanté doit décroître quand dans un polycristal de structure cubique on fait croître le caractère uniaxial superposé. L'expérience confirme bien cette prévision ; en particulier A_m et B_m décroissent quand le caractère uniaxial induit croît. (cf. fig. 2, 6, 9) Ces considérations nous montrent qu'une désaimantation par un champ alternatif de direction déterminée et d'amplitude lentement décroissante jusqu'à zéro conduit toujours à un état désaimanté anisotrope. L'anisotropie de cet état dépend à la fois de la direction du champ de désaimantation et de l'existence d'une énergie d'anisotropie uniaxiale induite.

IV 2. AIMANTATION DE L'ECHANTILLON

L'échantillon étant désaimanté appliquons lui un champ magnétique de direction déterminée et d'amplitude croissante. Si l'amplitude du champ est suffisante il est toujours possible de saturer l'échantillon ; c'est-à-dire de le rendre monodomaine, la direction de \vec{J}_s étant celle du champ appliqué. Quand le champ croît l'échantillon passe d'abord de l'état désaimanté à un état où chaque cristallite est monodomaine mais où il existe une certaine dispersion d'orientation des vecteurs \vec{J}_s . Nous faisons ici abstraction des zones perturbées : joints de grains, voisinage de la surface. Ce premier stade est obtenu pour une valeur H_p du champ magnétique. Le champ continuant à croître les vecteurs \vec{J}_s tournent et s'alignent progressivement suivant la direction du champ magnétisant. L'échantillon devient monodomaine ; il est saturé.

De l'état désaimanté au premier stade tous les mécanismes d'aimantation sont possibles : déplacements de parois réversibles, irréversibles, rotations ; alors que du premier stade à la saturation seuls les mécanismes de rotation interviennent.

Nous ne pouvons rien dire de précis sur les variations d'aimantation de l'échantillon depuis l'état désaimanté jusqu'au stade 1, abstraction faite du domaine de RAYLEIGH. Il est cependant certain que ces variations dépendent de l'état désaimanté initial. Il est également sûr que certaines cristallites ayant des configurations en domaines élémentaires favorables pourront devenir monodomains avant d'autres. Il est cependant très probable que le champ H_r pour lequel le stade 1 est réalisé ne dépend pas beaucoup de la répartition initiale des domaines et de la direction de désaimantation dans le cas où l'on a une répartition au hasard des cristallites.

Par contre nous pouvons calculer les variations d'aimantation du stade 1 au stade 2. Ce calcul n'est autre que celui de la loi d'approche à la saturation de l'aimantation en tenant compte de l'interaction magnétique des cristallites. VERGNE [7] l'a fait dans le cas où il existe une énergie d'anisotropie uniaxiale induite E_s .

L'énergie d'aimantation de l'échantillon

L'énergie d'aimantation a pour expression $W = \int_0^{H_s} HdJ$, H_s étant le champ pour lequel l'échantillon est saturé. Nous la décomposerons en deux termes :

$$W = W_1 + W_2 = \int_0^{H_r} HdJ + \int_{H_r}^{H_s} HdJ$$

Le premier terme représente l'énergie nécessaire pour aimanter l'échantillon depuis l'état de référence jusqu'au stade 1, alors que le second représente l'énergie correspondant au processus de rotation depuis le stade 1 jusqu'à la saturation.

W_1 dépend assez fortement de la répartition initiale des domaines, alors que W_2 n'en dépend pratiquement pas ; W_1 est beaucoup plus petit que W_2 .

Cas où il existe une énergie d'anisotropie uniaxiale induite E_s dans l'échantillon

Soit $J(H)$ et $J'(H)$ les courbes d'aimantation de l'échantillon en l'absence et en présence de E_s . La présence de E_s se traduit par l'apparition d'un terme supplémentaire $\Delta J = J' - J$ qui entraîne une variation ΔW de l'énergie d'aimantation.

$$\Delta W = W' - W = W'_1 + W'_2 - (W_1 + W_2) = \Delta W_1 + \Delta W_2.$$

La présence de E_s modifie à la fois W'_1 et W'_2 ; car elle modifie à la fois la répartition initiale en domaines et le processus de rotation. Il nous est seulement possible d'avoir des informations sur ΔW_2 qui doit constituer la majeure partie de ΔW .

a) E_s est créée en maintenant l'échantillon sous contrainte. Nous considérerons seulement le cas d'un fil polycristallin soumis à une traction axiale σ et aimanté suivant son axe. Le calcul montre que E_s est de la forme :

$$E_s = -3/2 \lambda_s \sigma$$

et que ΔJ s'écrit :

$$\Delta J = J' - J = -J_s G \sigma \left\{ \eta^2 f''_1 + \eta^3 g''_1 \right\}$$

où $\eta = \frac{1}{H J_s}$

G est une fonction de H traduisant l'interaction magnétique des cristallites, f''_1, g''_1 des fonctions des constantes d'anisotropie K_1, K_2 et des magnétostrictions principales $\lambda_{100}, \lambda_{111}$.

ΔW_2 a pour expression :

$$\Delta W_2 = \int_{H_r}^{\infty} \Delta J G H = -J_s \sigma \left\{ f''_1 \int_{H_r}^{\infty} G \eta^2 dH + g''_1 \int_{H_r}^{\infty} G \eta^3 dH \right\}$$

Pour les tensions σ telles que E_s reste petite devant l'énergie magnétocristalline il est probable que le champ H_r pour lequel le stade 1 est atteint change peu quand σ varie. On peut alors considérer que les intégrales sont indépendantes de σ et ΔW_2 est alors proportionnel à σ . Comme $\Delta W_2 \gg \Delta W_1$ on peut s'attendre à un départ linéaire de la courbe $\Delta W = f(\sigma)$. Au contraire, si σ est tel que E_s soit grand devant K_1 , le caractère uniaxial devient prépondérant et dans le cas particulier où l'on mesure l'aimantation suivant la

direction de E_s , $\frac{\partial(\Delta W)}{\partial \sigma}$ doit tendre vers zéro.

C'est bien ce que confirme l'expérience autant dans le cas de l'alliage 55 Fe-Ni que de l'alliage Ni-Co 90-10. (cf. fig. 12, 14, 16.)

En ce qui concerne le Fe-Ni 55-45 (cf. fig. 16) la courbe s'infléchit à partir d'une énergie $E_s \sim 2500 \text{ erg cm}^{-3}$. La constante K_1 de cet alliage dépend beaucoup du traitement thermique qu'il a subi mais reste inférieure à $5000 \text{ erg. cm}^{-3}$ [5].

En ce qui concerne le Ni-Co 90-10 (cf. fig. 16) on observe seulement la partie linéaire en effet K_1 est ici beaucoup plus grand. Suivant les auteurs on lui attribue des valeurs comprises entre 17 et 44 000 erg.cm^{-3} [5].

Dans le diagramme $\Delta W_x = f(E_s)$ (fig. 16) les pentes à l'origine sont différentes pour les deux alliages, en effet le calcul montre qu'il doit bien en être ainsi si on se borne au seul mécanisme de rotation.

- b) E_s est créée par la présence d'un ordre directionnel induit par un recuit sous tension.

Nous envisagerons seulement le cas d'un fil polycristallin recuit sous traction axiale σ et aimanté suivant son axe. La théorie de Néel étendue à un polycristal montre que l'énergie uniaxiale induite est de la forme $E'_s = k'\sigma$ c'est-à-dire de la même forme que dans le cas précédent. Le calcul montre [7] que $\Delta J = J' - J$ s'écrit :

$$\Delta J = - J_s G \sigma D \left\{ \eta^2 f_1 + \eta^3 g_1 \right\} \quad \text{où} \quad \eta = \frac{1}{H J_s}$$

G est une fonction traduisant l'interaction magnétique des cristallites, f_1, g_1 des fonctions des constantes d'anisotropie et des composantes du tenseur caractérisant l'ordre directionnel, D une constante donnée par la théorie de NEEL.

La forme de ΔJ est la même qu'au paragraphe précédent et les considérations que nous y avons développées restent valables. Or l'expérience ne confirme plus ces conclusions. La courbe $\Delta W = f(\sigma)$ relevée sur l'alliage Fe-Ni 55-45 par VERGNE est de la forme $\Delta W = a\sigma + b\sigma^2$ avec $b \sim a/2$. Il y a une courbure dès le départ. Cette forme a été confirmée par nos mesures sur un échantillon de même composition. Pour qu'il n'y ait pas contradiction il faut imaginer

que l'ordre directionnel induit un autre phénomène qui peut donner un terme quadratique en σ . Or l'ordre directionnel modifie le voisinage d'un atome et il est bien connu que les constantes d'anisotropie sont très sensibles à ce voisinage. L'ordre directionnel doit donc modifier les constantes d'anisotropie. Cette modification ressort de la théorie de NEEL [2] et TANIGUCHI [8] en poussant les calculs un ordre plus loin. Cette extension a été faite par WAKIYAMA dans sa thèse [9] à propos de l'ordre directionnel créé par un recuit sous champ magnétique. Les expériences faites par ce même auteur ont confirmé l'existence du phénomène et ont montré un désaccord avec certaines prévisions théoriques. Si ce phénomène se produit avec l'ordre directionnel créé par un recuit sous champ nous n'avons aucune raison valable nous permettant d'affirmer qu'il ne se produit pas lors d'un recuit sous tension. Une variation de quelques pour cents des constantes d'anisotropie suffit à expliquer le terme quadratique observé.

Influence du type de désaimantation sur l'énergie d'aimantation

1) En l'absence de E_s

Le type de désaimantation influe seulement sur l'anisotropie de la répartition initiale en domaines élémentaires et de ce fait sur W_1 seulement. La variation d'énergie d'aimantation observée d'un type de désaimantation à l'autre doit être relativement faible. Nous avons fait deux types de désaimantation par champ alternatif : H_{Dx} et H_{Dy} et la variation d'énergie d'aimantation que nous avons mesurée reste faible. Nous l'avons notée

$$\Delta W_{yx}^0 \quad (\Delta W_{yx}^0 = W_y^0 - W_x^0).$$

Nos mesures sur les alliages Fe-Ni 55-45 et Ni-Co 90-10 ont montré qu'elle affecte des champs qui ne dépassent pas 2 fois H_c .

2) En présence de E_s

Ici non seulement le type de désaimantation mais également la présence de E_s modifient la répartition initiale en domaines. Nous avons fait les deux mêmes types de désaimantation H_{Dx} et H_{Dy} en présence et en l'absence d'une énergie E_s de la forme $k\sigma$.

Nous avons noté $\Delta W_{yx}^0 = W_y^0 - W_x^0$ en l'absence de E_s et $\Delta W_{yx}^\sigma = W_y^\sigma - W_x^\sigma$ en présence de $E_s \sim k\sigma$. La différence $\Delta W_{yx}^\sigma - \Delta W_{yx}^0 = \varphi(\sigma)$ représente la variation d'énergie d'aimantation correspondant à l'influence de E_s sur l'anisotropie de l'état désaimanté

- a) Cas où l'énergie uniaxiale E_s est induite en maintenant l'échantillon sous contrainte.

Nos mesures montrent que cette différence reste très faible autant dans les cas de l'alliage Fe-Ni 55-45 que dans celui de l'alliage Ni-Co 90-10 (cf. fig. 13, 15). Nos mesures montrent également que tout se passe dans les champs faibles et que seule l'énergie W_2 est affectée.

- b) Cas où l'énergie uniaxiale E_s est induite par un recuit sous tension.

Les mesures que nous avons effectuées sur l'alliage Fe-Ni 55-45 ont été faites en vue de l'étude du rapport J_x/J_y et sont mal adaptées à une détermination précise de $\Delta W_{yx}^\sigma - \Delta W_{yx}^0$. Elles nous permettent de déterminer un ordre de grandeur de cette différence et d'affirmer que celle-ci reste faible devant ΔW_x .

L'examen des valeurs de $\Delta W_{yx}^\sigma - \Delta W_{yx}^0$ nous montre que dans tous les cas étudiés les variations d'énergie mises en jeu sont très faibles et nous permet d'affirmer que l'influence de E_s sur l'anisotropie de l'état désaimanté n'est pas un facteur prépondérant dans les variations d'énergie d'aimantation $\Delta W = f(\sigma)$.

C O N C L U S I O N

Les expériences que nous avons effectuées sur les alliages Fe-Ni 55-45 et Ni-Co 90-10 confirment l'existence de l'anisotropie de l'état désaimanté, déjà observée par J.C. BARBIER et B. GUION. Nos expériences nous ont permis de préciser certains aspects de ce phénomène.

B. GUION avait déjà montré que cette anisotropie s'atténuait ou disparaissait quand on introduisait un caractère magnétique uniaxial dans l'échantillon. Nous avons repris cette étude en introduisant le caractère uniaxial de deux façons différentes. Dans un premier processus nous avons recuit nos échantillons sous tension au dessus de la température de Curie. Un tel traitement fait apparaître un ordre directionnel, qui figé par une trempe rapide, induit une énergie d'anisotropie uniaxiale de la forme $E_S = k\sigma$. Dans un second processus nous avons appliqué à nos échantillons, à la température ambiante, une traction σ maintenue au cours de la désaimantation et de la mesure. A cause de l'existence de la magnétostriction un tel traitement induit une énergie d'anisotropie uniaxiale de la forme $E_S = k'\sigma$. Nous avons d'abord montré que l'anisotropie de désaimantation dépend à la fois du type de désaimantation et de l'énergie d'anisotropie uniaxiale induite. Nous avons ensuite montré que l'anisotropie de désaimantation s'atténue quand le caractère uniaxial s'affirme et ceci quelle que soit la façon dont on introduit ce caractère. Nous avons dans cette étude envisagé les deux cas suivants : la direction d'uniaxiale coïncide avec celle du champ magnétisant (cas de l'alliage Fe-Ni 55-45 maintenu sous tension σ) ou lui est perpendiculaire (cas de l'alliage Ni-Co 90-10 maintenu sous tension σ ; cas de l'alliage Fe-Ni 55-45 recuit sous tension σ). Nous avons comparé les résultats obtenus. Nous nous sommes également intéressés aux variations d'énergie d'aimantation consécutives à l'existence d'une énergie E_S induite par les traitements précédents.

Les résultats font ici apparaître une différence fondamentale entre les deux processus : les variations $\Delta W_x = f(\sigma)$ n'ont pas la même allure. Dans le premier cas on obtient $\Delta W_x = a\sigma + b\sigma^2$ avec $b \sim a/2$, dans le second cas un départ linéaire suivi d'un phénomène de saturation. Le départ linéaire observé dans le second cas s'interprète en admettant que les processus de rotations sont responsables de la majorité des variations d'énergie ΔW_x , alors que le phénomène de saturation est dû à la prépondérance du caractère uniaxial sur le caractère cubique.

Nous avons également montré que les variations d'énergie d'aimantation consécutives à la modification de l'anisotropie de l'état désaimanté due à E_S étaient négligeables devant les variations globales ΔW_x dues aux deux types de traitement. Cette cause ne peut donc à elle seule expliquer la courbure $\Delta W_x = f(\sigma)$.

Pour interpréter ces résultats nous avons été amenés à admettre que l'ordre directionnel a deux conséquences : il induit une énergie E_S et il modifie les constantes d'anisotropie du matériau. C'est cette dernière modification qui est essentiellement responsable de la courbure de $\Delta W_x = f(\sigma)$.

B I B L I O G R A P H I E

- [1] B. GUION, Diplôme d'études supérieures GRENOBLE 1961
et J.C. BARBIER et B. FERLIN-GUION, J. App. Phys. 33 n°3 1962, p. 1226-8
- [2] L. NEEL, J. Phys. Rad. 15 1954, p. 224 à 239
- [3] R. VERGNE, Thèse de Doctorat GRENOBLE 1961
- [4] F. GALLISSOT et R. VERGNE. Les propriétés physiques des polycristaux
considérés comme valeurs moyennes de celles
des monocristaux.
Publications Scientifiques du Ministère de
l'Air N°412 1965
- [5] R.C. HALL, J. Appl. Phys. (Ann.) 30 1959, p. 816 à 819
- [6] M. YAMAMOTO et T. NAKAMICHI, Sc. R.I.T.U. A11 1959, p. 168 à 182
- [7] R. VERGNE Communication personnelle.
- [8] S. TANIGUCHI, Sc. Rep. R.I.T.U. A7 1955, p. 269 à 281
- [9] T. WAKIYAMA, Technical Report of ISSP Série A n°147 avril 1965















