T0216
1964 | 3e C

3ème Cycle
d'Enseignement Supérieur

T H E S E
Présentée à la
FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

Docteur du 3ème Cycle
de Magnétisme et Physique du Solide

par
Michel SCHLENKER
Assistant à la Faculté des Sciences

L' Effet Magnéto - Optique de Kerr
Application à l'étude de domaines ferromagnétiques

Soutenue le I2 JUIN I964, devant la commission d'examen

MM. L.Néel Président
P.Brissonneau)
J.C. Barbier) Examinateurs.
)

FACULTE DES SCIENCES — UNIVERSITE DE GRENOBLE

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
	DORIER A.	Zoologie
	HEILMANN R.	Chimie Organique
	KRAVTCHENKO J.	Mécanique rationnelle
	CHABAUTY C.	Calcul differentiel et intégral
	PARDE M.	Potamologie
	BENOIT J.	Radioélectricité
	CHENE M.	Chime 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
	TRAYNARD P.	Chimie
	SOUTIF M.	Physique
	CRAYA A.	Hydrodynamique
	REULOS R.	Théorie des champs
	AYANT Y.	Physique Approfondie
	GALLISSOT F.	Mathématiques Appliquées
Melle	LUTZ E.	Mathématiques
MM.	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
	MOUSSIEGT J.	Electronique
	BARBIER J.C.	Physique

.../...

	KOSZUL J.L	Mathématiques
	BUYLE-BODIN M.	Electronique
	DREYFUS B.	Thermodynamique
	VAILLANT F.	Zoologie et Hydrobiologie
	KLEIN J.	Mathématiques
Mme	LUMER L.	Mathématiques

PROFESSEURS SANS CHAIRE

Mme	KOFLER L.	Botanique
	GIRAUD P.	Géologie
	GIDON P.	Géologie et Minéralogie
	ARNAUD P.	Chimie
	PERRET R.	Servomécanismes
Mme	BARBIER M.J.	Electrochimie
Mme	SOUTIF J.	Physique
MM.	BRISSONNEAU P.	Physique
	COHEN J.	Electrotechnique
	DEPASSEL R.	Mécanique
	ANGLES D'AURIAC P.	Mécanique des Fluides
	DUCROS P.	Minéralogie et Cristallographie
	GLENAT R.	Chimie
	GASTINEL N.	Mathématiques Appliquées
	LACAZE A.	Thermodynamique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	LUMER G.	Mathématiques
	HIGUCHI	Biosynthese de la Cellulose
	WAGNER	Botanique

MAITRES DE CONFERENCES

MM.	ROBERT A.	Chimie Papetière
	BIAREZ J.P.	Mécanique Physique
	COUMES A.	Electronique
	DODU J.	Mécanique des fluides
	HAQUES G.	Calcul numérique
	LANCIA R.	Physique Automatique
	BEDAY-PEROULA	Physique
Mme	KAHANE J.	Physique
MM	DEGRANGE C.	Zoologie
	GAGNAIRE D.	Chimie Papetière
	RASSAT A.	Chimie Systématique
	BETHOUX P.	Mathématiques Appliquées
	POLOUJADOFF M.	Electrotechnique
	DEPOMMIER P.	Physique Nucléaire
	DEPORTES C.	Chimie
	BARRA J.	Mathématiques Appliquées
Mme	BOUCHE L.	Mathématiques
MM.	PERRIAUX J.	Géologie
	SARROT-REYNAULD J.	Géologie
	CAUQUIS G.	Chimie Générale
	LABBE A.	Botanique

.../...

	BONNET G.	Physique Générale
	BARNOUD F.	Biosynthèse de la Cellulose
Mme	BONNIER M.J.	Chimie
MM.	KAHANE	Physique Générale
	DOLIQUE	Electronique

MAITRE DE CONFERENCE ASSOCIE

QUATTROPANI	Thermodynamique

Je tiens à exprimer ma respectueuse reconnaissance à Monsieur le Professeur L. Néel qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire.

Je remercie Monsieur le Professeur Barbier qui a bien voulu faire partie du jury.

Je tiens à remercier très sincèrement Monsieur le Professeur Brissonneau, qui a accepté de diriger et guider mon travail, et dont les conseils m'ont été précieux.

Qu'il me soit également permis de remercier Monsieur R. Aléonard, qui m'a fait profiter de son expérience et m'a prodigué son aide amicale, ainsi que les techniciens du Laboratoire, Messieurs R. Perrier et Thillier.

Je tiens enfin à exprimer ma gratitude à tous ceux qui ont contribué à la réalisation matérielle de cette thése : Melle Bernard pour la dactylographie, MM. Danisch et Bert pour les dessins hors-texte, M. Vincent pour la polycopie, et M. Thiers pour la reliure.

Table des matières :

Ière partie : L'effet magnéto -optique de Kerr et son application à l'étude des domaines ferromagnétiques.

Introduction..... P. I
I - L'effet Kerr..... P. 3

II- Application à l'étude des domaines ferromagnétiques

1. Historique..... P. IO
2. Principe..... P. II
3. Formation des images..... P. I2
4. Effet de couches diélectriques interférentielles I6
5. Mise en oeuvre de la méthode..... P. I8
6. Exploitation des images..... P. 2I

III - Discussion de la technique de l'effet Kerr pour l'étude des domaines et Comparaison avec la méthode de Bitter

A- La méthode de Bitter..... P. 23
B- Avantages de la méthode d'effet Kerr. P. 25
C- Limitations de la méthode d'effet Kerr P. 25
D- Limite de résolution par la technique d'effet Kerr..... P. 26

IV - Autres applications de l'effet Kerr

1. Observation des domaines par effet Kerr transversal..... P. 28
2. Mesure relative de l'aimantation superficielle P. 29
3. Etude des parois de Bloch..... P. 3I
4. Polarité des parois de Bloch..... P. 32
5. Etude des domaines sur les ferrites..... P. 32

Conclusion de la première partie..... P. 33

.../...

2ème partie : Etude de domaines par effet Kerr

Introduction..... P.34

I - Appareillage

A -Optique..... P. 35

B -Champ Magnétique ..... P. 38

II - Résultats d'observation

A - Données préliminaires

I. L'échantillon..... P. 38

2. Champ démagnétisant..... P. 39

3. Convention d'orientation..... P. 40

B - Présentation des résultats

I. Structure normale dans l'état désaimanté. P. 40

2. Domaines parallèles à $[I\bar{I}O]$. Damiers.... P. 42

3. Triangles ..... P. 43

4. Effet d'un champ parallèle à $[I\bar{I}O]$: Structure en chevrons..... P. 44

III- Essai de construction d'un modèle de la structure en chevrons

I. Généralités..... P. 46

2. Particularités de la structure..... P. 47

3. Modèle proposé..... P. 50

4. Conséquences du modèle..... P. 53

5. Comparaison avec les figures de poudre... P. 59

Conclusion..... P. 60

Bibliographie.....3..... P. 61

P R E M I E R E P A R T I E

L'effet magnéto - optique de Kerr et son application à l'étude des domaines ferromagnétiques.

INTRODUCTION

La découverte, en I93I, d'un procédé de mise en évidence des domaines ferromagnétiques par Bitter d'une part, Von Hamos et Thiessen d'autre part, apportait une éclatante confirmation des hypothèses formulées en I906 par Pierre Weiss, et que seules l'existence des "sauts de Barkhausen" et l'absence d'un autre modèle satisfaisant avaient, jusqu 'alors, étayées.

Cette méthode, qui fut longtemps le seul moyen d'étude des domaines ferromagnétiques, manifesta une extraordinaire fécondité. Dotée de raffinements variés, elle est à la base de nombreux très beaux travaux expérimentaux qui suscitèrent, puis, dans de nombreux cas, confirmèrent les théories qui constituent actuellement le fondement de notre connaissance des processus d'aimantation des corps ferromagnétiques (I, 2, 3).

D'autres méthodes furent mises au point par la suite pour l'étude des domaines de Weiss et des parois de Bloch (4). Elles coexistent avec la méthode de Bitter, complètent parfois les informations que fournit celle-ci, mais ne l'ont pas supplantée.
Citons pour mémoire les méthodes :

- Electroniques :
  - microscopie électronique par réflexion
  - déviation de faisceaux électroniques envoyés sous incidence rasante.

.../...

- Photoélectronique

- à sonde de permalloy

et, en ce qui concerne les lames très minces uniquement :

- microscopie électronique par transmission

- effet Faraday

Il faut enfin citer la méthode utilisant l'effet magnéto-optique de Kerr , dont nous traiterons ici.

I - L'Effet Kerr .

Découvert en I876 par John Kerr, cet effet décrit l'action sur une lumière polarisée de l'aimantation d'un miroir (5).

Considérons tout d'abord un miroir métallique, en l'absence de phénomène magnétique. L'on sait que, si le faisceau incident est polarisé rectilignement, le faisceau réfléchi sera dans le cas général, polarisé elliptiquement. Le plan d'incidence étant plan de symétrie, on a cependant deux cas particuliers :

a) incidence normale : le faisceau réfléchi est alors, lui aussi, polarisé rectilignement.

b) incidence oblique : la polarisation sera encore rectiligne après réflexion, si le vecteur électrique du faisceau incident est parallèle ou perpendiculaire au plan d'incidence.

Supposons maintenant le miroir aimanté, son aimantation étant $\vec{J}$.
Il y a symétrie de rotation autour de $\vec{J}$.
Les indices de réfraction et d'extinction χ du métal deviendront alors légèrement differents pour les deux vibrations circulaires inverses dont la vibration rectiligne transportée par le faisceau incident est la résultante : il y aura superposition des phénomènes de polarisation rotatoire et de dichroïsme.

La vibration réfléchie est donc toujours elliptique, et le grand axe de l'ellipse fait avec la direction de la vibration incidente un certain angle, appelé rotation de Kerr, qui change de signe si l'on inverse le sens de J.

..../...

L'effet Kerr sera certainement un phénomène complexe, faisant intervenir à la fois les propriétés optiques et les propriétés magnétiques de la matière.

Sans réduire la généralité de l'étude nous pouvons étudier successivement les trois cas correspondant aux 3 composantes de $\vec{J}$ dans un système d'axes orthogonaux déterminé par le plan d'incidence et le plan de surface de l'échantillon.

-I- Effet Kerr polaire

$\vec{J}$ (Perpendiculaire à la surface
(parallèle au plan d'incidence

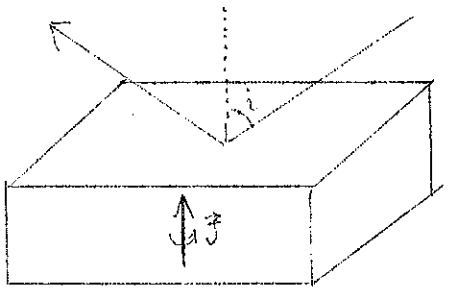


Fig. 1.

Dans ce cas, on observe un effet pour toute valeur de $i \neq \frac{\pi}{2}$ et en particulier pour $i = 0$.

Cette disposition correspond à la rotation la plus forte : on a, pour l'incidence normale, $\alpha \sim$ 20' pour le fer et le Cobalt saturés, $\sim$8' pour le Nickel.

-2- Effet Kerr longitudinal ou méridional

$\vec{J}$ (Parallèle à la surface
(Parallèle au plan d'incidence

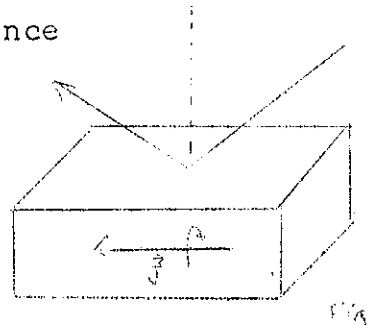


Fig. 2.

La rotation, nulle pour i =0,
passe par un maximum
pour $i \sim 60°$:
On a alors $\alpha \sim 5'$ pour le Fer

Dans les cas (I) et (2), on pourra, en première approximation, négliger l'ellipticité, et représenter la rotation par l'apparition d'une vibration "de Kerr" K, perpendiculaire à la vibration normalement réflèchie N, et telle que $\frac{K}{N} = \alpha$

-3- Effet Kerr transversal ou équatorial

$\vec{J}$ (Parallèle à la surface
(Perpendiculaire au plan d'incidence

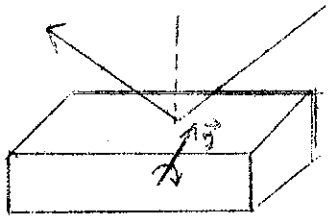


Fig. 3

Il ne pourra, dans ce cas,
y avoir une rotation analogue
à celle qui se manifeste dans
les deux cas précédents ; en effet, on conçoit que les vibrations circulaires inverses ne seront plus differenciées par $\vec{J}$, ce vecteur n'ayant pas de composante dans la direction de propagation de la lumière.
Un faisceau incident polarisé parallèlement ou perpendiculairement au plan d'incidence le sera donc encore après réflexion.
Notons cependant, que si la vibration parallèle à $\vec{J}$, donc normale au plan d'incidence, n'est pas affectée du tout par l'aimantation, le facteur de réflexion correspondant à la vibration du plan d'incidence sera modifié par l'existence de $\vec{J}$; il en ré-

.../...

sulte que, si l'on polarise le faisceau incident, par exemple à 45° du plan d'incidence, on pourra observer une rotation à condition de compenser l'ellipticité dûe à la réflexion métallique normale.

Ce dernier effet ne présente guère d'intérêt pour la mise en évidence des domaines ferromagnétiques. Sauf mention expresse, nous nous limiterons toujours, dans la suite de l'exposé , au cas où le faisceau incident est polarisé parallèlement ou perpendiculairement au plan d'incidence.

Aperçu Théorique :

Essayons de voir à quoi correspond physiquement l'effet Kerr. Nous nous limiterons au cas simple de l'effet Kerr polaire, en incidence normale.

On peut considérer (5) que l'onde plane incidente, polarisée rectilignement, est la superposition de deux ondes polarisées circulairement, l'une à droite, l'autre à gauche, et qui vont correspondre, pour la substance aimantée, à deux indices n_+ et n_-

$$\text{Posons} \begin{cases} n_+ = \nu_+ - j\chi_+ \\ n_- = \nu_- - j\chi_- \end{cases}$$

On montre alors facilement que la rotation de Kerr α peut s'écrire :

$$\alpha = -\mathrm{Im}\ \frac{n_- - n_+}{n+n_- - I}$$

et l'ellipticité :

.../...

$$\frac{B}{A}_k = -\mathrm{Re}\ \frac{n_- - n_+}{n_+\, n_- - I}$$

Nous pouvons remarquer ici que la rotation α est liée à l'absorption dans le milieu ; ainsi, alors que l'ellipticité apparaît dans tous les cas, on ne pourra certainement pas observer une rotation de Kerr sur une substance transparente ($\chi = 0$).

Le problème est d'expliquer par un modèle microscopique la différence des conditions de propagation dans le milieu aimanté de deux ondes électromagnétiques planes, polarisées en sens opposés.

Considérons, pour situer l'aspect physique de la question, le cas simples d'atomes isolés ; sous l'effet d'un champ magnétique, il y a décomposition de raies par effet Zeeman ; les fréquences d'émission deviendront légèrement différentes pour la lumière polarisée circulairement à gauche et à droite. Il en sera de même des fréquences d'absorption pour les deux sens de polarisation circulaire de la lumière.

Or, la valeur de l'indice d'un milieu, pour une longueur d'onde déterminée, dépend essentiellement de la position des raies d'absorption. Il en résulte que, la raie d'absorption de l'une des orientations étant déplacée par rapport à celle de l'autre orientation, les indices correspondant aux deux orientations seront différents, et qu'on observera un effet magnéto-optique.

.../...

Dans le cas du métal ferromagnétique, on a affaire, non plus à des atomes isolés, mais à un réseau, et il faudra tenir compte des interactions entre électrons.

Les deux théories quantiques de l'effet Kerr qui existent actuellement sont celles de Vonsovski et Sokolov d'une part, et d'Argyres d'autre part.

Vonsovski et Sokolov ont présenté en I949 (6) une théorie basée sur le modèle de l'interaction d'échange des électrons s et d, et utilisant le couplage spin-orbite.
Cette théorie, qui couvre les deux phénomènes magnéto-optiques rencontrés dans les ferromagnétiques, c'est à dire les effets Kerr et Faraday, permet de retrouver

- La proportionnalité de la rotation à l'aimantation ;

- l'existence d'un "zéro" de la courbe de dispersion, c'est à dire d'une fréquence pour laquelle la rotation et l'ellipticité sont nulles.

Elle prévoit aussi :

- que le coefficient de proportionnalité de la rotation, ou de l'ellipticité avec la température doivent varier avec la température, l'aimantation spontanée, la constante du réseau, etc. Toutes choses sur lesquelles les résultats expérimentaux dont on dispose ne permettent pas d'affirmer grand'chose.

- que le zéro de la courbe de dispersion doit être le même pour l'effet Kerr et l'effet Faraday d'une substance, et doit varier avec la température, ce qui est en désaccord avec les mesures de Ingersoll et de Klitzing.

.../...

Argyres (7) a présenté en I955 une théorie de l'effet Kerr basée sur le modèle des bandes dans laquelle il étudie l'effet du couplage spin-orbite sur les fonctions d'onde.

Il trouve également :

- que la rotation et l'ellipticité sont proportionnelles à l'aimantation ;

- qu'il doit exister un "zéro" des courbes de dispersion.

D'après cette théorie, et si on néglige la variation des constantes optiques avec la température, l'effet Kerr ne dépendrait de la température que par l'intermédiaire de l'aimantation.

On peut noter, en guise de conclusion, que les résultats quantitatifs dont on dispose sur l'effet Kerr datent le plus souvent de la fin du I9ème siècle, et doivent être utilisés avec méfiance ; en particulier l'état de la surface des échantillons utilisés, qui peut influencer de façon très sensible les résultats de mesure, n'était pas suffisamment soigné.

II - Applications à l'étude des domaines ferromagnetiques.

I - Historique :

L'idée d'utiliser l'effet magnéto-optique de Kerr pour déceler par vision directe la "mosaïque ferromagnétique" semble avoir été lancée par Albert Perrier en I936(8). Perrier attirait l'attention sur les difficultés de mise en oeuvre de la méthode, dûes à la faiblesse des rotations et à la forte puissance du microscope nécessaire ; il estimait l'ordre de grandeur des dimensions des domaines à IO^{-2} mm. Il suggérait l'utilisation de réflexions multiples pour augmenter la rotation de Kerr.

Ce n'est qu'en I95I que l'effet Kerr a pour la première fois été utilisé pour l'étude des domaines, par Williams, Foster & Wood (9) qui observaient, par l'effet Kerr polaire, les domaines apparaissant sur des surfaces perpendiculaires à l'axe c d'un monocristal de Cobalt.

En I952 (IO) Fowler et Fryer utilisent l'effet Kerr longitudinal pour étudier les domaines sur des échantillons de fer -Silicium, puis de Cobalt (II) et ensuite sur des lames minces (I2). Les difficultés expérimentales rencontrées par Fowler et Fryer lorsqu'ils travaillaient sur des échantillons massifs, font que le procédé sera surtout utilisé, jusqu'en I958, pour les observations sur des films minces, où les difficultés sont beaucoup moins importantes.

En I958 (I3) Kranz et Drechsel, retrouvant des résultats antérieurs de Noskov et Sokolov (I4), indiquent la possibilité d'augmenter la rotation de Kerr par le dépôt, sur la surface de couches minces diélectriques.

.../...

Le contraste est ainsi augmenté, ce qui facilite beaucoup l'observation, et permet d'aborder l'étude des domaines sur les matériaux massifs sans recourir à des techniques acrobatiques.

Récemment, enfin, la méthode a été étendue aux très petits domaines par Green et Prutton(I5) et Kranz et Hubert (I6)

2 - Principe

Nous avons indiqué plus haut que la rotation de Kerr s'inverse avec le sens de l'aimantation.

Considérons donc, pour fixer les idées, le cas longitudinal : soit deux domaines aimantés antiparallèlement, $\vec{J}$ étant toujours dans le plan de la surface. Envoyons sur l'échantillon un faisceau de lumière polarisée parallèlement au plan d'incidence (vertical sur la figure), l'angle d'incidence étant, par exemple, voisin de 60°.

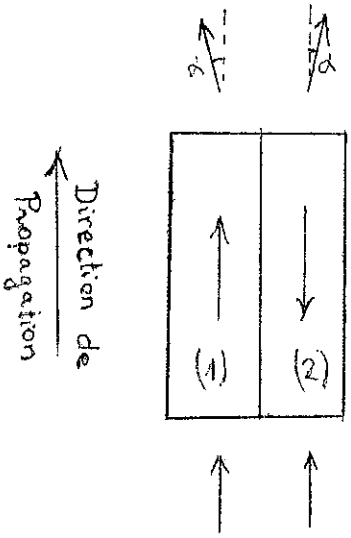


Fig.4

Les faisceaux réfléchis par les domaines (I) et (2) seront polarisés dans des directions faisant des angles + α et - α avec le plan d'incidence(en négligeant l'ellipticité).

Si nous plaçons dans le trajet du faisceau réfléchi un analyseur faisant un angle +α avec la normale au plan d'incidence,

... /....

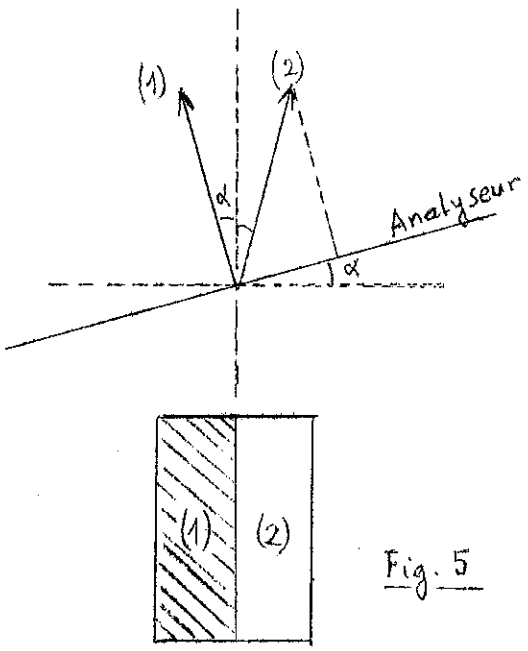


Fig. 5

et un appareil d'observation, lunette, microscope, ou oeil, nous verrons le domaine (I) entièrement sombre, et le domaine (2) clair.

On pourra observer et photographier les domaines de Weiss. Nous verrons que cette méthode permet de déterminer la direction de l'aimantation de chaque domaine.

3 - Formation des images :

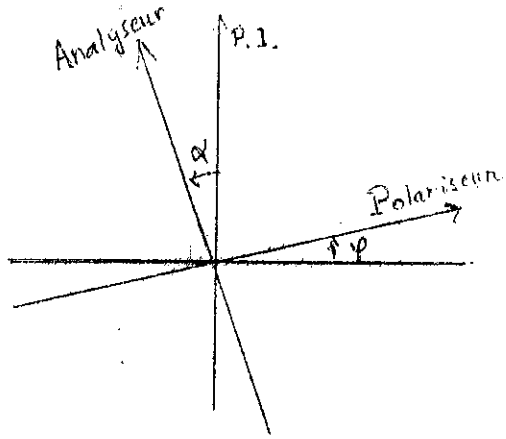


Fig. 6

Soit deux domaines, (I) et (2), aimantés antiparallélement.
Nous allons, suivant l'exposé de Kranz & Hubert (I6), étudier les conditions d'apparition des images.

La direction privilégiée du polariseur fait un petit angle φ avec : la normale au plan d'incidence ; celle de l'analyseur fait un petit angle α avec le plan d'incidence.

Nous pouvons caractériser le phénomène de Kerr par l'apparition d'une petite vibration $\vec{K}$, perpendiculaire à la vibration normalement réfléchie $\vec{N}$
Si nous supposons l'intensité incidente sur le polariseur normée, nous avons à la sortie du polariseur les composantes parallèles et perpendiculaires au P. I. :

$$\begin{cases} // : & \sin\varphi \\ \perp : & \cos\varphi \end{cases}$$

.../...

Les composantes de $\vec{N}$, amplitudes correspondant à la réflexion métallique ordinaire : $\begin{cases} N_{//} \sin\varphi \\ N_{\perp} \cos\varphi \end{cases}$ | $N_{//}$ et $N_{\perp}$, étant les coefficients de réflexion pour les 2 orientations de la vibration.

$N_{//}$ et $N_{\perp}$ dépendent des constantes optiques ν et χ du métal, et de l'indice : du milieu dans lequel se fait la réflexion (air, couche dielectrique...).

Mais il y aura en plus, pour les rayons réfléchis sur le domaine (I), une composante de Kerr qui sera par exemple $\begin{cases} K_{\perp} \sin\varphi \\ K_{//} \cos\varphi \end{cases}$

et pour le domaine (2) : $\begin{cases} -K_{\perp} \sin\varphi \\ -K_{//} \cos\varphi \end{cases}$

Après passage dans l'analyseur, il restera les amplitudes

$$\begin{cases} A_I = +N_{//} \sin\varphi \cos\alpha - N_{\perp} \cos\varphi \sin\alpha - K_{\perp} \sin\varphi \sin\alpha + K_{//} \cos\varphi \cos\alpha \\ A_2 = N_{//} \sin\varphi \cos\alpha - N_{\perp} \cos\varphi \sin\alpha + K_{\perp} \sin\varphi \sin\alpha - K_{//} \cos\varphi \cos\alpha \end{cases}$$

α et φ étant petits, nous pouvons faire un développement limité au Ier ordre :

$$\begin{cases} A_I = (N_{//}\varphi - N_{\perp}\alpha) + K_{//} \\ A_2 = (N_{//}\varphi - N_{\perp}\alpha) - K_{//} \end{cases}$$

Si nous prenons pour origine des phases celle de $K_{//}$, nous aurons :

$\begin{cases} K_{//} \text{ réel} : \text{nous écrirons désormais } K \\ \end{cases}$

et posons $N_{//}\varphi - N_{\perp}\alpha = \nu - j\nu'$

.../...

Les intensités correspondantes seront $(I_I = A_1 A_1^* = (\nu+k)^2 + \nu'^2$

$(I_2 = A_2 A_2^* = (\nu-k)^2 + \nu'^2$

et le contraste

$$C = \frac{I_I - I_2}{I_2} = \frac{4 K \nu}{(\nu-k)^2 + \nu'^2}$$

Nous poserons $I_I = I$ = luminosité = $(\nu+k)^2 + \nu'^2$

Le contraste sera maximum pour $\nu' = 0$, donc lorque $N_{//}\varphi - N_{\perp}\alpha$ est réel ; c'est à dire lorsque l'expression $N_{//}\varphi - N_{\perp}\alpha$ est en phase avec K. Cette condition peut être satisfaite en laissant φ constant, c'est à dire en laissant le polariseur fixe, et en ne tournant que l'analyseur. Mais la valeur de ν correspondante n'est généralement pas celle correspondant aux conditions optima, et de contraste , et de luminosité. Il en résulte que, pour observer les domaines dans les meilleures conditions, il est indispensable de jouer à la fois sur l'orientation du polariseur ($\varphi \neq 0$) et de l'analyseur. C'est ce qu'on observe en pratique.

Rôle de la lumière parasite :

Dans ce qui précède, nous avons négligé complètement toutes les causes de lumière parasite. Dans la pratique il est impossible de s'en débarrasser, et nous devons donc étudier son origine et ses effets.

Origine :

a- les polariseurs ne sont pas parfaits , ils laisseront passer, en position croisée, une intensité

.../...

proportionnelle à $(N_{\perp}^{2} + N_{//}^{2})$

b- En pratique, pour avoir une luminosité suffisante, on utilise un faisceau de lumière, non parallèle, mais convergent. Il y aura donc des rayons dont le plan d'incidence et l'angle d'incidence sont différents des valeurs pour lesquelles le réglage est fait ; ces rayons auront après réflexion, une ellipticité fonction de leur angle avec le rayon moyen, et cette ellipticité conduira à une intensité parasite, proportionnelle à $(N_{\perp} - N_{//})^{2}$.

c- les échantillons massifs ne sont pas parfaitement plans : les régions dont le plan s'écarte du plan moyen, pour lequel le réglage est fait, ne satisferont pas aux conditions de visibilité optimales, et donneront également lieu à une intensité parasite.
Les lames minces, dont la surface est excellente, permettront des observations beaucoupplus faciles.

d- Les réflexions sur les surfaces optiques et, dans le cas où l'observation se fait en présence d'un champ magnétique, la biréfringence magnétique des verres, contribuent également à dépolariser la lumière et à rendre plus difficile l'observation des domaines.

e- On peut enfin signaler que, la rotation de Kerr et l'ellipticité étant fonction de la longueur d'onde de la lumière utilisée, on aura, si l'on n'utilise pas une lumière monochromatique, superposition de rotations et d'ellipticités differentes.

.../...

Si nous appelons I_o l'intensité parasite totale, on aura

$$\text{Contraste } C = \frac{4 K \nu}{(\nu-K)^2 + I_o} \quad \text{et} \quad I = (\nu + K)^2 + I_o$$

On voit que le contraste sera d'autant meilleur que I_o sera plus petit. Les facteurs sur lesquels on peut envisager d'agir sont les points a- et b-

L'effet de b- peut être limité en utilisant un faisceau limité, non par une ouverture circulaire, mais par une fente parallèle au plan d'incidence.

Mais pour augmenter encore le contraste, il faudrait

- augmenter la valeur de la composante de Kerr, K
- réduire l'intensité parasite I_o, donc diminuer $N_{\perp}^2 + N_{//}^2$, coefficient de réflexion de l'échantillon, et, si possible, diminuer aussi $N_{\perp} - N_{//}$.

-4- <u>Effet de couches dielectriques interférentielles</u>

En I947, Noskov et Sokolov (I4) publiaient une étude théorique de l'effet de couches minces sur l'effet Kerr, et Noskov donnait de nombreux résultats expérimentaux. Ils constataient que la rotation de Kerr passe par un maximum lorsque le coefficient de réflexion de l'échantillon est minimum, et obtenaient en outre des résultats très interessants, tels que l'inversion de la rotation dans le cas de couches présentant de l'absorption, en particulier les oxydes des métaux ferromagnétiques.

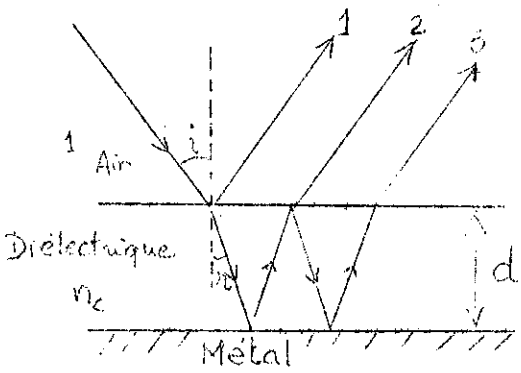


Fig. 7

En I958, Kranz et Drechsel(I3) retrouvaient les premiers résultats de Noskov et Sokolov, et les appliquaient très habilement à l'étude des domaines ferromagnétiques.

Considérons une couche diélectrique déposée sur le métal.
Un rayon incident polarisé perpendiculairement au plan d'incidence subira, à la réflexion sur la surface air-couche, un déphasage de Π .
Le rayon transmis subira, avant de ressortir, un déphasage $\delta' - \delta$ où δ' est le déphasage à la réflexion sur l'interface couche - métal et $\delta = \frac{4\Pi}{\lambda} d\, n_c \cos r$.
Il y aura une interférence destructive des rayons ordinaires si $\Pi + (\delta - \delta') = (2k + I)\,\Pi$
donc si $\delta - \delta' = 2k\Pi$

Voyons maintenant quelle sera la condition pour que K, composante de Kerr, soit augmentée par interférence : il faudra évidemment que le rayon normal au plan d'incidence, qui engendre la vibration de Kerr, arrive à l'interface couche-métal avec une phase identique pour chaque réflexion.
La condition est donc $\delta - \delta' = 2k\,\Pi$

Les conditions d'augmentation de la composante de Kerr et de diminution de la réflexion ordinaire sont donc les mêmes.

.../...

On retrouve donc l'un des résultats fournis par Sokolov et Noskov en 1947, à savoir que la rotation de Kerr est maximum dans les conditions de réflexion minimum.

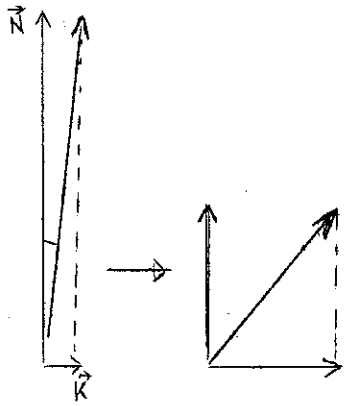


Fig. 8

L'utilisation d'une couche interférentielle amène donc trois avantages:

a) Augmentation de K
b) Diminution de N
} d'où augmentation de la rotation (Fig. 8)

c) Atténuation de l'effet de l'imperfection des polariseurs.

Lors du choix du diélectrique, on s'efforce de satisfaire le mieux possible à la condition d'extinction complète des réflexions normales, c'est-à-dire d'obtenir un facteur de réflexion égal pour l'interface air-diélectrique et pour l'interface diélectrique-métal.

Si l'on veut, en plus, atténuer l'effet de l'ouverture du faisceau, il faut satisfaire à la condition $N_{//} = N_{\perp}$. Ceci ne peut être obtenu que par l'usage de couches multiples. Kranz et Hubert (16) ont traité le cas de quatre couches.

-5- Mise en oeuvre de la méthode d'effet Kerr.

Pour l'effet Kerr polaire, la rotation est non nulle pour l'incidence normale. Le dispositif habituel est le microscope métallographique ordinaire, muni d'un polariseur et d'un analyseur de bonne qualité; Williams, Foster et Wood (9) utilisaient un prisme de Foster, jouant le rôle de polariseur et d'analyseur croisés en permanence, avec un compensateur de rotation et un compensateur d'ellipticité.

Le dispositif expérimental le plus simple pour l'utilisation de l'effet longitudinal est celui proposé par Fowler et Fryer en I954 (II)

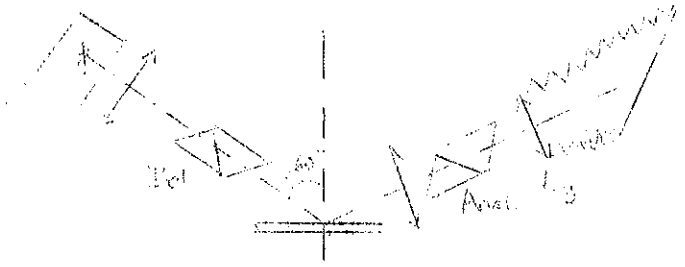


Fig. 9 : Montage Fowler et Fryer, I954

Les polariseurs sont ici des prismes de Nicol; l'analyseur est placé au foyer de L_2 de façon à permettre à la plus grande partie du faisceau de le traverser. L'objectif constitué par L_2 et L_3 est mis au point sur l'échantillon. La plaque est inclinée par rapport à l'axe, afin de compenser l'inclinaison de l'échantillon.

Le contraste obtenu par Fowler et Fryer était si faible que, pour éliminer l'effet des imperfections de surface, ils étaient obligés d'utiliser une technique de superposition d'un négatif et d'un positif lors du tirage des photographies.

Il est à noter que l'utilisation de Nicols était peut être défavorable, puisqu'elle obligeait à placer une lentille entre l'échantillon et l'analyseur, ce qui entrainait certainement de la dépolarisation.

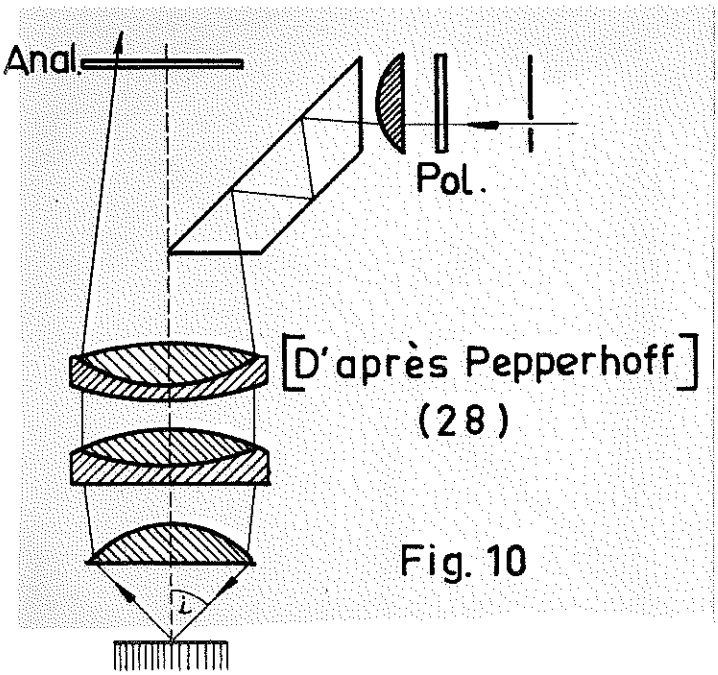
L'usage de bons polariseurs artificiels est maintenant généralisé.

.../...

Choix de l'angle d'incidence :

La rotation de Kerr augmente avec l'angle d'incidence entre 0 et 60° ; mais en même temps augmente l'intensité parasite dûe à l'ouverture du faisceau lumineux. De plus, les images obtenues sont d'autant plus déformées, et la bande nette d'autant plus étroite, que l'angle d'incidence est plus grand.
Dans la pratique, on utilise donc généralement des angles d'incidence de 30° environ.

Utilisation de l'effet Kerr longitudinal avec de forts grossissements :
Green & Prutton (I5), puis Kranz & Hubert (I6), ont proposé une variante du montage d'effet Kerr qui ouvre à cette technique le domaine des forts grossissements, et y est d'ailleurs limitée.



[D'après Pepperhoff] (28)

Fig. 10

Dans ce domaine, on utilise un microscope métallographique muni d'un objectif à grande ouverture, souvent à immersion. On dispose dans le trajet de la lumière incidente un diaphragme excentré ; une moitié de l'objectif du microscope sert alors de condenseur pour la lumière incidente, l'autre moitié fonctionnant normalement.
L'angle d'incidence maximum est alors déterminé par l'ouverture de l'objectif et on a intérêt à la prendre aussi forte que possible.
Outre la possibilité d'étudier de petits domaines, cette métho-

.../...

de présente l'avantage que, l'axe du microscope étant normal à l'échantillon, celui-ci apparaît sans distorsion, et tout le champ est net.

-6- Exploitation des images :

On peut, si l'on se ménage la possibilité de faire tourner l'échantillon, déterminer sans ambiguité la direction des aimantations dans les domaines, ainsi que leurs sens relatifs.

Nous avons vu, en effet que, pour un faisceau incident polarisé parallèlement ou perpendiculairement au plan d'incidence, il n'y aura rotation, dans le cas où $\vec{J}$ est dans le plan de surface, que si $\vec{J}$ n'est pas perpendiculaire au plan d'incidence (cas longitudinal).

Supposons que l'on observe une figure du type suivant , dans un échantillon de cobalt polycristallin.

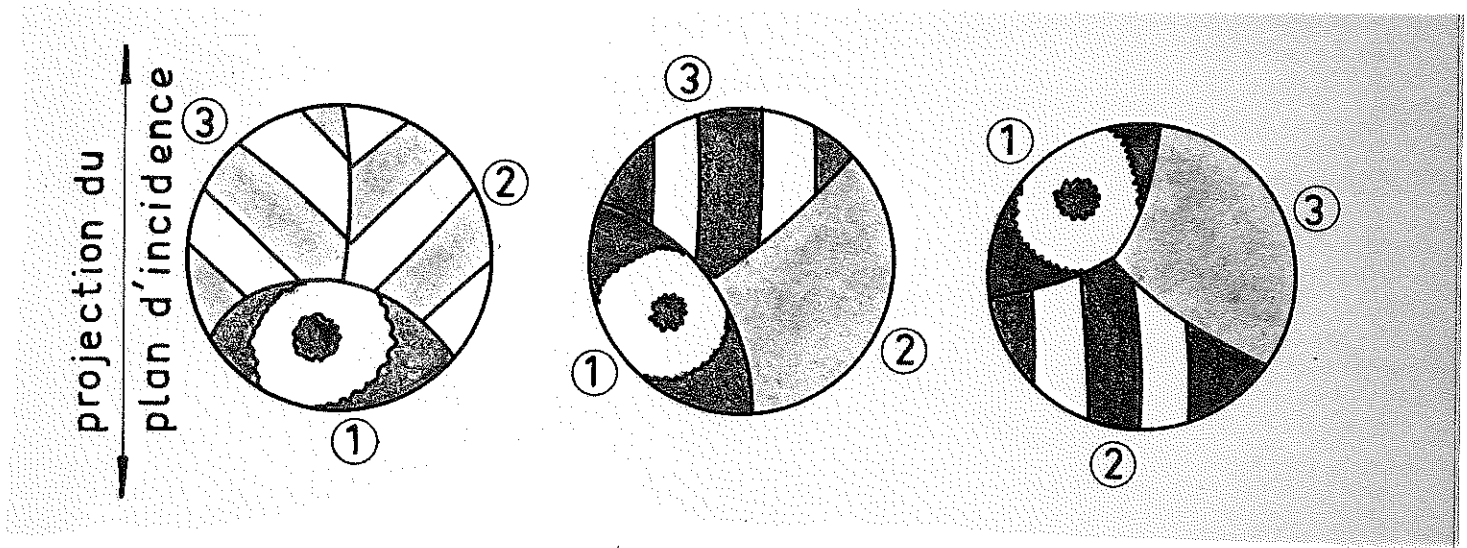


Fig. 11

.../...

Nous pourrons affirmer :

a) - que, le contraste de la région I restant invariant lorsqu'on fait tourner l'échantillon autour d'un axe normal au plan de figure, c'est qu"on a affaire à un effet polaire, et les aimantations y sont perpendiculaires au plan de figure

b) - que 2 et 3 sont formées de domaines à 180° orientés perpendiculairement les uns par rapport aux autres, l'aimantation étant dans le plan de surface. D'ou la représentation :

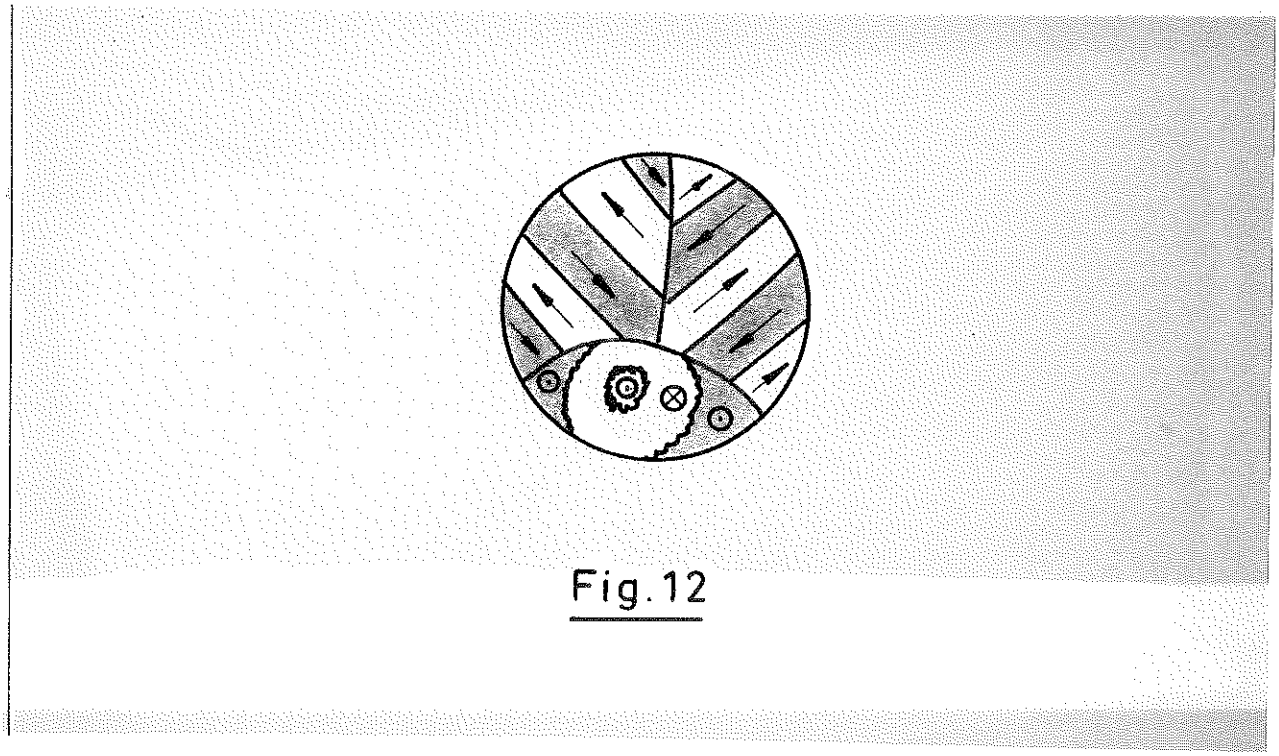


Fig.12

III - Discussion de la technique de l'effet Kerr pour l'étude des domaines.

Comparaison avec la méthode de Bitter

- A - Méthode de Bitter

On sait que la méthode de Bitter consiste à déposer sur la surface de l'échantillon une suspension colloïdale de particules de magnétite. Ces particules sont attirés dans les régions de forts gradients de champs magnétiques qui existent en particulier au voisinage des intersections des parois avec la surface. Les particules se groupent donc, formant des lignes qui matérialisent les traces des parois. On peut observer au microscope les figures de poudre ainsi formées.

Parmi les avantages de cette technique, ont peut noter le fait qu'elle est utilisable avec n'importe quel microscope équipé pour l'éclairage par réflexion, et que l'image obtenue n'est pas déformée.

Les limites sont inhérentes à la méthode utilisée :

a) - Elle nécessite le dépôt d'une suspension, donc n'est utilisable que dans un intervalle de températures limité, au voisinage de l'ambiante. On peut cependant noter les essais effectués sur des suspensions dans l'oxygène liquide, et dans les liquides à basse tension de vapeur, permettant d'atteindre 100°C.

b) - Le dépôt des particules sur les parois n'est pas instantané : la méthode a donc une inertie qui exclue l'étude de phénomènes rapides.

.../...

c) - La suspension sèche ; la durée des observations est donc limitée. De plus, la pellicule laissée sur la surface est difficile à enlever, et rend des polissages fréquents nécessaires.

d) - il s'agit d'une méthode de mise en évidence, non des domaines, mais des parois entre domaines. Et aucune indication n'est fournie sur la direction et le sens de l'aimantation des domaines eux-mêmes.

Notons toutefois que des raffinements permettent de tourner ces difficultés : Williams, Bozorth et Shockley (I7) ont mis au point deux méthodes permettant d'accèder à ces informations.

- des rayures pratiquées sur la surface, indiquent la direction de l'aimantation : seules les rayures non parallèles à l'aimantation forment des pôles magnétiques et attirent les particules.

- si l'on pose sur la surface un minuscule aimant permanent, il se formera, en surface, de nouveaux domaines lorsque l'aimantation du domaine principal est parallèle à celle de la sonde.

Cependant a) - les rayures altèrent évidemment la surface

b) - la méthode de la sonde a une limite de "résolution" par suite des dimensions du petit aimant.

c) - l'accumulation des particules est fondée sur le gradient de champ ; elle requiert donc une anisotropie suffisante du matériau ($K \geq$ IO erg/cm^3)^

.../...

- B - Avantages de la méthode d'effet Kerr

a) - Elle est utilisable à n'importe quelle température, dans la mesure où l'aimantation J_s fournit une rotation conduisant à un contraste suffisant (I8,I9)

b) - elle n'a aucune inertie, et se prête donc particulièrement à l'étude des processus rapides : la stroboscopie est possible (20),(2I) de même que la cinématographie si l'on utilise une source lumineuse d'intensité suffisante, et on a utilisé la photographie au flash(22).

c) - Il n'y a pas de limite à la durée d'observation, pas d'altération de la surface sauf dans le cas où l'on utilise des couches minces

d) - on voit les domaines directement, et l'on détermine immédiatement l'orientation et le sens des domaines les uns par rapport aux autres, sans artifice aucun.

e) - la méthode n'est pas limitée par l'anisotropie du matériau .

- C - Limitations de la méthode d'effet Kerr

a) - Les domaines ne seront visibles que si le contraste entre eux, donc la rotation de Kerr, est suffisante. Les matériaux à faible aimantation spontanée ne s'y prêteront donc pas.

.../...

b) - Un inconvenient à noter est que, avec les dispositifs connus actuellement, on est obligé pour l'étude des domaines dont l'aimantation est dans le plan de surface, de faire usage de deux montages nettement differents, l'un pour les faibles grossissements, l'autre pour les forts grossissements ; alors qu'avec la méthode de Bitter, il suffit de changer l'objectif du microscope.

c) - Remarquons aussi que dans le montage à faible grossissement, l'échantillon est incliné par rapport à l'axe du système d'observation, ce qui entraîne:

- que les images seront déformées
- que seule une bande, au centre de l'image, sera nette, par suite de la profondeur de champ limitée des systèmes optiques.

d) - Enfin, la méthode d'effet Kerr impose des exigences plus strictes à la qualité de la surface que la méthode des poudres.
En effet, la présence d'une couche non magnétique sur la surface ne gène qu'assez peu l'observation par la méthode de Bitter, alors que, en effet Kerr, elle peut empêcher toute observation - à moins qu'elle ne se trouve la faciliter !

- D - Limite de résolution par la technique d'effet Kerr

Il faut, pour voir les limitations pratiques de la technique, séparer les deux types d'utilisation :

.../...

* faible grossissement, instruments inclinés par rapport à l'échantillon

* fort grossissement, microscope à diaphragme excentré.

L'étude du pouvoir de résolution du système à axe incliné (23) n'a plus beaucoup de sens, si l'on considère que ce montage ne peut être utilisé à fort grossissement ; en effet, les grossissements utilisables sont limités :

- Par la distance frontale des objectifs : il est mécaniquement impossible, lorsqu'on utilise un système incliné par rapport à la normale à l'échantillon, de s'en approcher au-dela d'une certaine limite ; et ceci est encore accentué par le fait que l'on place habituellement devant l'objectif un analyseur.

- Par la faible profondeur de champ du microscope, qui fait qu'on n'observe qu'une bande nette, d'autant plus étroite que l'angle d'incidence est plus grand et le grossissement plus fort.

On peut considérer que la limite de résolution, pour ce type de montage, est de quelques microns.

Montage à fort grossissement :

Utilisé avec des échantillons recouverts de couches interférentielles, ce dispositif permet d'obtenir d'excellents résultats.

L'obtention d'un contraste suffisant exige, nous l'avons vu, que l'on utilise un faisceau peu ouvert ;

.../...

l'ouverture du "condenseur" est inférieure à celle de l'objectif.

Si le rapport des ouvertures numériques du condenseur et de l'objectif est de 0,2 environ, le pouvoir de résolution sera donné, d'après Hopkins et Barham(24) par

$$\rho = \frac{0,8\,\lambda}{(n \sin \alpha)_{obj.}}$$

Nous aurons, alors pour $\lambda \sim 0,55\mu$, et pour un objectif d'ouverture numérique 0,95 (immersion)

$$\rho \sim \frac{0,8 \times 0,55}{0,95} \sim 0,46\mu$$

Kranz et Hubert (I6) affirment avoir obtenu un pouvoir de résolution de $0,5\,\mu$.

En conclusion on peut, dans l'étude des domaines par effet Kerr, se rapprocher très fortement des limites de résolution de la microscopie ordinaire. La seule difference fondamentale est que l'on est obligé d'utiliser un pinceau de lumière étroit, et donc une petite ouverture de condenseur ; il faudra donc multiplier les limites en microscopie ordinaire pour un facteur I,3 environ pour obtenir la limite en effet Kerr, toutes choses égales par ailleurs (longueur d'onde de la lumière, ouverture de l'objectif etc...)

IV - Autres applications de l'effet Kerr

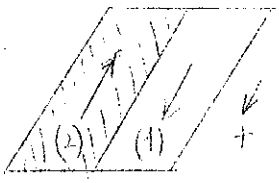
I - Observation des domaines par l'effet Kerr transversal

Dove (25) a, en I963, réalisé un montage permettant l'observation de domaines aimantés dans le plan de surface

.../...

par effet Kerr transversal. Cette réalisation ingénieuse semble devoir rester isolée, car la méthode comporte des difficultés supplémentaires et n'a apparemment, aucun avantage sur la technique d'effet Kerr longitudinal. De plus, à la difference de celle-ci, elle ne peut être améliorée par dépôt de couches interférentielles.

2 - Mesure relative de l'aimantation superficielle



Dans le cas où l'aimantation en surface ne peut prendre qu'une seule direction, on peut aisément mesurer instantanément la valeur (relative) de l'aimantation superficielle.

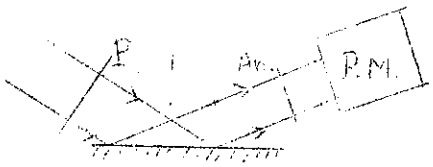


Fig. 13

En effet, envoyons sur l'échantillon un pinceau parallèle de lumière polarisée couvrant la région à étudier, et disposons l'analyseur de façon que la région (2) apparaisse sombre. Le flux lumineux reçu par le photomultiplicateur sera alors proportionnel à la surface des domaines (I) dans la région éclairée et la tension aux bornes du P. M. indiquera l'aimantation superficielle

En effet, $J = J_s \underset{\text{surface}}{} \dfrac{S_I - S_2}{S}$

où S = surface éclairée

S_I = surface de la région aimantée dans le sens (I)

S_2 = surface de la région aimantée dans le sens (2)

En posant $\dfrac{S_1}{S} = f_1$; $\dfrac{S_2}{S} = f_2$, $f_1 + f_2 = 1$

On aura $J = J_s (2f_I - I)$

La tension aux bornes du P.M. étant proportionnelle à f_I , elle sera proportionnelle à J.

Etude de l'aimantation de substances massives :

Soit un échantillon massif, par exemple monocristallin. A l'état désaimanté, il est constitué de domaines principaux et d'une structure secondaire, constituée de domaines dont l'épaisseur est généralement faible, et dont le rôle est d'assurer la fermeture du flux, c'est à dire d'éviter l'apparition de pôles magnétiques (2).

A l'état saturé, l'échantillon tout entier sera aimanté dans une même direction ; l'aimantation de la surface sera, alors seulement, représentative de l'aimantation de l'échantillon.
Entre ces deux extrêmes, l'aimantation de la surface, mesurée par la méthode photoélectrique, sera donc tout à fait différente de l'aimantation de l'échantillon. L'allure des cycles d'hystérésis obtenus par les deux méthodes peut donner lieu à des comparaisons très intéressantes (26)

Cas des lames minces :

Dans les lames minces, la structure en domaines est uniforme sur toute l'épaisseur de l'échantillon. L'aimantation de la surface est donc représentative de l'aimantation globale de la lame.

On peut alors obtenir directement des cycles d'hystérésis sur un oscilloscope en reliant le photomultiplicateur aux bornes "Y" et les bobines excitatrices aux bornes "X".

La possibilité de déterminer immédiatement le sens de l'aimantation d'une lame à cycle rectangulaire est également utilisée pour les mémoires de machines digitales : on convient alors que l'aimantation dans un sens correspond à l'information "0", l'aimantation dans l'autre sens à l'information "I" et l'on peut, en balayant une plaque constituée de nombreuses petites lames par un pinceau lumineux polarisé et en le recevant sur un analyseur suivi d'un photomultiplicateur, lire très rapidement, et sans la détruire, l'information qu'elle contient. C'est ce qui explique l'intérêt considérable que portent depuis quelques années les fabricants de machines à calculer aux techniques d'effet Kerr.

3 - Etude des parois de Bloch

Savchenko et Sinegubov (27), utilisant l'effet Kerr polaire, ont étudié la forme et l'orientation des spins dans les parois de Bloch. Ils utilisent le fait que, à l'intersection d'une paroi avec la surface, il y a une composante de l'aimantation normale à la surface, qui provoque donc une rotation de la polarisation d'un pinceau lumineux perpendiculaire à la surface. L'échantillon est animé d'un très lent mouvement de translation dans une direction perpendiculaire aux parois . Le faisceau* lumineux passe, après réflexion sur l'échantillon, dans un analyseur croisé et dans une fente micrométrique puis dans un photomultiplicateur. On observera alors, si on enregistre le signal fourni par le photomultiplicateur une courbe du type de celle représentée ci-contre (figure I4)

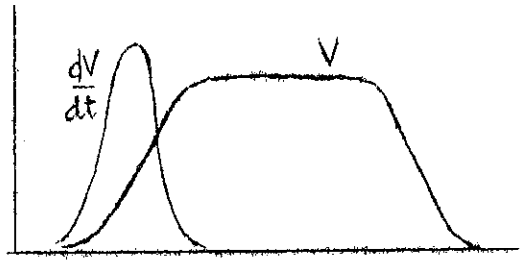


Fig. 14

* le faisceau est en réalité modulé pour améliorer le comportement de l'électronique.

.../...

Les régions de "montée" et de "descente" correspondent au passage de l'image d'une paroi sur l'un des bords de la fente.

Leur dérivée donnera la valeur de la composante normale à la surface I_s.

-4- Polarité des parois de Bloch

La nouvelle technique d'effet Kerr à fort grossissement permet, théoriquement, de voir directement les parois. C'est ce qui apparaît nettement sur une photographie publiée par Pepperhoff (28) : les parois apparaissent comme des lignes claires ou sombres suivant que la composante normale de l'aimantation est orientée dans un sens ou dans l'autre.

Ceci doit permettre d'élucider certaines questions importantes pour la connaissance de la structure des parois.

- 5- Etudes des domaines sur les ferrites

Citons enfin les essais fructueux de mise en évidence des domaines sur les ferrites par l'effet Kerr : orthoferrites d'Yttrium et d'Holmium (29) et ferrites de Manganèse (30)

.../...

Conclusion :

La technique d'effet Kerr est maintenant une technique largement utilisée pour l'étude des domaines de Weiss. Elle est facile à mettre en oeuvre, peu coûteuse, son champ d'application est assez vaste, et elle fournit simplement des indications très importantes, telles que la direction de l'aimantation dans les differents domaines.

Elle doit être considérée, non comme une rivale de la méthode de Bitter, mais plutôt comme une méthode complémentaire, dont les limitations sont différentes.

Il arrive d'ailleurs - le cas de la structure en chevron, étudiée dans la deuxième partie , en est un exemple sur lequel Dylgerov et Degtyarev (31) ont attiré l'attention - que l'usage de l'effet Kerr fasse apparaître des structures invisibles par la méthode de Bitter.
Il convient donc, bien souvent, d'utiliser les deux méthodes pour étudier la répartition des domaines d'un échantillon.

D E U X I E M E P A R T I E

Etude de domaines par Effet Kerr.

INTRODUCTION :

Nous présenterons ici quelques résultats relatifs à l'observation des domaines de Weiss superficiels sur un échantillon de Fer - Silicium, à grains orientés, à la température ordinaire.

Après une brève description de notre dispositif expérimental, nous examinerons quelques photographies de configurations de domaines de Weiss, puis étudierons l'effet d'un champ magnétique appliqué dans la direction perpendiculaire à la direction de laminage sur la répartition des domaines de Weiss.

-I- Appareillage

Nous avons été guidé, dans le choix et la réalisation de l'appareillage destiné à cette étude, par le double souci de simplicité et de souplesse d'emploi.

- A - OPTIQUE

Notre montage, entièrement réalisé sur un banc d'optique, est peu different du système utilisé habituellement pour l'étude des domaines à faible grossissement.
Les impératifs auxquels nous devions satisfaire étaient essentiellement :

a) - l'utilisation d'une source de lumière intense : en effet, on travaille toujours entre polariseurs presque croisés et la luminosité des images est donc faible.

b) - l'élimination aussi complète que possible de la lumière parasite ; le contraste est généralement faible, et la présence d'un "fond continu" est indésirable.

c) - la possibilité de régler simultanément et commodément les deux polariseurs : en effet, nous avons vu que le réglage optimum ne peut s'obtenir qu'en agissant à la fois sur les orientations du polariseur et de l'analyseur.

d) - la possibilité de soumettre l'échantillon à un champ magnétique dans n'importe quelle direction.

e) - la possibilité de faire tourner l'échantillon par rapport au plan d'incidence de la lumière, afin de déterminer

.../...

l'orientation de l'aimantation des domaines superficiels.

Notre montage est representé schématiquement sur la figure :

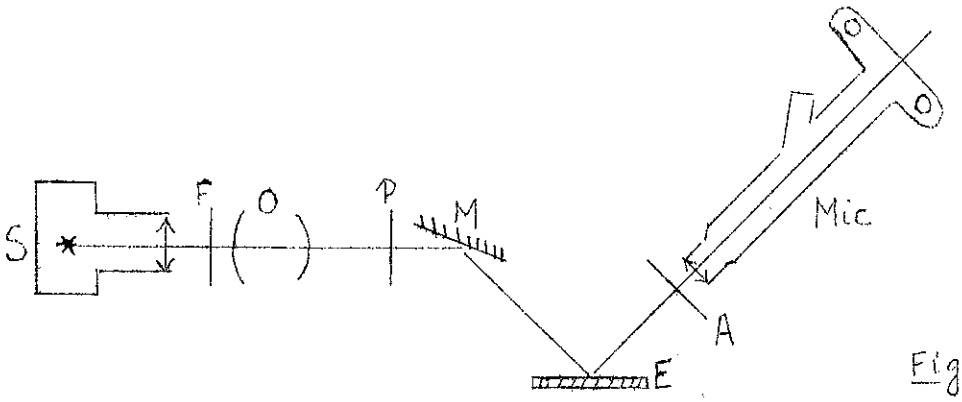


Fig. 15

S est la source lumineuse. Elle comporte, à l'intérieur d'un boitier étanche à la lumière :

- une lampe de projection I2v, I00 watt, généralement pourvue d'un miroir. Pendant les réglages, cette lampe est sous-alimentée afin d'augmenter sa durée de vie :

- un bloc optique mobile, permettant d'obtenir de la lumière convergente, parallèle ou divergente.

F est un filtre anti-calorique, destiné à protéger de tout échauffement excessif les polariseurs croisés.

O représente un système optique que l'on peut mettre en place lorsqu'on désire utiliser un éclairage "de Köhler".

Note : Dans l'éclairage de Köhler, très utilisé en microscopie, on

..../....

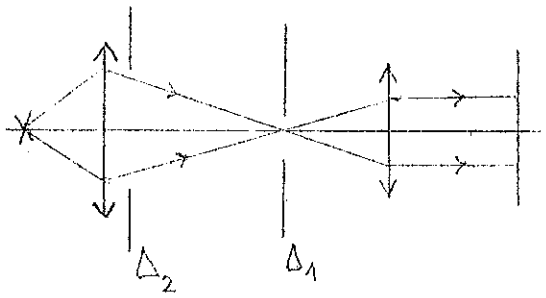


Fig. 16

forme sur l'échantillon l'image du diaphragme de champ Δ_2, et on place au foyer objet du condenseur un diaphragme Δ_I (diaphragme d'ouverture), l'image du filament se formant dans le plan de Δ_I. On obtient alors un éclairage très uniforme, et fournissant très peu de lumière parasite.

P est le polariseur, il est monté dans un support de Nicol doté d'un mouvement de rotation lente.

M est un miroir plan aluminé : on peut, en le faisant tourner autour d'un axe horizontal, régler à volonté l'angle d'incidence de la lumière.

E représente l'échantillon, il est porté par un support horizontal, pouvant tourner autour d'un axe vertical, flanqué de deux bobines rectangulaires permettant de lui appliquer un champ magnétique sans géner l'observation.

A est l'analyseur ; il est logé dans un petit support spécial qui s'adapte sur la monture de l'objectif du microscope, et son orientation peut être réglée aisément.

Mic est un microscope, dont l'orientation par rapport à la verticale peut-être modifiée à volonté. Il est muni d'un objectif à grande distance frontale (quelques centimètres) et son oculaire est remplacé par une tête photographique "réflex" Nachet. On peut ainsi pratiquer simultanément l'observation et la photographie sur un film 24 x 36mm.

.../...

Nous utilisons des polariseurs artificiels montés sous verre, de marque Käsemann (Ks-Mik). Le rapport des intensités que transmet une paire de ces polariseurs dans les positions croisée et parallèle est de quelques millionièmes, leur usage est commode, et leur prix bas.

Nous nous servons de films photographiques de moyenne sensibilité Agfa I7 DIN.

- B - CHAMP MAGNETIQUE -

Le même souci de simplicité et de souplesse d'emploi nous a conduit à réaliser des bobines rectangulaires ; elles sont montées sur le porte échantillon, leur grand côté étant horizontal, de façon à limiter le moins possible le choix de l'angle d'incidence.

Ces bobines peuvent fournir un champ de 50 Oe environ.

- III - Résultats d'observation.

- A - Données préliminaires

I - L'échantillon

Il s'agit d'une plaque rectangulaire de I7 x 30 mm, d'épaisseur 0,25 mm de Fer-Silicium à 3% de Silicium, et de très grande pureté (50 ppm), à grains orientés.

.../...

Cette plaque comporte plusieurs grains, dont un gros, au centre de la plaque, d'orientation proche de la structure dite de Goss : un plan (II0) fait avec la surface un angle de I°30' environ, et la direction [00I] qu'il contient est parallèle au petit côté de la plaque. Cet échantillon a été poli à la pate au diament de I5 μ et de 7 μ, puis poli électrolytiquement, enfin recuit à I000°C sous atmosphère d'hydrogène pur.

2 - Champ démagnétisant

Nous pouvons, en première approximation, évaluer le coefficient de champ démagnétisant de notre échantillon en l'assimilant à un ellipsoïde très aplati, pour lequel les axes seraient $a = b \gg c$, $\frac{a}{c} = m \sim I00$.

On a alors pour expression du coefficient de champ démagnétisant suivant l'axe a ou b :

$$\frac{N}{4\pi} \# \frac{\pi}{4m}\left(1 - \frac{4}{\pi m}\right) \qquad \text{(Kneller (32))}$$

d'où $\frac{N}{4\pi} \sim 8 \cdot 10^{-3}$.

Il en résulte que le champ démagnétisant lorsque l'échantillon est aimanté à saturation dans une direction de son plan sera de l'ordre de I60 oe.

Il convient cependant de se rappeler que, dans le cas général, les processus de réarrangement de domaines de Weiss ne se produisent que dans la portion de la courbe d'aimantations située au-dessous du "coude", donc pour des aimantations notablement inférieures à la saturation.

.../...

Le champ de 50 oe. fourni par les bobines que nous avons utilisées pour ce travail nous permet d'atteindre des aimantations de 500 µém (dans le cas du fer Silicium), et donc de couvrir une part importante de la région intéressante pour l'étude des domaines.

Il faut encore noter que les champs efficaces auxquels nous aurons affaire seront de I oe. environ au maximum.

- 3 Convention d'orientation

Nous utiliserons la convention explicitée sur la figure ci- contre. Le plan de surface est (II0) la direction de facile aimantation qu'il contient est [00I], la direction perpendiculaire [I $\bar{1}$ 0].

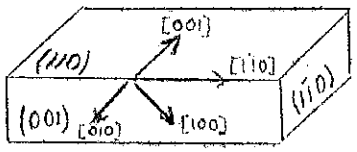


Fig. 17

Nota : Nous n'avons pas utilisé de couche antiréfléchissante sur cet échantillon.

- B - Présentation des résultats

- I - Structure normale de la région centrale, après désaimantation par un champ alternatif paralléle à [00I] d'amplitude décroissante (figure I8)
On observe la structure bien connue de bandes parallèles, séparée par des parois à I80° parallèle à [00I].
Les bandes sombres correspondent à l'aimantation dans un sens, les bandes claires à l'orientation antiparallèles.

On peut observer, en faisant tourner l'échantillon, que le contraste est maximum dans la position photographiée et qu'il disparaît dans l'orientation perpendiculaire. Ceci prouve que l'aimantation est bien dirigée suivant [00I].

.../...

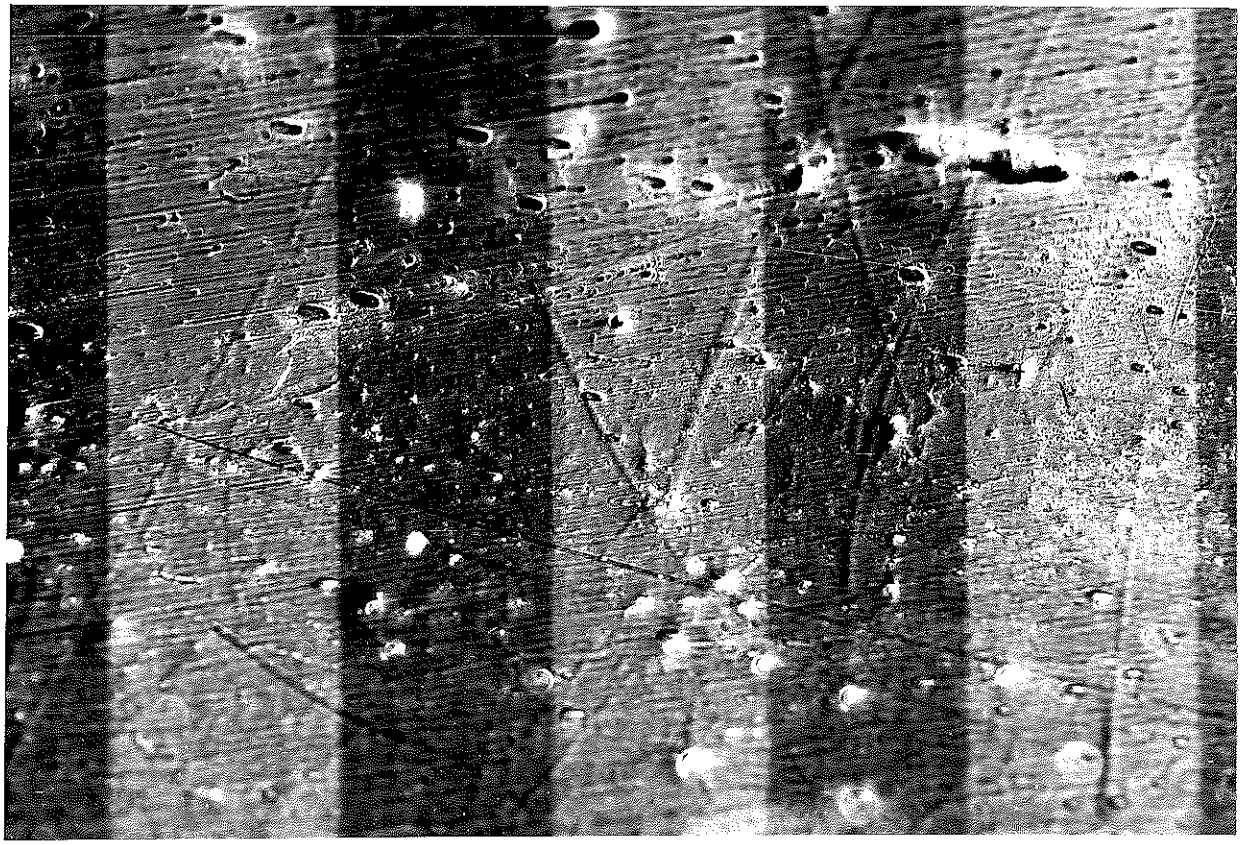


Figure I8

Plusieurs travaux ont été consacrés à ce type de structure : On a montré (33) qu'il n'y avait pas de correlation entre les figures apparaissant sur les deux faces de l'échantillon, et que les parois à I80° , ne sont pas perpendiculaires au plan de la surface.

Nous n'avons donc pas cherché à faire l'étude simultanée des deux faces de l'échantillon.

2 - Domaines parallèles à [I $\bar{1}$ 0], Damiers

Fig I9

On distingue très bien, sur cette photo, trois types de domaines :

a) - les domaines normaux, séparés par des parois à I80° parallèles à [00I].

b) - des domaines dont l'aimantation est également dirigée parallèlement à [00$\bar{1}$], mais qui sont allongés dans la direction perpendiculaire

.../...

Il s'agit assurément là de domaines analogues à ceux étudiés par Dijkstra et Martius (34) par la méthode des poudres, et par Gniewek (35) par effet Kerr : domaines dûs à des tensions résiduelles apparaîssant par exemple au cours du refroidissement du cristal.

c) - des domaines en damiers, dont nous n'avons pas rencontré de mention dans la littérature.

Ces damiers voisinent en général avec les domaines $[I\bar{1}0]$, et, sous l'effet d'un champ magnétique, peuvent s'étendre dans les régions où ces derniers prédominent.

L'aimantation, dans ce type de domaines, reste toujours parallèle à [00I] : on le vérifie en constatant que le contraste est le même pour des damiers que pour les domaines antiparallèles à parois parallèles à [00I] ; le contraste disparait lorsqu'on fait tourner l'échantillon de 90° dans son plan. L'origine de ces damiers est aussi très vraisemblablement à chercher dans l'effet de tensions résiduelles.

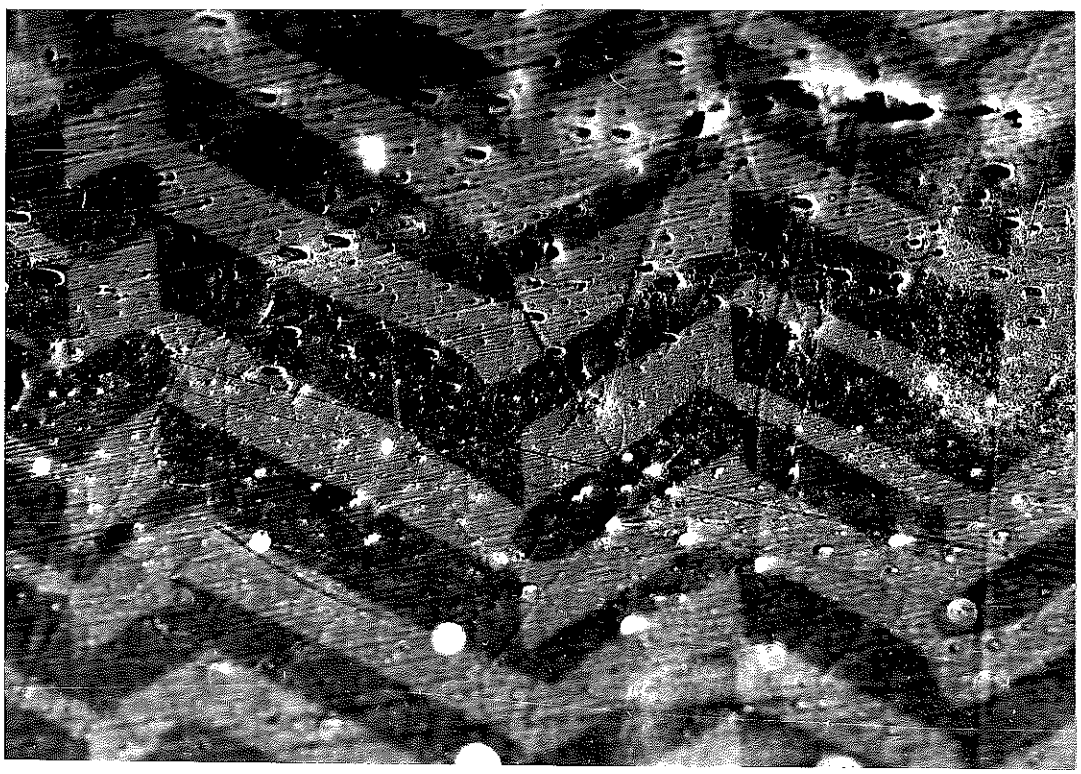
3 - Triangles

Fig 20

.../...

On rencontre près des bords de l'échantillon, des domaines triangulaires, dont les côtés sont à peu près parallèles aux directions $[00\bar{1}]$, $[\bar{1}11]$ et $[1\bar{1}1]$, dont l'aimantation est suivant $[00\bar{1}]$, et dont les positions sont pratiquement fixes ; on peut donc penser qu'ils sont, eux aussi liés à des défauts du cristal. Nous n'avons pas non plus trouvé mention de ce type de domaines dans la litterature.

- 4 - Effet d'un champ parallèle à $[1\bar{1}0]$; structure en chevrons *



Plan d'incidence

—— H = 26 Oe ——▷

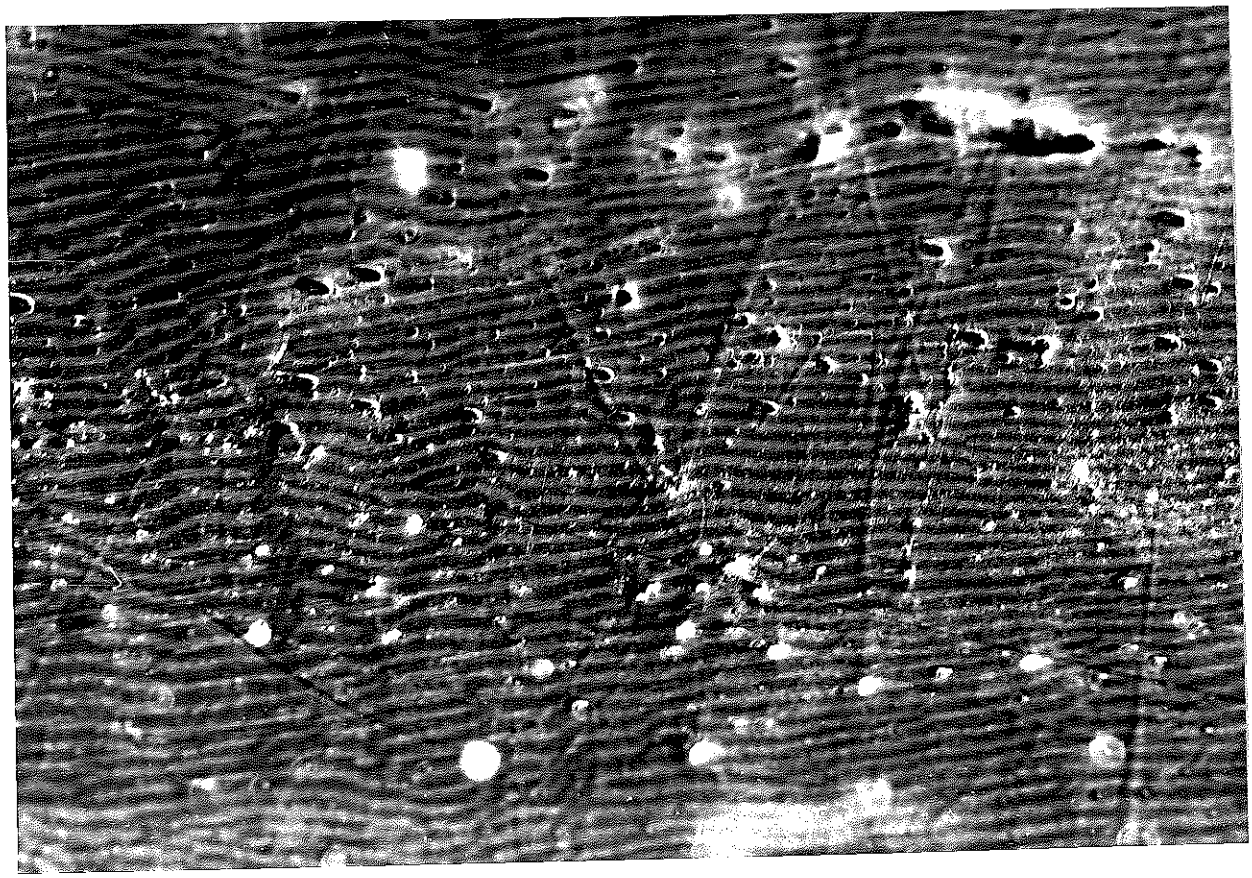
Fig. 21

* Malheureusement, J.J. Gniewek (35) a donné le nom de chevrons à une structure qu'on rencontre également sur des échantillons de fer-silicium à grains orientés, mais qui est notablement differente de la présente. Il nous a cependant semblé que le terme de chevron était le mieux adapté à la description de la structure que nous présentons ici.

.../...

Lorsqu'on applique un champ magnétique suivant la direction $[I\bar{I}0]$, on voit la structure changer d'aspect; les bandes alternativement sombres et claires se subdivisent en domaines obliques parallèles aux directions $[I\bar{I}I]$ et $[\bar{I}II]$, formant un motif de chevrons. (fig 2I)

Lorsque la valeur du champ magnétique augmente la structure en chevrons devient de plus en plus fine, puis se transforme progressivement en une autre, constituée de domaines dont l'aimantation reste toujours parallèle à $[00\bar{I}]$, mais qui sont allongés parallèlement à $[I\bar{I}0]$, c'est à dire au champ appliqué (figure 22). A mesure que le champ croît, ceux-ci deviennent à leur tour de plus en plus fins.



H = 38 oe → Figure 22

Des photographies de domaines en chevrons ont, à notre connaissance, été publiées par Kirenski, Savchenko et Degtyarev (36) et par Laptei et Tcherkachine (37) ; Dylgerov et Degtyarev (31) ont comparé une photographie de structure en chevrons prise par effet Kerr avec une photographie par la méthode de Bitter de la même région, dans les mêmes conditions.

Mais, il n'était fait mention nulle part, dans ces articles, d'un modèle de répartition de l'aimantation à l'intérieur de l'échantillon correspondant à cette structure superficielle.

- III - Essai de construction d'un modèle de la structure en chevrons.

- I - Généralités

Dans l'état désaimanté, la structure de notre échantillon à texture de Goss, est formée de domaines aimantés suivant les directions $[00I]$ et $[00\bar{I}]$ séparés par des parois à 180° dont l'intersection avec la surface est parallèle à $[00I]$: c'est ce que montre la photo de la figure N° 18.

Lorsqu'on applique un champ parallèle à $[I\ \bar{I}\ 0]$, les directions $[00I]$ et $[00\bar{I}]$ ne sont plus favorisées, et les directions $[I00]$ et $[0\bar{I}0]$ qui sont orientées à 45° du champ deviennent également privilégiées.

La structure correspondant au mode III de la théorie de Néel (2) sera donc constituée de domaines principaux aimantés dans les directions $[I00]$ et $[0\bar{I}0]$. Cependant, une telle structure ferait apparaître sur la surface de l'échantillon des répartitions de charges d'énergie considérable ;

.../...

il y aura donc une structure secondaire constituée de domaines superficiels, dont le rôle sera d'assurer la fermeture du flux. L'aimantation de ces domaines pourra être considérée comme parallèle à $[00I]$ ou $[00\bar{I}]$. Seuls ces domaines superficiels seront visibles.

Notons que le champ magnétique régnant à l'intérieur de l'échantillon est au maximum, d'après ce que nous avons vu, de I oe environ ; les rotations des moments magnétiques que pourra causer ce champ seront extrêmement faibles si l'on tient compte de la seule énergie d'anisotropie magnéto-cristalline.

Quant aux effets magnétostatiques, qui peuvent être importants, il est extrêmement difficile de les déterminer.

Nous supposerons donc que les aimantations restent toujours, à l'intérieur des domaines, parallèles à l'une des directions de facile aimantation, et nous allons chercher un modèle de répartition des aimantations, sans charges intérieures, compatible avec l'expérience.

- 2 - Particularités de la structure

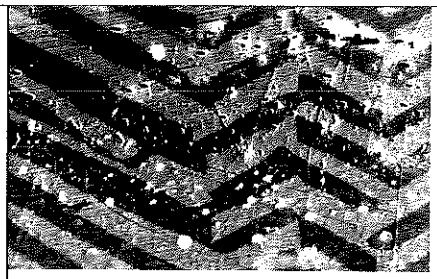
La figure 23 est constituée d'une série de photographies, prises en présence d'un champ parallèle à $[I\ \bar{I}0]$, d'intensité variable.
Nous pouvons remarquer :

a) - que les domaines obliques sont aimantés parallèlement à $[00I]$ ou $[00\bar{I}]$: des domaines $[00I]$ apparaissent (vues a, b, c) dans les bandes $[00\bar{I}]$, et vice versa.

.../...

a)

H = 20,4 œ

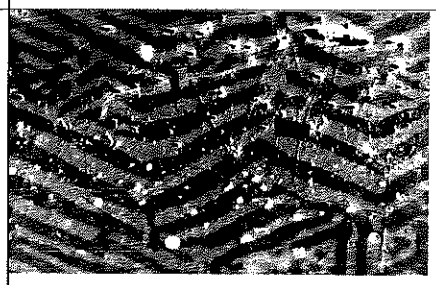


f)

H = 29,1 œ

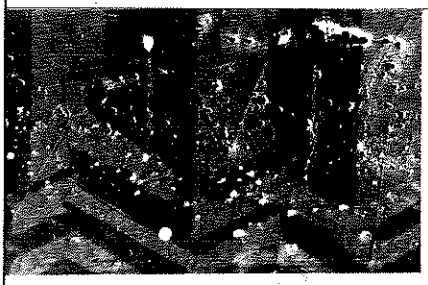
b)

H = 23,2 œ



g)

H = 32,4 œ

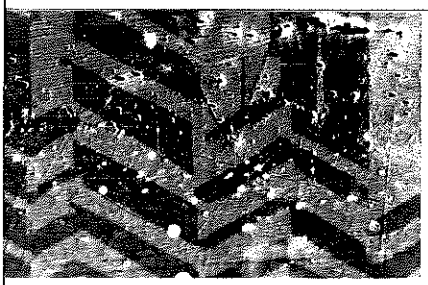


c)

H = 24,2 œ

h)

H = 34,8 œ

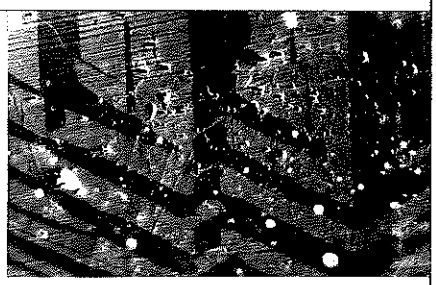


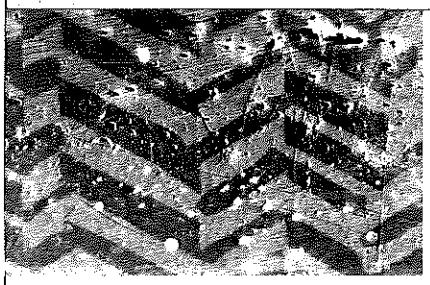
d)

H = 25,3 œ

i)

H = 23,4 œ





e)

H = 26,4 œ

$\vec{J_s}$ { Domaines sombres : ↑ [001]
Domaines clairs : ↓ [001]

Echelle : 0,5 mm — 0,5 mm

Fig. 23 Structure en chevrons

b) que les domaines aimantés suivant $[00\bar{1}]$ qui apparaissent dans les bandes $[001]$ sont orientés à peu près suivant:

. $[\bar{1}11]$ lorsque H est dirigé suivant $[1\bar{1}0]$ (vue c)

. $[1\bar{1}1]$ lorsque H est dirigé suivant $[\bar{1}10]$ (vue i)

alors que les domaines aimantés suivant $[001]$ qui apparaissent dans les bandes $[00\bar{1}]$ sont orientés suivant:

. $[1\bar{1}1]$ lorsque H est dirigé suivant $[1\bar{1}0]$

. $[\bar{1}11]$ lorsque H est dirigé suivant $[\bar{1}10]$.

c) que tout le champ est finalement parcouru de régions alternativement sombres et claires, donc de domaines aimantés suivant $[001]$ ou $[00\bar{1}]$, formant des bandes parallèles à $[1\bar{1}1]$ et $[\bar{1}11]$ (vue e ou fig. 21).

d) que les raccordements restent sensiblement alignés sur des parallèles à $[001]$ (vue e ou fig. 21)

e) que le raccordement d'un domaine $[001]$ avec un domaine $[00\bar{1}]$ se fait parallèlement à $[001]$, alors que le raccordement de deux domaines $[001]$, par exemple, se fait obliquement, et nécessite une déformation des domaines (vue e ou fig. 21).

f) que, une fois la structure en chevrons installée, l'effet d'un accroissement du champ appliqué est de multiplier les domaines obliques en diminuant leur largeur, effaçant au fur et à mesure les limites initiales de raccordement, pour faire place finalement à de longs domaines parallèles au champ, mais toujours aimantés suivant $[001]$ et $[00\bar{1}]$ (vues g et h ou fig. 22).

.../...

3 - Modèle proposé :

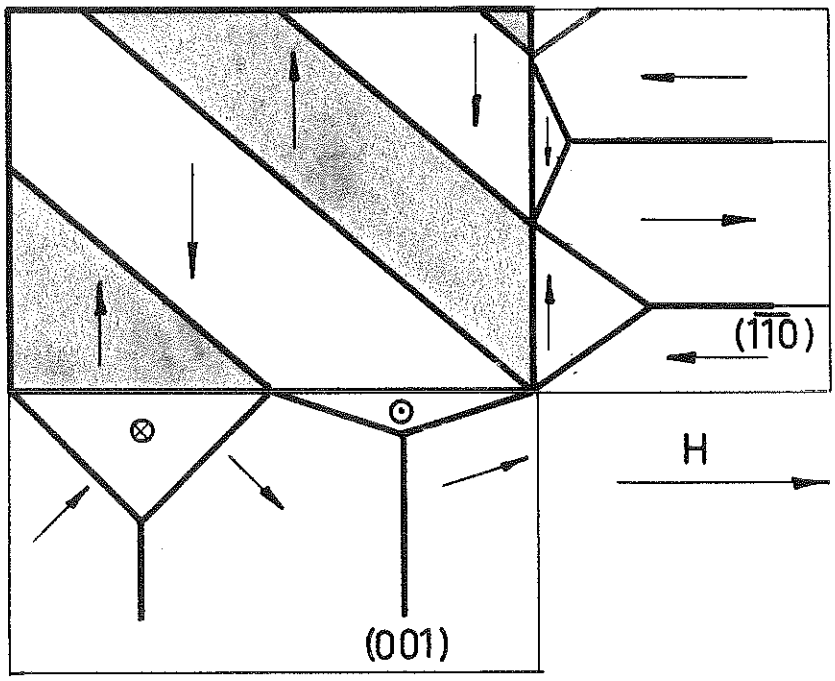
Le modèle que nous présentons ci-dessous -(fig 24) n'est sans doute pas le seul possible; il permet cependant de rendre compte qualitativement de quelques-unes des particularités que nous venons d'énumérer ; d'après ce modèle :

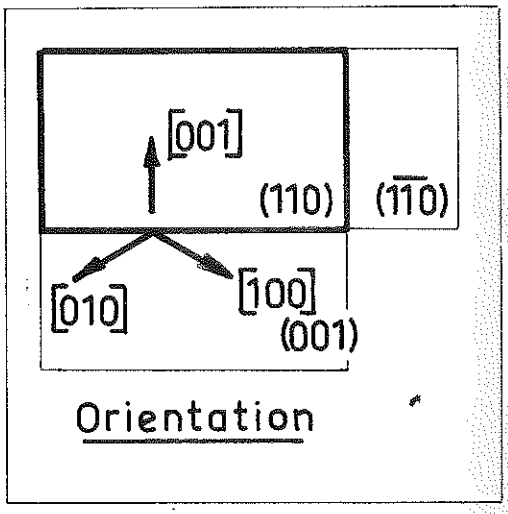
- les domaines principaux, aimantés suivant $[I00]$ et $[0\bar{I}0]$, sont séparés les uns des autres par des parois à 90° de plan $(I\bar{I}\bar{2})$ et $(I\bar{I}2)$
- les domaines de fermeture"indigènes" c'est à dire ceux dont l'aimantation est parallèle à celle du domaine préexistant, sont séparées des domaines principaux par des parois :
  - $(I0I)$, $(0\bar{I}I)$ pour les domaines dont l'aimantation est $[00I]$
  - $(\bar{I}0I)$, $(0II)$ pour les domaines dont l'aimantation est $[00\bar{I}]$
- les domaines de fermetures "étrangers" c'est à dire ceux qu'on voit apparaître sur les vues a,b,c de la figure 23, et dont l'aimantation est antiparallèle à celle du domaine préexistant, sont séparés des domaines principaux par des parois :
  - $(I2\bar{I})$, $(2II)$ pour ceux dont l'aimantation est $[00\bar{I}]$
  - $(I2I)$, $(2I\bar{I})$ pour ceux dont l'aimantation est $[00I]$

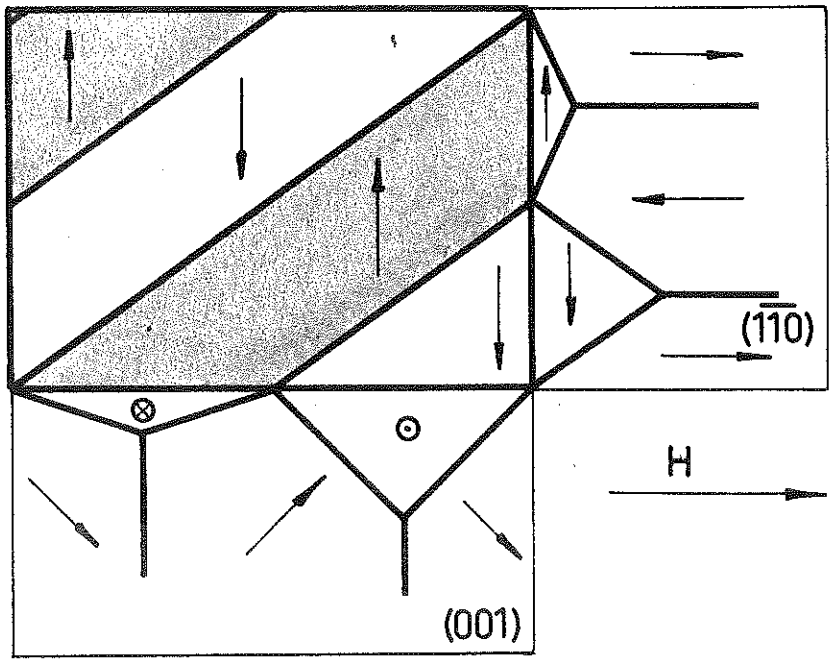
On peut remarquer :

- que la fermeture du flux est entièrement assurée dans ce modèle sans charges intérieures.
- que seules les parois séparant les domaines de fermeture "indigènes" des domaines principaux sont des parois perpendiculaires à un axe binaire ; ce sont donc les seules qui correspondent, d'après Neel (1), à une énergie de paroi minimum.

.../...







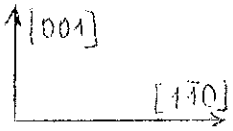
Structure en chevrons - Modèle proposé

Fig. 24

Le tableau ci-dessous indique les traces de ces parois sur les plans (II0), plan de surface de l'échantillon,(00I)et(I$\bar{1}$0).

Plan de Paroi	Trace sur (110)		Trace sur (001)		Trace sur (1$\bar{1}$0)	
	Direction	Angle avec [001]	Direction	Angle avec [1$\bar{1}$0]	Direction	Angle avec [001]
(101)	$[1\bar{1}\bar{1}]$	54,6°	[010]	45°	$[11\bar{1}]$	54,6°
(0$\bar{1}$1)	$[1\bar{1}\bar{1}]$	"	[100]	"	[111]	"
($\bar{1}$01)	$[1\bar{1}1]$	"	[010]	"	[111]	"
(011)	$[1\bar{1}1]$	"	[100]	"	$[11\bar{1}]$	"
(12$\bar{1}$)	$[1\bar{1}\bar{1}]$	"	$[1\ \bar{\frac{1}{2}}\ 0]$	18,4°	$[\frac{1}{3}\ \frac{1}{3}\ 1]$	25°
(211)	$[1\bar{1}\bar{1}]$	"	$[\frac{1}{2}\ \bar{1}\ 0]$	"	$[\frac{1}{3}\ \frac{1}{3}\ \bar{1}]$	"
(121)	$[1\bar{1}1]$	"	$[1\ \bar{\frac{1}{2}}\ 0]$	"	$[\frac{1}{3}\ \frac{1}{3}\ \bar{1}]$	"
(21$\bar{1}$)	$[1\bar{1}1]$	"	$[\frac{1}{2}\ \bar{1}\ 0]$	"	$[\frac{1}{3}\ \frac{1}{3}\ 1]$	"
(11$\bar{2}$)	$[1\bar{1}1]$	"	[110]	90°	[110]	90°
(1$\bar{1}$2)	$[1\bar{1}\bar{1}]$	"	[110]	"	[110]	"

Les traits figurant dans la 3ème colonne représentent la direction de la trace de la paroi dans le plan (II0) avec la convention ci-contre.



.../...

- 4- Conséquences du modèle

a) - Largeur des domaines.

La considération géomètrique du modèle proposé permet de déterminer immédiatement la largaur maximum des domaines obliques.

Le cas limite est celui où (fig 25,a) les domaines de fermeture antiparallèles qui apparaissent sur les deux faces de l'échantillon se touchent : les domaines principaux sont alors en contact suivant des droites parallèles à $[I\bar{I}I]$ dans le cas de la figure. a page 58.

La largeur maximum d_{max}, mesurée suivant [001], sera donnée par l'expression :

$$d_{max} = \frac{2\,e}{I + tg\ 25°}$$

où e est l'épaisseur de l'échantillon

Nous avons e = 0,25 mm, d'où $d_{max} = 0,34$ mm

Cette valeur limite est en accord avec l'expérience.

b)- Effet de l'accroissement du champ appliqué

Pour que l'aimantation résultante de l'échantillon dans la direction du champ appliqué augmente, il faut que la fraction du volume qui est occupée par les domaines principaux augmente. Ceci nécessite bien évidemment que diminue le volume occupé par la structure secondaire. Si la forme des domaines de fermeture reste la même, cela signifie que leur largeur doit diminuer (fig 25, b et c)

C'est bien ce qu'on observe expérimentalement .../...

Du point de vue énergétique, une diminution de la largeur d des domaines correspond :

- à une variation nulle de l'énergie des parois des domaines de fermeture. En effet, si ces domaines restent semblables à eux-mêmes, leur surface par unité de volume de l'échantillon reste constante, ainsi que leur énergie superficielle.

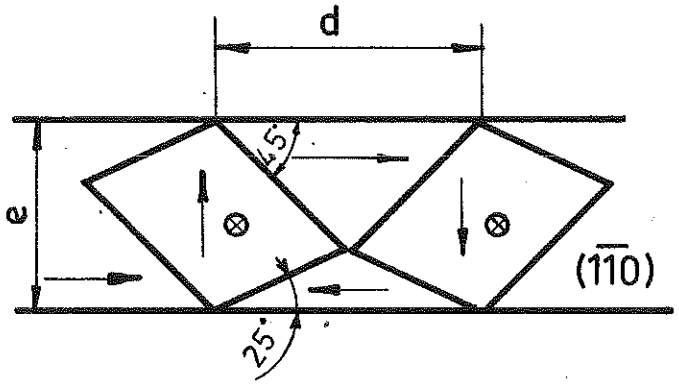
- à une augmentation de la surface des parois $(\bar{1}12)$ et $(1\bar{1}2)$ séparant les domaines principaux, donc de l'énergie de ces parois.

- à une diminution de l'énergie magnétique du système. En effet, une partie du volume de l'échantillon, qui était aimantée suivant $[00\bar{1}]$ ou $[001]$, c'est à dire perpendiculairement au champ appliqué, s'aimante suivant $[100]$ ou $[0\bar{1}0]$, directions qui font un angle de 45° seulement avec H.

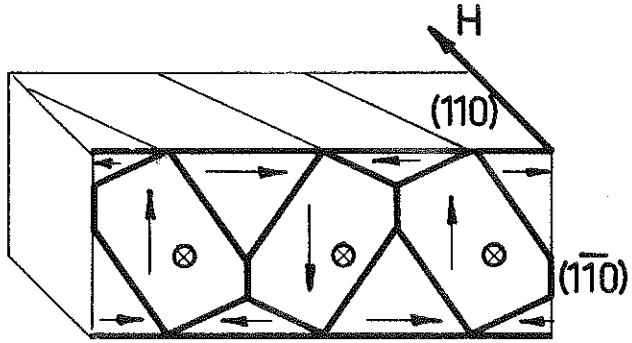
Il faut bien noter que l'existence des domaines de fermeture est indispensable pour éviter l'apparition des répartitions superficielles de charges dûes aux aimantations $[100]$ et $[0\bar{1}0]$, qui aménéraient des énergies magnétostatiques très fortes.

On peut encore ajouter, dans le cas où la surface fait une petit angle avec la direction $[00\bar{1}]$, que la réduction de d s'accompagnera d'une diminution de l'énergie magnétostatique de la distribution de charges qui apparaît - énergie qui est certainement très faible dans le cas étudié.

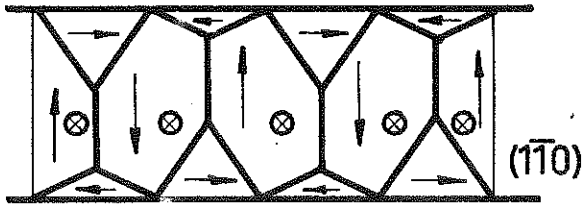
La valeur de d que l'on observera sera celle qui correspondra, pour chaque valeur du champ appliqué, au minimum de l'énergie totale.



a)



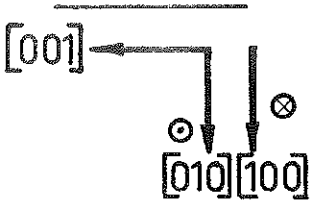
b)



c)

H croît — de a) à c)

Orientation



Plan (1$\bar{1}$0)

H ⊗

Stucture en chevrons

Effet de l'accroissement du champ appliqué H

Fig. 25

c) - Raccordement des domaines obliques entre eux

D'après notre modèle: il faut distinguer nettement les domaines 'indigènes' et les domaines 'étrangers' : ce sont, dans les deux cas, des prismes dont les sections droites sont des triangles isocèles, mais leurs formes sont differentes comme le montre la figure 24 (page 5I)

- - Raccordement de deux domaines antiparallèles

Deux domaines antiparallèles, mais orientés symétriquement par rapport à [00I], sont des domaines de même nature, domaines "indigènes" ou domaines "étrangers" tous deux. Ce sont des prismes symétriques par rapport à un plan ($\bar{1}$10), dont l'intersection est parallèle à ce plan.

Le montage de la figure 26, montre bien que, dans ce cas ,

- les domaines de fermeture sont séparés par des une paroi à I80°, dont l'intersection avec le plan de figure est [00I].

- les domaines principaux sont séparés par des parois à 90°, de plan ($\bar{1}$10) dont la trace sur le plan de figure est également [00I].

- - Raccordement de deux domaines parallèles

Il s'agit ici du raccordement d'un domaine "indigène" avec un domaine "étranger". Comme la forme de ces domaines est differente, et qu'il n'existe pas de relation de symétrie entre eux, on peut s'attendre à ce que ce type de raccordement soit

... /4..

accompagné de déformations importantes.

On peut cependant supposer, en première approximation, que le raccordement se fera suivant le plan défini par les intersections des faces correspondantes des deux prismes.

Ainsi, considérons la jonction d'un domaine "étranger" $[00\bar{I}]$ avec un domaine "indigène" $[00I]$

Paroi du dom. étranger	paroi du dom. indigène	Intersection
(I2 I)	(I0I)	$[I0\bar{I}]$
(2I $\bar{I}$)	(0 TI)	$[0II]$

définissant le plan $(I\bar{I}I)$ dont la trace sur (II0) est

$$\left[\frac{\bar{I}}{2} \quad \frac{I}{2} \quad I\right]$$

L'angle de $\left[\frac{\bar{I}}{2} \quad \frac{I}{2} \quad I\right]$ Avec $[00I]$ est 35°, et on observera donc quelque chose d'analogue à la figure 27.

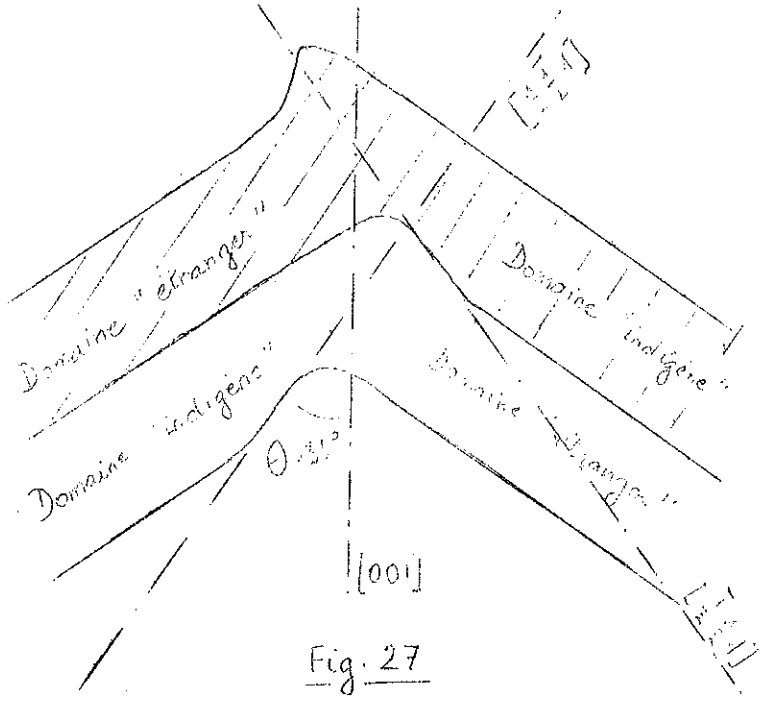


Fig. 27

Avec les mêmes hypothèses, on trouve que le raccordement de deux domaines $[00\bar{I}]$ se fait suivant $\left[\frac{I}{2} \quad \frac{\bar{I}}{2} \quad I\right]$.

Ces considérations correspondent, qualitativement à l'expérience.

.../.../...

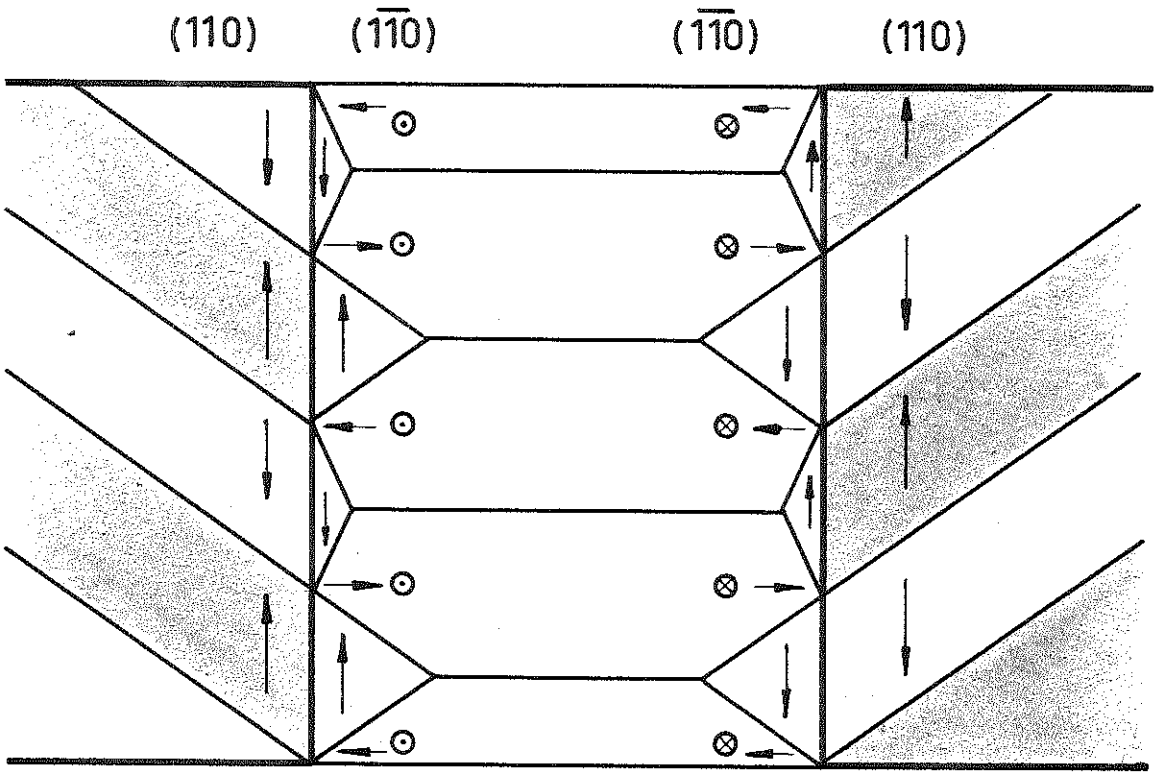

(110)
(1$\bar{1}$0)
(1$\bar{1}$0)
(110)
[100]
[0$\bar{1}$0]
[001]
H
[0$\bar{1}$0]
[100]
Déplier
ici

Fig. 26

- 5 - Comparaisons avec les figures de poudre

Dylgerov et Degtyarev ont comparé (31) des couples de photographies des domaines apparaissant sur un échantillon de Fer - Silicium, prises dans les mêmes conditions physiques, mais en utilisant la méthode magnéto-optique (effet Kerr) pour l'une, et la méthode de Bitter pour l'autre.

Dans l'un des cas, la photographie prise par effet Kerr représente clairement une structure en chevrons analogue à celle que nous étudions ici; sur la figure de poudre correpondante, en revanche, on constate que seuls les morceaux de paroi parallèles à $[00\bar{1}]$ - c'est à dire les raccordements de deux domaines anti-parallèles, apparaissent.

D 'autre part, un examen des photographies prises par Ballensiefen (38) en utilisant la méthode des poudres sur un échantillon de Fe-Si à structure de Goss soumis à un champ dirigé suivant $[1\bar{1}0]$ montre successivement :

a) la rupture des parois parallèles à $[00\bar{1}]$, et des déplacements de celles -ci.

b) dans des champs plus forts, l'apparition de parois plus ou moins sinueuses, dirigées suivant $[1\bar{1}0]$.

On constate donc que les parois obliques de la structure en chevrons n'attirent pas les particules de magnétite, alors que les parois parallèles à $[1\bar{1}0]$ apparaissant sous l'effet d'un champ sont révélées par la suspension, comme le sont les parois de même orientation des structures de tension étudiées par Dijkstra et Martius.

Conclusion

Nous avons fait une étude, par la technique d'effet Kerr, des domaines de Weiss superficiels d'une tôle de Fer-Silicium à texture de Goss. Ce matériau est sans doute celui sur lequel ont été menées les études les plus nombreuses et les plus poussées de la répartition et de la forme des domaines.

Il nous a néanmoins été donné d'observer deux nouveaux types de domaines, les damiers et les triangles, et de proposer un modèle de la structure en "chevrons", dont seule l'existence était jusqu'à présent connue.

Les structures en damiers et en triangles sont très vraisemblablement apparentées, la première aux domaines ayant l'aspect de fines bandes perpendiculaires à la direction de laminage et dûs à des tensions, la seconde à la structure en chevrons. Une étude détaillée de ces deux structures semble devoir être fructueuse.

En ce qui concerne la structure en chevrons, si le modèle que nous en avons proposé explique qualitativement certaines de ses caractéristiques, plusieurs points appellent un complément d'étude et de réflexion : il faudrait en particulier expliquer pourquoi les parois obliques ne sont pas visibles par la méthode de Bitter.

Il apparaît en tout cas, que la technique d'effet Kerr constitue un outil très précieux pour les études de domaines, et donc, puisque la connaissance de la configuration des domaines de Weiss est indispensable pour interpréter de nombreux phénomènes, pour le magnétisme en général.

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

(1) L. Néel, Cahiers de Physique, N° 25, p.1 (1944)

(2) L. Néel, J. Phys. & Rad., 5, N° 11, P,241 (1944)

L. Néel, J. Phys. & Rad., 5, N° 12, p.265 (1944)

(3)+ C. Kittel, "Physical theory of ferromagnetic domains", Rev. Mod. Phys., 21, 4, p. 541 (1949)

(4)+ D.J. Craik, R.S. Tebble, "Magnetic domains", Rep. Progr. Phys., 24, p.116 (1961)

(5)+ A.V. Sokolov, "Optitcheskie Svoistva Metallov" (Propriétés optiques des métaux), Editions d'Etat de littérature physico-mathématique, Moscou, 1961

(6) S.V. Vonsovski, A.V. Sokolov, JETF (URSS), 19, p.703 (1949)

(7) P.N. Argyres, Phys. Rev., 97, p. 334 (1955)

(8) A. Perrier, Helv. Phys. Acta, 9, 5, p. 330 (1936)

(9) H.J. Williams, F.C. Foster,E.A. Wood, Phys. Rev., 82, p. 119 (1951)

(10) C.A. Fowler, Jr., E.M. Fryer, Phys. Rev., 86, p. 426 (1952)

(11) C.A. Fowler, Jr., E.M. Fryer, Phys. Rev., 94, p. 52 (1954)

(12) C.A. Fowler, Jr., E.M. Fryer, Phys. Rev., 100, p. 746 (1955)

(13) J. Kranz, W. Drechsel, Z. für Phys., 150, p. 632 (1958)

(14) M.M. Noskov, J.E.T.F. (URSS), 17, p. 964 (1947)

M.M. Noskov, A.V. Sokolov, JETF (URSS), 17, p. 969 (1947)

(15) A. Green, M. Prutton, J. Sci. Inst., 39, p. 244 (1962)

(16) J. Kranz, A. Hubert, Z.f. angew. Phys., 15, p. 220 (1963)

(17) H.J. Williams, R.M. Bozorth, W. Shockley, Phys. Rev., 75, p. 155 (1949)

(18) L.V. Kirenski, I.F. Degtyarev, JETF (URSS), 35, p. 584 (1958)

(19) I.E. Startseva, A.A. Glazer, Ia. S. Shur, I.A.N. SSSR 26, p. 262 (1962)

(20) B. Passon, Z. für angew. Phys., 16, p. 81 (1963)

(21) R.L. Conger, G.H. Moore, J. Appl. Phys., 34, p. 1213 (1963)

(22) W. Drechsel, Z. für Phys., 164, p. 324 (1961)

(23) D. Treves, J. Appl. Phys., 32, p. 358 (1961)

.../...

(24) H.H. Hopkins, P.M. Barham, Proc. Phys. Soc., 63, p. 72 (1950)

(25) D.B. Dove, J. Appl. Phys., 34, p. 2067 (1963)

(26) J. Kranz, B. Passon, Z. für Phys., 161, p. 525 (1961)

(27) M.K. Savchenko, V.I. Sinegubov, I.A.N. SSSR, 25,p. 599 (1961)
M.K. Savchenko, V.I. Sinegubov, I.A.N. SSSR, 25,p.1449 (1961)
M.K. Savchenko, V.I. Sinegubov, JETF, 44, p. 781 (1963)

(28) W. Pepperhoff, Naturwissenschaften, 3, p. 90 (1963)

(29) C.A. Fowler, E.M. Fryer, B.L. Brandt, R.A. Isaacson, J. Appl. Phys., 34, p. 2064 (1963)

(30) I. Hanke, W. Metzdorf, Z. für angew. Phys., 15, p. 191 (1963)

(31) V.D. Dylgerov, E.F. Degtyarev, Kristallogr., 5, p. 809 (1960)

(32)+ E. Kneller, "Ferromagnetismus", Springer-Verlag, Berlin, 1962

(33) C.D. Graham, Jr., P.W. Neurath, J. Appl. Phys., 28, p. 888 (1957)

(34) L.J. Dijkstra, U.M. Martius, Rev. Mod. Phys., 25, p. p. 146 (1953)

(35) J.J. Gniewek, J. Appl. Phys., 34, p. 3618 (1963)

(36) L.V. Kirenski, M.K. Savchenko, I.F. Degtyarev,JETF, 37, p. 616 (1959)

(37) D.A. Lapteï, V.S. Tcherkachine, I.A.N. SSSR, 25, p. 1461 (1961)

(38) G. Ballensiefen, Diplomarbeit, Köln 1960

+ Les références marquées d'une croix correspondent à des ouvrages généraux ou à des articles de mise au point.