

3e Cycle
d'Enseignement Supérieur

T H E S E

Présentée

A la Faculté des Sciences de l'Université de Grenoble

Pour obtenir le titre de

Docteur de 3e Cycle
de Magnétisme et Physique du Solide

Par

Francis BIRAGNET
Licencié ès Sciences

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE DOMAINES FERROMAGNETIQUES
PAR MICROSCOPIE ELECTRONIQUE

Soutenue le 1966, devant la Commission d'Examen

MM. L. NEEL	PRESIDENT
C. FERT	] EXAMINATEURS
R. MONTMORY	
A. YELON	

UNIVERSITE
DE
GRENOBLE

FACULTE DES SCIENCES

DOYEN HONORAIRE M. MORET L.

DOYEN M. WEIL L.

PROFESSEURS TITULAIRES

MM. NEEL L.	MAGNETISME ET PHYSIQUE DU SOLIDE
HEILMANN R.	CHIMIE ORGANIQUE
KRAVTCHENKO J.	MECANIQUE RATIONNELLE
CHABAUTY C.	CALCUL DIFFERENTIEL ET INTEGRAL
PARDE M.	POTAMOLOGIE
BENOIT J.	RADIOELECTRICITE
CHENE M.	CHIMIE PAPETIERE
BESSON J.	ELECTROCHIMIE
WEIL L.	THERMODYNAMIQUE
FELICI N.	ELECTROSTATIQUE
KUNTZMANN J.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
BARBIER R.	GEOLOGIE APPLIQUEE
SANTON L.	MECANIQUE DES FLUIDES
OZENDA P.	BOTANIQUE
FALLOT M.	PHYSIQUE INDUSTRIELLE
GALVANI O.	MATHEMATIQUES
MOUSSA A.	CHIMIE NUCLEAIRE
TRAYNARD P.	CHIMIE
SOUTIF M.	PHYSIQUE
CRAYA A.	HYDRODYNAMIQUE
REULOS R.	THEORIE DES CHAMPS
AYANT Y.	PHYSIQUE APPROFONDIE
GALISSOT F.	MATHEMATIQUES
Mle LUTZ E.	MATHEMATIQUES
MM. BLAMBERT M.	MATHEMATIQUES
BOUCHEZ R.	PHYSIQUE NUCLEAIRE
LLIBOUTRY L.	GEOPHYSIQUE
MICHEL R.	GEOLOGIE ET MINERALOGIE
BONNIER E.	ELECTROCHIMIE
DESSAUX G.	PHYSIOLOGIE ANIMALE
PILLET E.	ELECTROTECHNIQUE
DEBELMAS J.	GEOLOGIE
GERBER R.	MATHEMATIQUES
PAUTHENET R.	ELECTROTECHNIQUE
VAUQUOIS B.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES

SILBER R.	MECANIQUE DES FLUIDES
BARBIER J.C.	PHYSIQUE
KOSZUL J.L.	MATHEMATIQUES
BUYLE-BODIN M.	ELECTRONIQUE
DREYFUS B.	THERMODYNAMIQUE
KLEIN J.	MATHEMATIQUES
VAILLANT F.	ZOOLOGIE
ARNAUD P.	CHIMIE
SENGEL P.	ZOOLOGIE
BARJON R.	PHYSIQUE NUCLEAIRE
BRISSENEAU P.	PHYSIQUE
Mme KOFER L.	BOTANIQUE
MM. BARNOUD F.	BIO-SYNTHESE DE LA CELLULOSE
GAGNAIRE D.	CHIMIE PHYSIQUE
GIRAUD P.	GEOLOGIE
GIDON P.	GEOLOGIE ET MINERALOGIE
PERRET R.	SERVOMECHANISMES
Mme BARBIER M.J.	ELECTROCHIMIE
Mme SOUTIF J.	PHYSIQUE
MM. COHEN J.	ELECTROTECHNIQUE
DEPASSEL R.	MECANIQUE
ANGLES D'AURIAC	MECANIQUE DES FLUIDES
DUCROS P.	MINERALOGIE ET CRISTALLOGRAPHIE
GASTINEL A.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
GLENAT R.	CHIMIE
LACAZE A.	THERMODYNAMIQUE
BARRA J.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
COUMES A.	ELECTRONIQUE
DEGRANGE C.	ZOOLOGIE
PEBAY-PEROULA	PHYSIQUE
PERRIAUX J.	GEOLOGIE
RASSAT A.	CHIMIE SYSTEMATIQUE
ROBERT A.	CHIMIE PAPETIERE

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. NAPP-ZINN	BOTANIQUE
DUTTON G.	BIOSYNTHESE
MATSUSHIMA Y.	MATHEMATIQUES PURES

MAITRES DE CONFERENCES

MM. BIAREZ J.P.	MECANIQUE PHYSIQUE
DODU J.	MECANIQUE DES FLUIDES
HACQUES G.	CALCUL NUMERIQUE
LANCIA R.	PHYSIQUE AUTOMATIQUE

Mme	KAHANE J.	PHYSIQUE
MM.	POLOUJADOFF M.	ELECTROTECHNIQUE
	DEPOMMIER P.	PHYSIQUE NUCLEAIRE
	DEPORTES C.	CHIMIE
Mme	BOUCHE L.	MATHEMATIQUES
MM.	SARROT-REYNAULD	GEOLOGIE
	CAUQUIS G.	CHIMIE GENERALE
	BONNET G.	PHYSIQUE EXPERIMENTALE
	BONNIER M.J.	CHIMIE
	KAHANE A.	PHYSIQUE GENERALE
	DOLIQUE J.M.	ELECTRONIQUE
	BRIERE G.	PHYSIQUE EXPERIMENTALE
	DESRE P.	METALLURGIE
	LAJZEROWICZ J.	PHYSIQUE GENERALE
	VALENTIN P.	PHYSIQUE GENERALE
	BERTRANDIAS J.P.	MATHEMATIQUES APPLIQUES
	BONNETAIN L.	CHIMIE MINERALE
	LAURENT P.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
	CAUBET J.P.	MATHEMATIQUES PURES
	PAYAN J.J.	MATHEMATIQUES
Mme	BERTRANDIAS F.	MATHEMATIQUES PURES
MM.	FONTANGES R.	PHYSIOLOGIE ANIMALE
	LONGQUEUE J.P.	PHYSIQUE
	NIVAT M.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
	SOHM J.C.	ELECTROCHIMIE
	ZADWORNY F.	PHYSIQUE

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	RADELLI	GEOLOGIE
	KEYSTON J.	THERMODYNAMIQUE
	WAKIYAMA T.	PHYSIQUE DU SOLIDE

Ce travail, réalisé au Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal de Grenoble, a été financé par la Direction des Recherches et Moyens d'Essais et le Centre National de la Recherche Scientifique.

Je remercie la Marine Nationale de m'avoir détaché dans ce laboratoire, sous couvert de la Direction des Recherches et Moyens d'Essais, pendant la durée de mon Service Militaire.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur Néel, Membre de l'Institut, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et avoir accepté de présider mon Jury de Thèse.

Monsieur Yelon a assuré la direction de mes recherches et je le remercie pour son aide constante et efficace.

Je tiens à remercier les personnes suivantes :

Monsieur Montmory, Maître de Recherches, qui a suivi et encouragé ce travail,

Monsieur le Professeur Fert, qui m'a initié aux techniques de la microscopie électronique et a accepté de faire partie du Jury de ma Thèse,

Messieurs Clerc, Escudier et Massenet, Chercheurs du laboratoire, pour leur amicale et fructueuse collaboration,

Monsieur Devenyi, pour son aide dans la réalisation pratique de ce travail,

tous mes camarades Chercheurs et Techniciens qui m'ont apporté leur aide et m'ont témoigné en toutes circonstances leur amabilité.

S O M M A I R E

INTRODUCTION

CHAPITRE I - METHODES DE VISUALISATION DES DOMAINES

- I-1 - TECHNIQUE DE BITTER
- I-2 - EFFET KERR ET EFFET FARADAY
- I-3 - MICROSCOPIE ELECTRONIQUE

CHAPITRE II - ETUDE DE LA METHODE DE MICROSCOPIE ELECTRONIQUE

- II-1 - ACTION D'UN ECHANTILLON FERROMAGNETIQUE SUR UN FAISCEAU ELECTRONIQUE
- II-2 - PRINCIPE D'OBSERVATION
- II-3 - MONTAGE EXPERIMENTAL
- II-4 - PORTE OBJET
- II-5 - EXAMEN D'UN ECHANTILLON

CHAPITRE III - COUCHES MINCES ORIENTEES

- III-1 - FER
- III-2 - PERMALLOY

CHAPITRE IV - LAMES COUPLEES

- IV-1 - RAPPEL SUR LES LAMES COUPLEES

IV-2 - ETUDE DE LA FORMATION DU CONTRASTE

CHAPITRE V - INTERACTIONS ENTRE LES PAROIS DANS DES COUCHES
COUPLEES

V-1 - INTRODUCTION

V-2 - SEPARATION DES PAROIS

V-3 - DESAIMENTATION SUIVANT L'AXE DIFFICILE

V-4 - DESAIMENTATION SUIVANT L'AXE FACILE

CONCLUSION

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

P. Weiss (1) avait supposé que chaque échantillon se divise en un grand nombre de petites régions ou domaines ferromagnétiques aimantés à saturation, les directions des aimantations se répartissant de manière à diminuer l'énergie du système. Cette hypothèse explique alors très bien :

- a) La possibilité d'atteindre la saturation d'un échantillon par un champ extérieur de quelques Oersteds.
- b) La possibilité de mesurer sur le même spécimen une aimantation totale nulle en présence d'un champ nul.

De nombreux travaux théoriques et pratiques ont permis, par la suite, de prévoir et d'observer les domaines, les parois qui les séparent, leurs formes, leurs déplacements. Deux types de parois sont ainsi définis. La paroi de Néel (2) et la paroi de Bloch (3). Pour une couche donnée, d'épaisseur inférieure à environ 300 Å, apparaît la paroi de Néel (4). L'aimantation change de direction en restant parallèle aux faces de l'échantillon. Pour des couches ayant une épaisseur supérieure à 800 Å, la paroi est du type Bloch, l'aimantation tourne dans un plan perpendiculaire aux faces de l'échantillon. Dans l'intervalle, apparaît une combinaison de ces deux systèmes de parois : Le "Cross Tie" (paroi barbelée) (5) qui combine des caractères de parois de Néel et de parois de Bloch. Dans nos manipulations, nous n'avons observé que des parois de Néel et des Cross Tie.

Nous avons utilisé le plan suivant :

C H A P I T R E I

METHODES DE VISUALISATION DES DOMAINES

I-1 TECHNIQUE DE BITTER (6)

Elle a été la première utilisée et est basée sur le principe suivant : Une suspension colloïdale ferromagnétique est déposée sur un échantillon. Les parois produisent des pôles qui attirent les particules colloïdales. Un éclairage convenable, en fond clair ou en fond sombre, permet une visualisation des parois.

I-2 EFFET KERR ET EFFET FARADAY (7)

Cette méthode permet une visualisation des domaines en utilisant la rotation de la direction du plan de polarisation de la lumière par un champ magnétique. En se plaçant entre polariseurs convenablement croisés, on fait apparaître les domaines. Certains récents travaux permettent de faire apparaître une image des parois en utilisant un contraste de phase provoqué à leurs niveaux, les polariseurs étant croisés à 90°

I-3 MICROSCOPIE ELECTRONIQUE

Il existe deux méthodes d'optique électronique permettant de visualiser des domaines. D'une part, la méthode de défocalisation

(8) ou (microscopie Lorentz), d'autre part la méthode de Foucault (9). Elles utilisent toutes les deux la déflexion d'un faisceau électronique par des domaines.

Dans la microscopie Lorentz (Fig.1a), le contraste est obtenu en formant l'image d'un plan défocalisé par rapport à la mise au point, les parois apparaissent alternativement noires et blanches. Dans la microscopie de Foucault (Fig.1b), le contraste apparaît en interposant dans le plan focal de l'objectif un écran qui arrête les rayons issus de certains domaines. L'image obtenue est une "image au point" et les domaines apparaissent noirs et blancs.

Cette dernière méthode permet des grossissements beaucoup plus importants que la précédente.

Nous avons principalement utilisé des grossissements inférieurs à 1000 et ceux obtenus par microscopie Lorentz ont été suffisants. Cette dernière méthode présente les avantages suivants :

Elle est beaucoup plus facile à mettre en oeuvre et ses résultats sont plus simples à interpréter.

L'objet, vu la latitude de mise au point, est sorti (environ 40 mm au-dessus) de sa position habituelle, dans l'objectif, donc soustrait à des champs parasites. Il est alors possible de lui appliquer des champs contrôlables en direction et en intensité, ce qui est très difficile à réaliser dans le cas précédent.

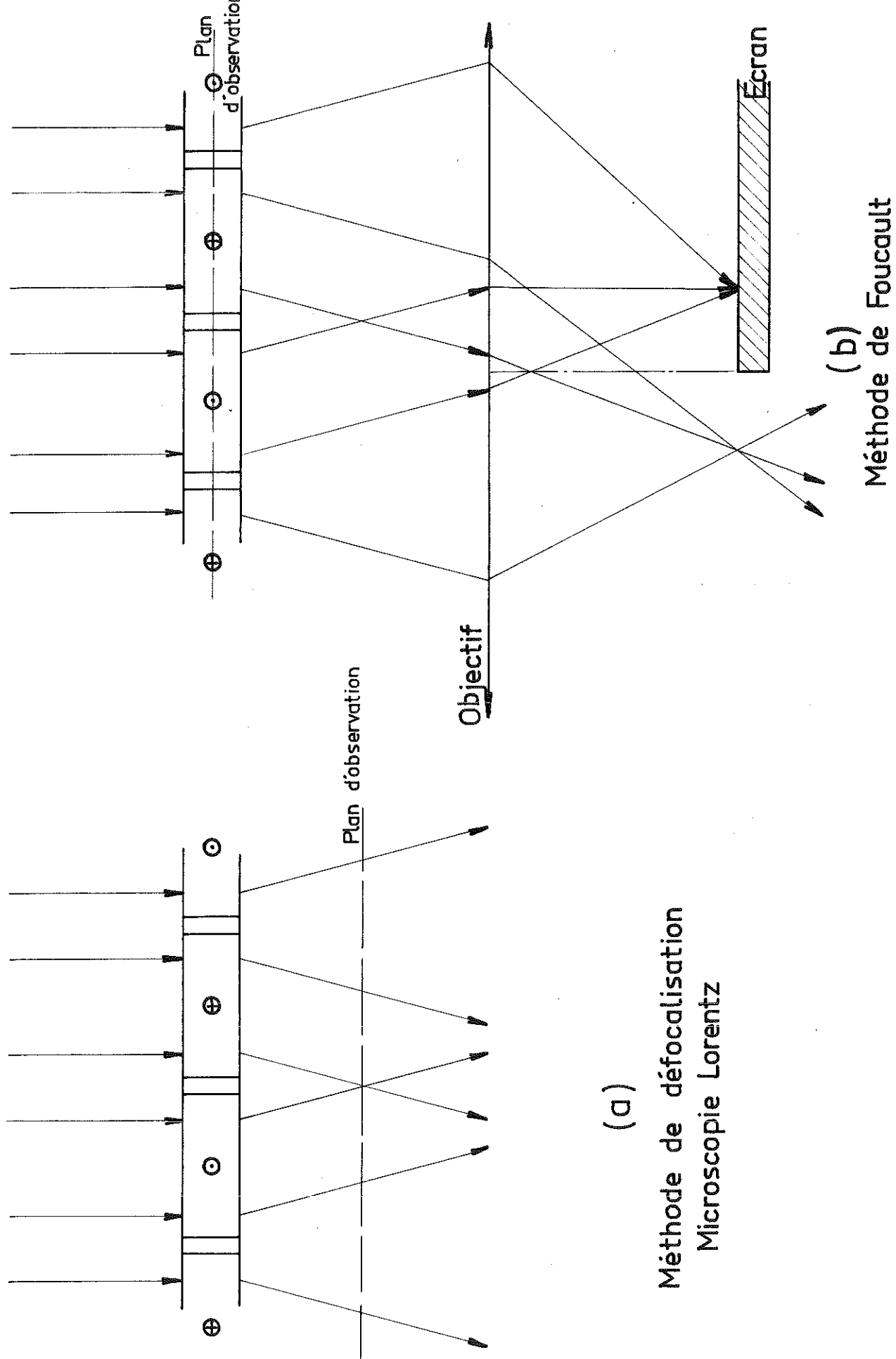


Fig: 1

C H A P I T R E I I

ETUDE DE LA METHODE DE MICROSCOPIE ELECTRONIQUE

II-1 ACTION D'UN ECHANTILLON FERROMAGNETIQUE SUR UN FAISCEAU ELECTRONIQUE

Un faisceau d'électrons monocinétiques tombe perpendiculairement au plan de l'échantillon, les électrons sont soumis à une force

$$F = Ke \left[v \times M \right]$$

M étant l'aimantation de la couche, v la vitesse des électrons, la vitesse initiale V_0 est parallèle à l'axe O_z , d'où

$$F = Ke V_0 \begin{Bmatrix} M_y \\ M_x \\ 0 \end{Bmatrix} = m \begin{Bmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \\ 0 \end{Bmatrix}$$

soit en intégrant, pour un film d'épaisseur d

$$x = \frac{Ke M_y}{2 m} \cdot \frac{d^2}{V_0}$$

$$y = \frac{K_e M_x}{2 m} \cdot \frac{d^2}{V_o}$$

Dans le cas où le faisceau traverse un domaine, M est constant, dirigé suivant O_x par exemple

$$x = 0$$

$$y = - \frac{K_e M d^2}{2 m V_o}$$

Le faisceau subit alors uniquement une déflexion perpendiculaire à l'aimantation d'une couche.

Dans le cas où le faisceau traverse une paroi de Bloch, l'aimantation dans le plan de l'échantillon varie suivant la loi $M = M_s \sin \varnothing$, $\varnothing$ étant l'angle entre la normale au plan et le vecteur aimantation. M restant constamment dans un plan vertical parallèle à la paroi, la force qui dévie les électrons est uniquement due à la composante dans le plan horizontal, toujours perpendiculaire à la paroi. La déviation des électrons a donc lieu uniquement dans un plan perpendiculaire à la paroi.

Dans le cas d'une paroi de Néel, l'aimantation reste dans le plan de l'échantillon, perpendiculaire au faisceau incident. La force résultante reste constante. La déviation est la même pour tous les électrons. Si nous considérons les électrons incidents dans un plan perpendiculaire à la paroi, ils sont, après la traversée de l'échantillon, distribués sur un demi-cône centré sur l'axe du microscope. L'image d'un point de la paroi, dans le cas de la paroi de Bloch, apparaîtrait comme une ligne perpendiculaire à la paroi, ayant son centre plus lumineux (dans le cas de paroi blanche), tandis que la paroi de Néel donnerait un demi-cercle. Cette expérience n'étant pas actuellement réalisée, ces considérations ne nous permettent pas de distinguer les deux types de parois.

II-2 PRINCIPE D'OBSERVATION

Dans un échantillon constitué de domaines antiparallèles, le faisceau électronique subit des déflexions et sa distribution après la traversée est indiquée sur la figure 2. L'image du plan I correspond à la mise au point sur l'objet, et la densité électronique étant uniforme, aucun contraste n'apparaît. Dans l'image du plan II, les régions B seront plus lumineuses que la moyenne et les zones N plus sombres, d'où l'apparition de lignes blanches et noires qui signalent la présence des parois. Toutefois, notons que nous n'obtenons pas une image au sens strict du terme. La visualisation des parois est une conséquence de l'aimantation dans les domaines et le contraste est uniquement dû à la défocalisation. L'image du plan III a un contraste inversé par rapport à celle du plan II, un faisceau divergent ayant une source virtuelle convergente et un faisceau convergent une source divergente. Fuller et Hale (8), dans le cas de parois de Néel, ont calculé la répartition de l'intensité d'éclairement dans un plan de cote z par rapport au plan I

$$\frac{I}{I_0} = \left(I \pm z - \frac{d\psi}{dx} \right)^{-I}$$

ψ étant la déviation angulaire des électrons dans les domaines, le signe $+$ correspond au cas d'une paroi noire et $-$ au cas d'une paroi blanche. On voit que sur cette formule le changement de signe de z , qui correspond à la cote du plan III dans un cas et au plan II dans l'autre, provoque bien une inversion de contraste.

II-3 MONTAGE EXPERIMENTAL

Pour réaliser les présentes expériences, on a utilisé un microscope électronique Siemens. Habituellement, l'objet se trouve

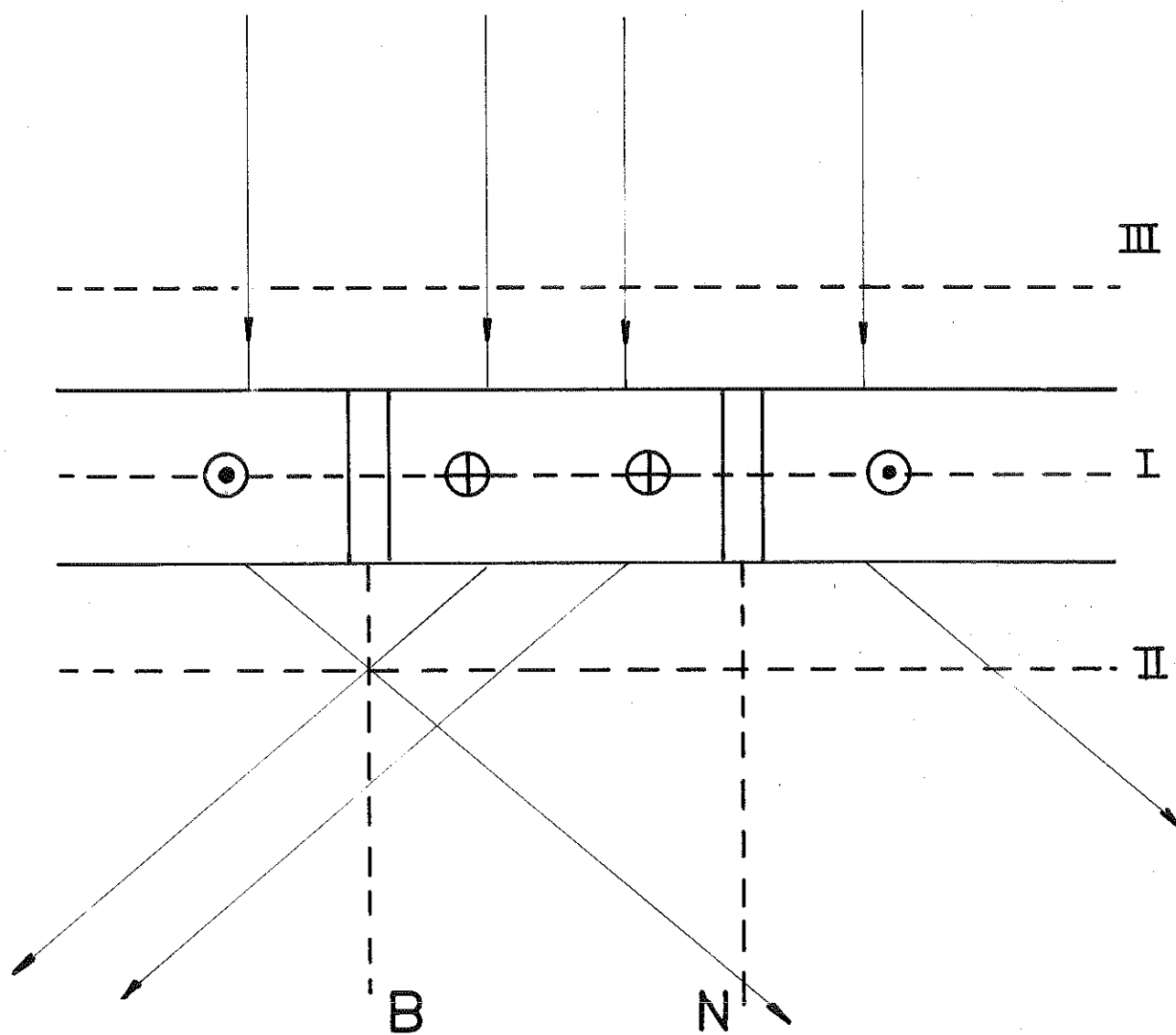
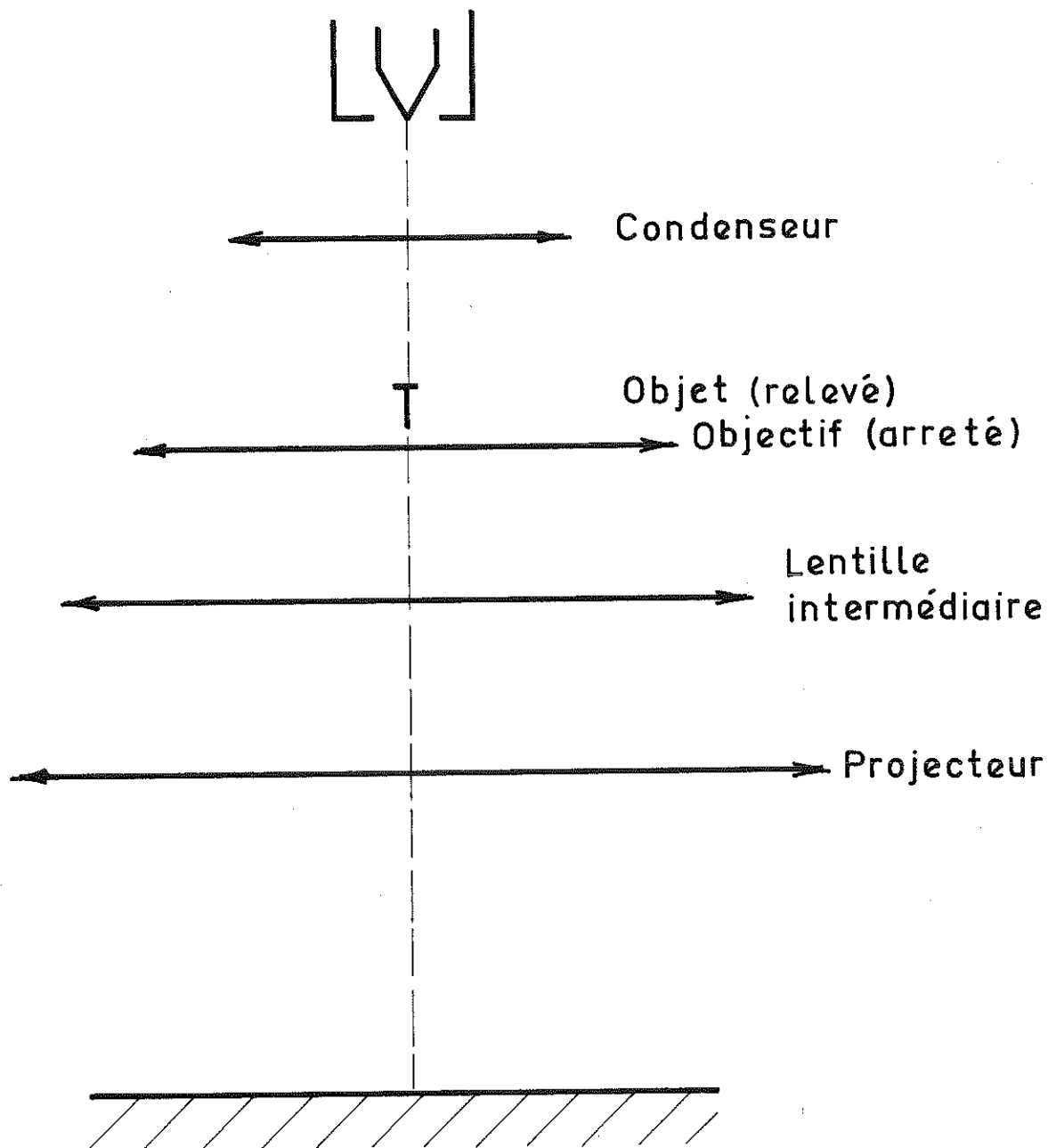


Fig. 2



MONTAGE UTILISÉ POUR
LA MICROCOPIE LORENTZ

Fig. 3

placé au voisinage du plan focal de l'objectif. Dans notre cas, pour pouvoir appliquer un champ magnétique externe, supprimer les champs parasites et permettre une rotation de l'objet, ce dernier est placé au-dessus de sa position normale, de plus, la lentille objectif est arrêtée. Le montage est alors celui indiqué sur la figure 3. Les grossissements obtenus sur l'écran pendant les observations sont environ égaux à 500. Le cas échéant, ils peuvent être augmentés jusqu'à 1000 et au-dessus, mais la défocalisation augmentant avec le grossissement, l'image perd une partie de sa qualité, donc de son intérêt.

II-4 PORTE OBJET

Afin de faire subir à l'échantillon des variations d'état magnétique, nous avons été amenés à réaliser un porte objet répondant aux exigences suivantes : Rotation de l'objet autour d'un axe vertical et application d'un champ perpendiculairement au faisceau, sans provoquer une altération de l'image. Le porte objet proprement dit, (Fig.4) est constitué des pièces suivantes : (1) Une base circulaire de 40 mm s'adaptant sur la table porte objet au moyen de trois ergots (2). Sur cette table de base, une pièce identique (3) montée sur roulement à billes. Au centre, un trou de 10 mm dans lequel se visse un tube (4a et 4b) qui est le porte objet proprement dit. Un système de deux écrous permet de régler la hauteur de l'objet. Le tube est partagé en deux pièces a et b, s'emboîtant bout à bout pour permettre des changements d'objet sans détruire les réglages. La rotation de l'objet est assurée au moyen d'une tige communicant avec l'extérieur, portant à son extrémité une roue s'appuyant sur la partie mobile de la base et à son autre extrémité, à l'extérieur du microscope, un bouton permettant d'effectuer la rotation. La hauteur totale de la pièce est de 40 mm, ce qui place l'objet à 150 mm au-dessus du centre de la lentille intermédiaire.

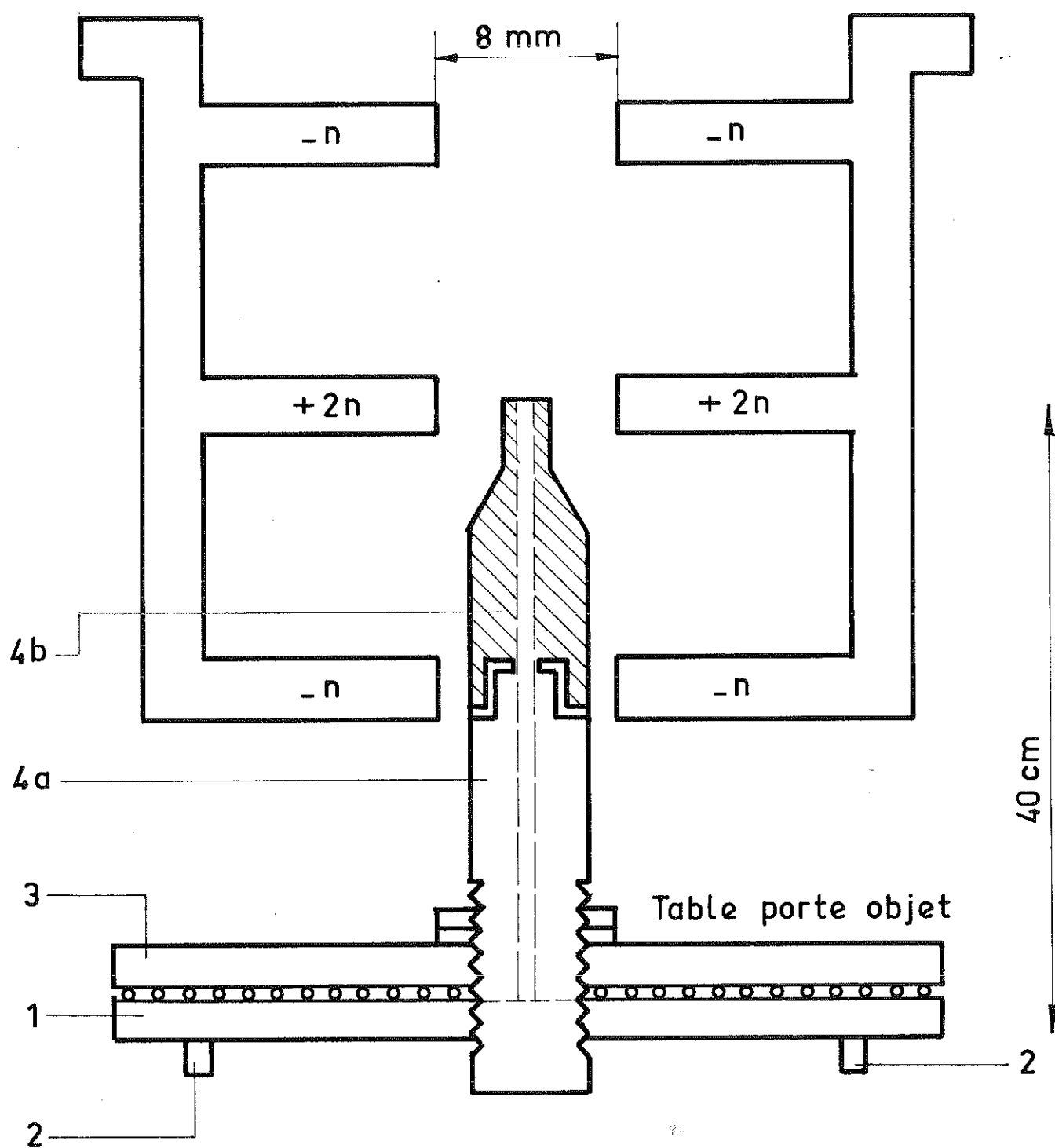


Fig. 4
PORTE OBJET
ET BOBINES DE CHAMP

Un champ est appliqué perpendiculairement au faisceau. Afin d'avoir un champ le moins large possible dans le sens de la colonne du microscope, une géométrie parallélépipédique (30 mm, 5 mm, 10 mm) a été adoptée pour les bobines. La distorsion ou le déplacement de l'objet ont été évités grâce à un système de trois champs superposés dans un plan vertical, produits par des bobines en série comprenant -140 tours, 280 tours, -140 tours de fil de cuivre 4/10 mm. Une réduction du champ de fuite dans la zone du faisceau est obtenue en produisant chaque champ entre deux bobines identiques, comme nous l'avons indiqué dans la figure 4. Les deux groupes de trois bobines sont fixés sur des pièces de lucoflex, elles-mêmes fixées à la chambre objet du microscope. Les circuits d'alimentation des bobines sont constitués d'une alimentation en courant continu et d'une alimentation en courant alternatif. Un double inverseur permet de passer d'un champ alternatif à un champ continu en introduisant dans le cas du champ continu un ampèremètre dans le circuit. Ensuite, un inverseur simple permet, en inversant le courant, d'inverser le champ appliqué à un échantillon. Nous avons relevé pour un courant variant de 0 à 1 A, la valeur du champ produit dans la bobine centrale. L'intervalle obtenu est de 0 à 20 Oersteds, ce qui a habituellement suffit pour nos manipulations. Nous avons également prévu l'utilisation d'une bobine de compensation supplémentaire sur la troisième bobine pour compenser la déviation du faisceau, mais son utilisation ne s'est pas révélée indispensable.

II-5 EXAMEN D'UN ECHANTILLON

La figure 5 représente une couche uniaxe de 500 Å de Fe-Ni où nous avons provoqué l'apparition d'un domaine. Dans cette gamme d'épaisseur, les parois sont du type Cross Tie, alternativement noires et blanches. Nous pouvons connaître la direction de l'aimantation dans les domaines en observant les légères ondulations ou "ripple" qui apparaissent dans les domaines. Elles sont dues aux divergences

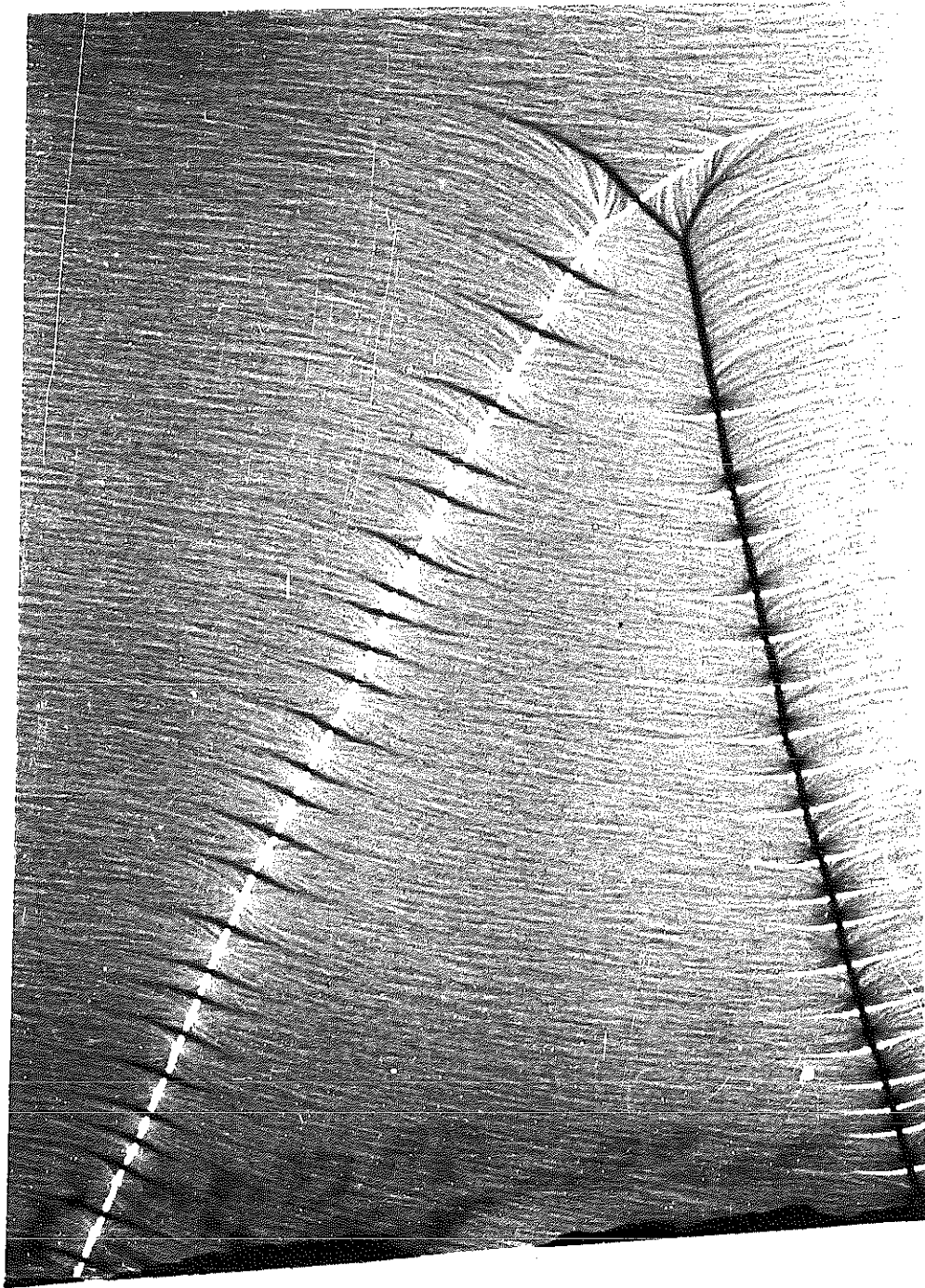
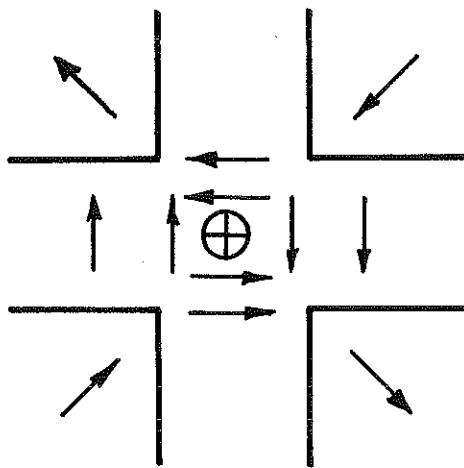
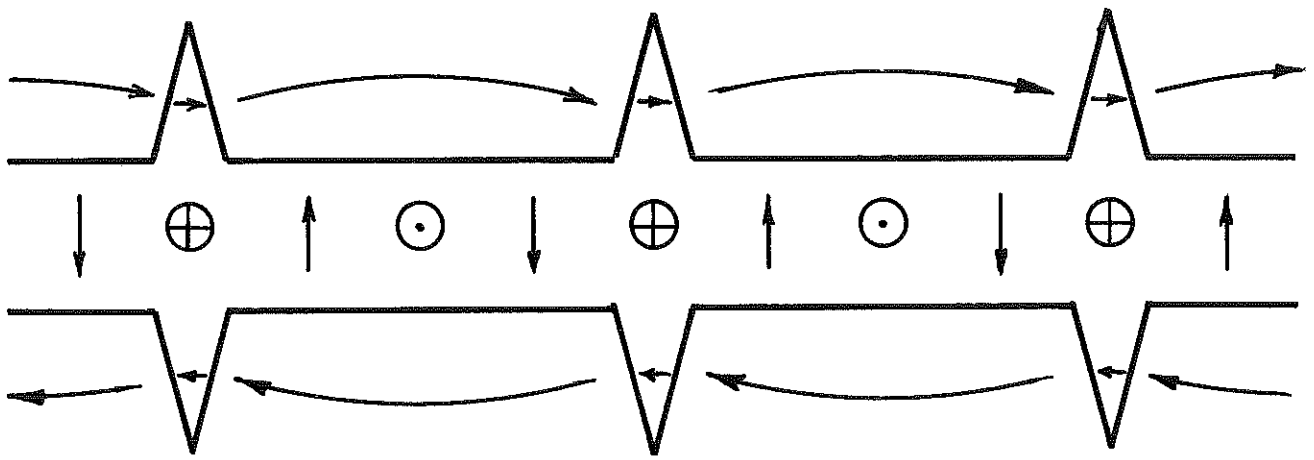
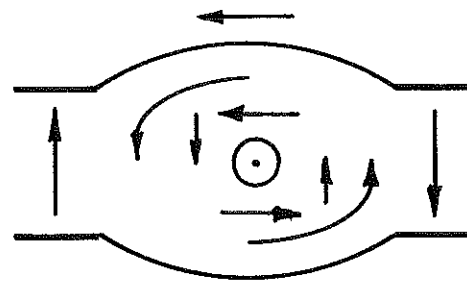


Fig. 5



Croix



Cercle

INDEXATION D'UN CROSS TIE

Fig. 5b

locales de l'aimantation. L'indexation se fait en prenant comme direction moyenne du champ la perpendiculaire moyenne au ripple. Cette considération, dans le cas de la figure 5, nous permet de constater que l'échantillon est constitué de domaines aimantés antiparallèlement, donc uniaxes. En règle générale, la direction d'un champ appliqué sera connue en saturant la lame et en examinant la direction du ripple. La direction de l'axe facile est donnée par celle de l'aimantation dans les domaines quand le champ appliqué est nul. Une indexation des Cross Tie permet de retrouver le modèle constitué de portions de parois de Néel, séparées par des lignes de Bloch qui sont alternativement des cercles et des croix (figure 5bis).

La méthode que nous venons de décrire nous permet donc de visualiser des domaines dans une lame, d'étudier son état magnétique, de repérer ses axes au moyen du ripple, de faire varier son état d'aimantation. L'image n'est toutefois pas une représentation de la surface, mais elle est due à la défocalisation et l'existence de l'image des domaines et des parois découle uniquement de l'action de l'aimantation sur un faisceau d'électrons.

C H A P I T R E I I I

COUCHES MINCES ORIENTEES

Parmi les diverses couches épitaxiées qu'il nous était possible d'étudier, nous avons choisi deux exemples produits dans notre laboratoire par P. Escudier : le fer et le permalloy déposés sur argent. Ils présentent des propriétés magnétiques intéressantes. Le nickel, évaporé sur le même support, a été écarté car il présente des champs coercitifs d'une centaine d'Oersteds trop importants pour qu'un changement d'état magnétique soit réalisable dans le microscope.

III-1 FER

Le fer est épitaxié (10) sur des couches d'argent, lui-même épitaxié sur du mica clivé. L'argent s'épitaxie sur le mica suivant un plan cristallographique (111) de l'argent. Le fer est évaporé ensuite et la relation d'épitaxie est la suivante :

$$\begin{array}{l} (110)_{\text{Fe}} \quad // \quad (111)_{\text{Ag}} \\ [001]_{\text{Fe}} \quad // \quad [\bar{1}\bar{1}0]_{\text{Ag}} \end{array}$$

Deux autres orientations déduites de la précédente par des rotations de $+60^\circ$ et -60° autour d'un axe $[110]$ apparaissent également.

Les trois orientations sont équiprobables et les divers spots de diffraction ont la même intensité suivant l'orientation qui les produit. L'anisotropie a été étudiée à la balance de torsion. Les différentes courbes de couples, décomposées en séries de Fourier, présentent des composantes en $\sin 6 \theta$ et $\sin 2 \theta$. La composante en $\sin 2 \theta$ paraît due à une anisotropie induite. La composante en $\sin 6 \theta$ provient, en grande partie, de l'anisotropie cristalline du 2ème ordre. L'étude à l'hystérésiscope, pour des lames ne présentant pas une forte composante en $\sin 2 \theta$, fait apparaître une symétrie triaxiale (Fig.6). Ce résultat est en bon accord avec la triple orientation du fer sur l'argent et avec la composante en $\sin 6 \theta$ de l'anisotropie. Le champ coercitif, pour des lames d'une épaisseur de 1000 Å, a une valeur de l'ordre de 10 à 20 Oersteds.

L'étude de la courbe de basculement théorique d'une lame dont les axes sont connus, donne théoriquement les directions possibles de l'aimantation dans les domaines. Supposons un corps possédant n axes faciles. L'énergie dans ce cas s'écrit :

$$E = - \vec{H} \cdot \vec{M} + K \sin^2 n \theta$$

K étant la composante d'anisotropie à considérer. Pour obtenir l'équation de la courbe caractéristique, nous annulons les dérivées de l'énergie par rapport à θ . Des équations ainsi obtenues, nous tirons :

$$H_x = - \frac{nK}{2} \left[(2n + 1) \cos (2n - 1) \theta + (2n - 1) \cos (2n + 1) \theta \right]$$

$$H_y = - \frac{nK}{2} \left[(2n - 1) \sin (2n + 1) \theta - (2n + 1) \sin (2n - 1) \theta \right]$$

$$\frac{H_{\min}}{H_{\max}} = \frac{1}{2n}$$

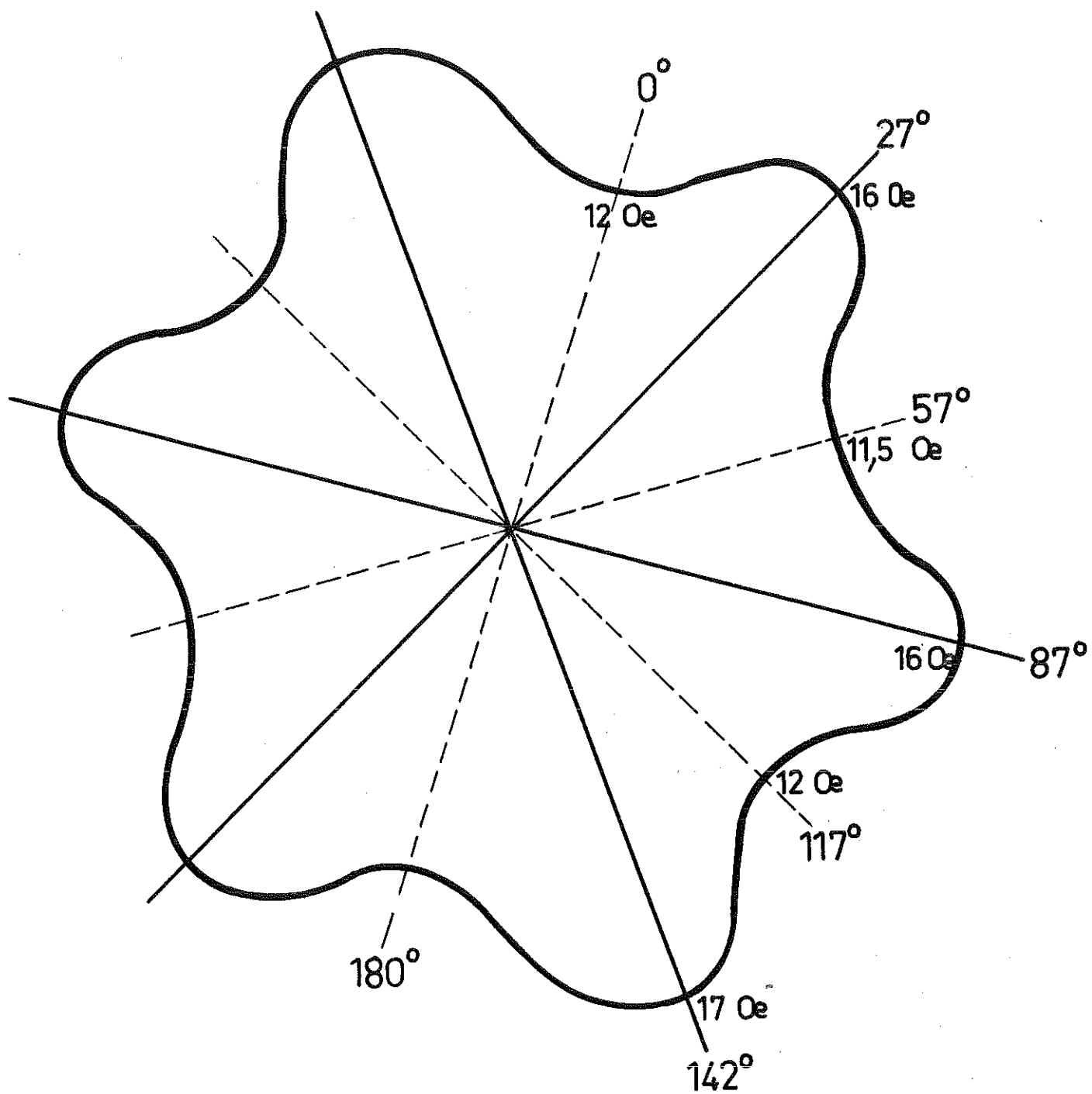


Fig . 6

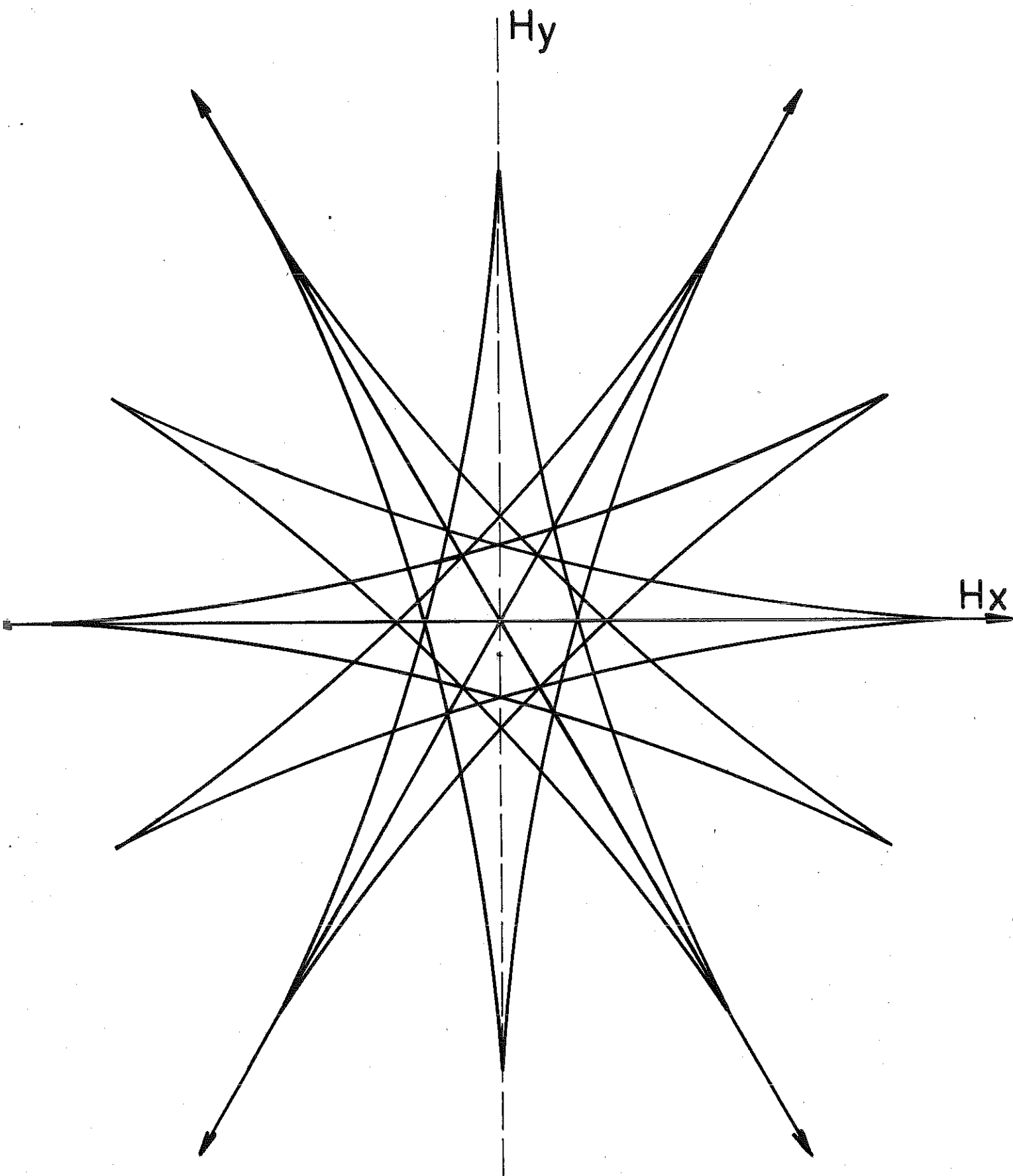


Fig . 7

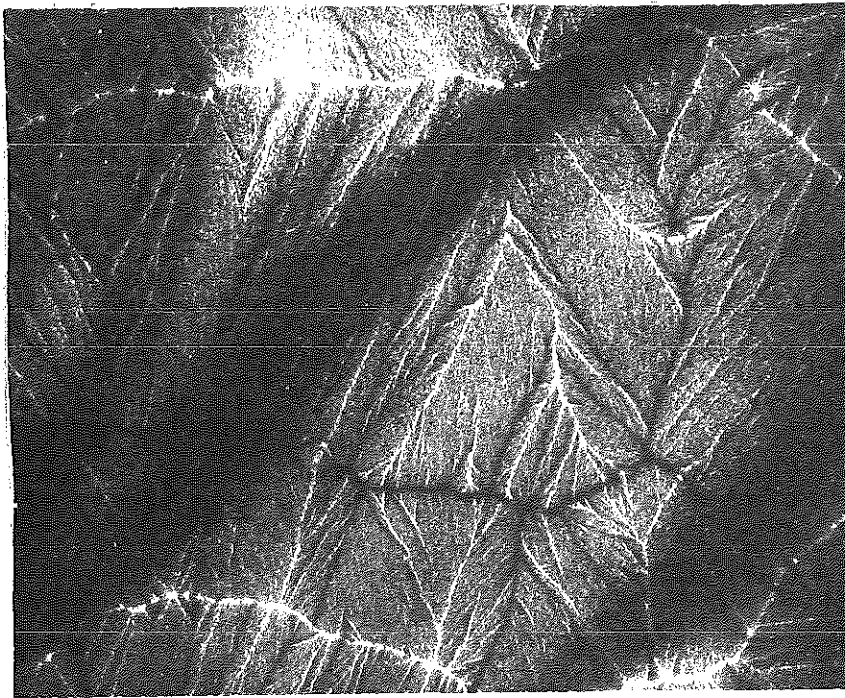
Il est facile de vérifier l'exactitude de ces formules, dans les cas déjà connus d'un uniaxe ou d'un biaxe $n = 1$ et $n = 2$. Dans le cas d'un triaxe, $n = 3$, il est alors possible de tracer la courbe de basculement théorique (figure 7). Dans le cas d'un champ appliqué nul, $H = 0$, trois directions apparaissent possible pour l'aimantation, placées à 60° les unes par rapport aux autres. Dans la figure 8a et son indexation 8b, deux systèmes de domaines apparaissent. Tout d'abord, de grands domaines dont les parois sont très contrastées. Une indexation moyenne donne dans ces domaines une seule direction. Nous avons tout d'abord pensé que la lame est uniaxe. Cette propriété n'apparaît dans aucune autre mesure et semble devoir être rejetée. Le caractère uniaxe peut provenir du système de désaimantation. La lame a été saturée suivant un de ses axes faciles et la désaimantation a été effectuée suivant cet axe. Tant que le champ appliqué est supérieur à une valeur critique H_I , les domaines qui se forment ont nécessairement la direction de l'axe considéré et les aimantations se placent de manière antiparallèle, comme sur un uniaxe. Cette structure ne paraît donc absolument pas liée à la structure cristalline. Quand le champ appliqué diminue encore, les directions des autres axes deviennent possibles et dans chacun des domaines un sous-système apparaît. Les aimantations se placent alors à 60° les unes par rapport aux autres, comme cela est indiqué sur la figure 9b. Le caractère triaxe que nous avons noté apparaît alors très clairement.

III-2 PERMALLOY

L'épitaxie du permalloy (11) comme pour le fer se réalise sur de l'argent épitaxié sur du mica. Dans ce cas, l'orientation est une orientation parallèle, c'est-à-dire obéissant aux relations

$$(111)_{\text{FeNi}} // (111)_{\text{Ag}}$$

$$[\bar{1}\bar{1}0]_{\text{FeNi}} // [\bar{1}\bar{1}0]_{\text{Ag}}$$

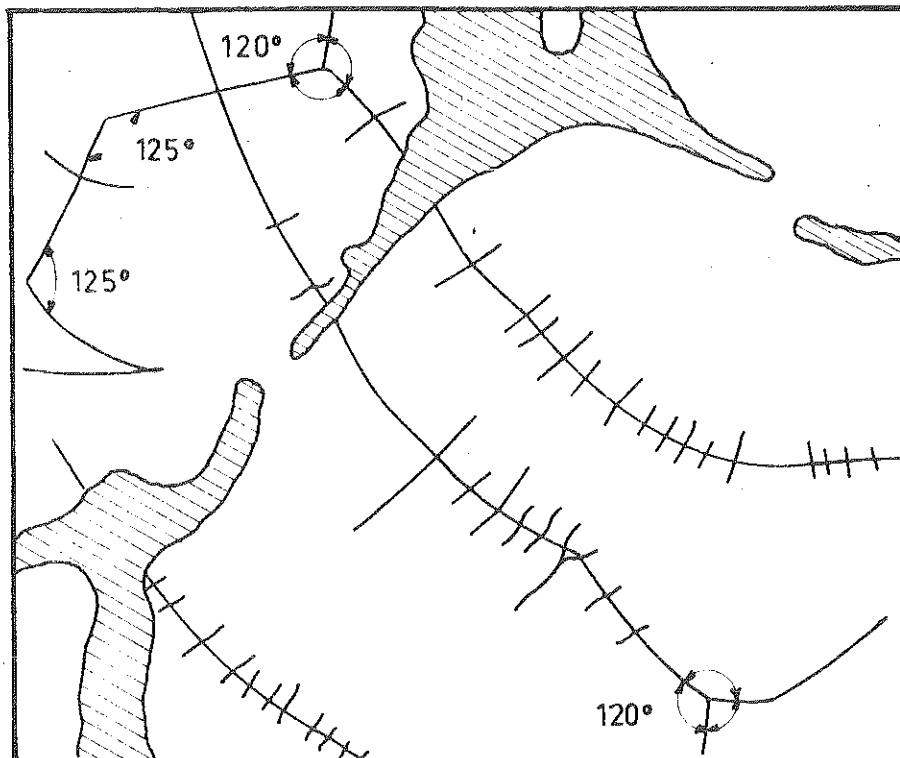


a

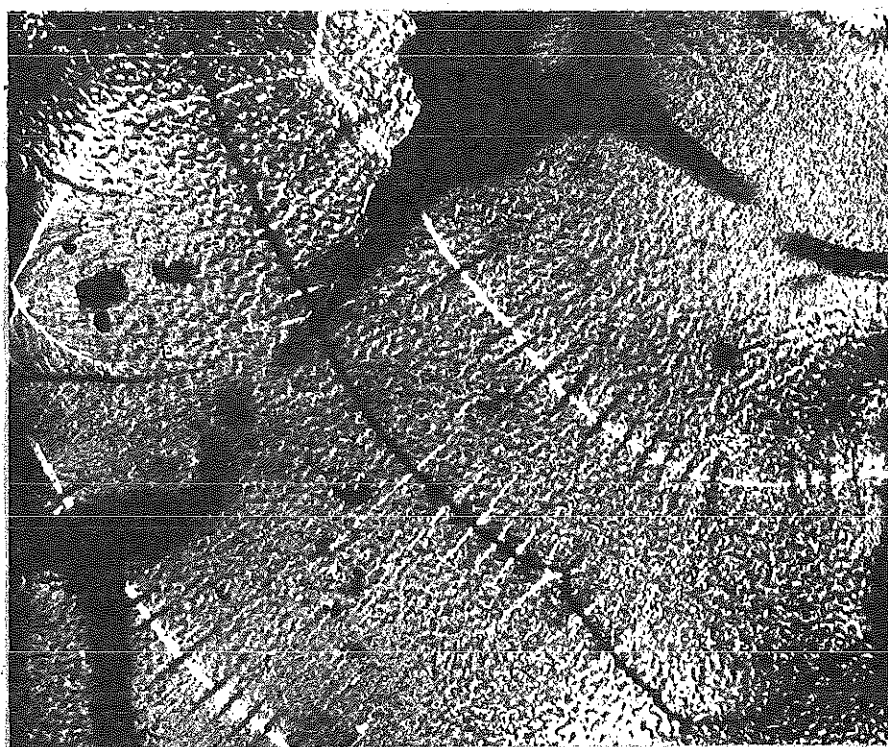


b

Fig . 8



b



a

Fig. 9

Théoriquement, en raison de la symétrie du dépôt, le permalloy devrait présenter des propriétés triaxes, avec une énergie d'anisotropie

$$\frac{K_2 \sin 6 \theta}{108}$$

même après une évaporation en champ nul. En fait, les films sont uniaxes. Aussi, afin de réduire la dispersion, les lames ont été évaporées sous champ continu ; elles ont alors un caractère uniaxe prédominant, la dispersion étant inférieure à 1°.

Une observation en microscopie électronique, figure 9a, indique que le ripple est pratiquement impossible à observer, sauf dans des régions où l'aimantation varie très rapidement, ce qui rend l'indexation dans les domaines difficile. Ce résultat provient de la très faible valeur de la dispersion. Les domaines présentent, en première approximation, l'aspect habituel pour des corps uniaxes en bandes parallèles. Toutefois, dans la figure 9b, qui est le schéma de la figure précédente, nous remarquons que les parois se coupent fréquemment sous des angles voisins de 120°. Ceci semble indiquer que, même si le film est uniaxe, un caractère triaxe, initialement prévu, apparaît. Les figures 10a et 10b représentent les courbes de basculement théorique d'un corps partiellement uniaxe et partiellement triaxe, $\frac{K_T}{K_u}$ étant égal à 1/36, avec $K_T = \frac{K_2}{108}$. Dans un cas, 10a, les axes faciles sont superposés et dans l'autre, 10b, ils sont à 30° ; c'est-à-dire que l'axe facile de l'uniaxe est superposé avec un axe difficile du triaxe. Les courbes sont modifiées de manière notable par rapport aux courbes de base uniaxe ou triaxe. Ici, elles conservent toutefois l'allure d'un uniaxe, mais des axes faciles mineurs subsistent et rappellent le caractère triaxe. Il est possible, quand un champ est appliqué, que des portions de la lame basculent partiellement et se bloquent suivant ces axes mineurs lorsque le champ diminue.

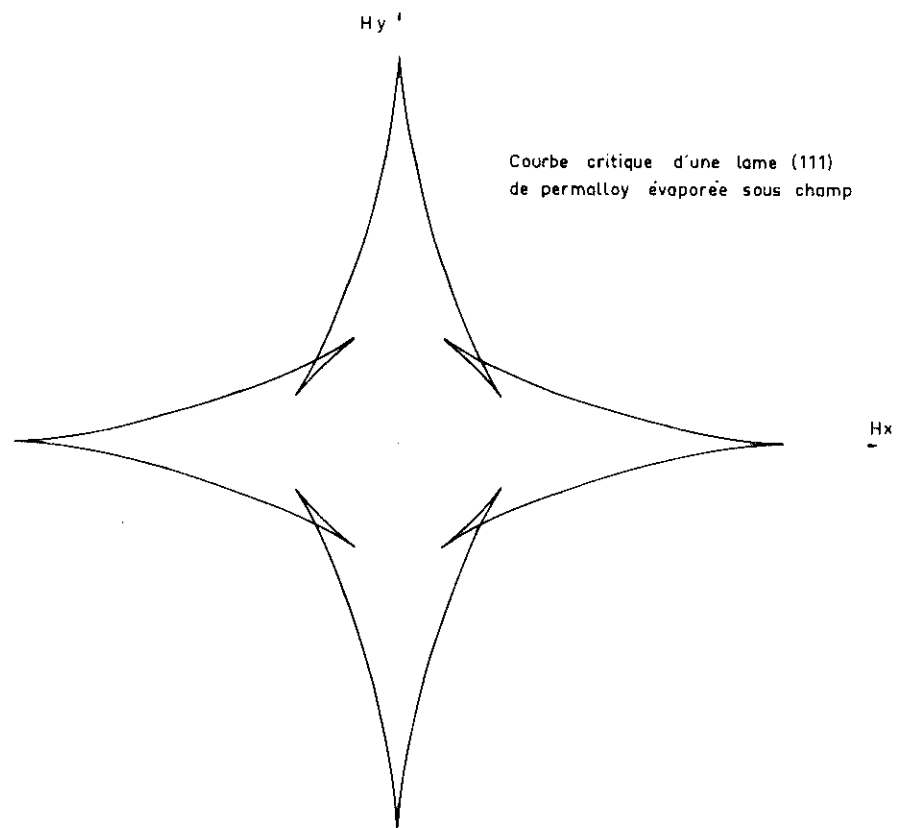


fig: 10 a

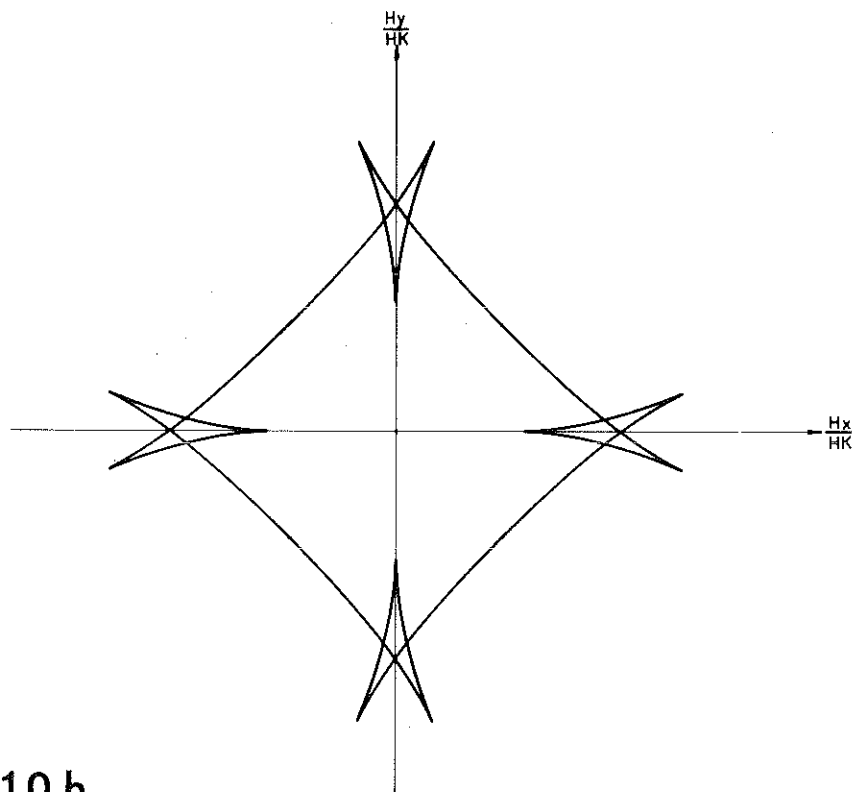


fig: 10 b

Les études de microscopie Lorentz, effectuées sur des corps épitaxiés, rendent donc compte de propriétés pour les domaines qui sont en bon accord avec les autres propriétés observées par des techniques différentes. Si, dans le cas du fer, les résultats sont ceux qui étaient prévisibles, dans le cas du permalloy, l'impossibilité d'indexer exactement les photos obtenues ne permet pas de donner la direction des aimantations dans les domaines. Toutefois, si le caractère uniaxe ressort de l'aspect général des domaines, le caractère triaxe semble indiscutable, les parois à 120° étant instables dans un uniaxe. Dans ce cas, la microscopie électronique a permis de mettre en évidence une caractéristique de la lame qu'aucune autre technique n'avait révélée. Des études sur le nickel ont été également entreprises mais n'ont pas donné de résultats intéressants, le champ coercitif de ces lames étant trop important (100 Oe) pour qu'il soit possible de faire varier leur état d'aimantation avec le porte objet que nous avons utilisé. Il serait nécessaire, pour mener de telles études, de construire un système avec des noyaux de fer doux, qui devrait permettre d'atteindre des champs de l'ordre de 200 Oersteds.

C H A P I T R E I V

LAMES COUPLEES

IV-1 RAPPEL SUR LES LAMES COUPLEES

De nombreuses expériences (12) ont permis de mettre en évidence un phénomène de couplage entre couches ferromagnétiques séparées par un intermédiaire non ferromagnétique. Des échantillons préparés par évaporation sous vide sont constitués d'une couche de permalloy (81-19) à magnétostriktion nulle, ensuite d'une couche non ferromagnétique Ag, Au, Cr, Pd, SiO, enfin d'une couche soit de permalloy identique à la première, soit de FeNiCo qui présente un champ coercitif supérieur à celui de la couche de base.

Pendant l'évaporation, l'application d'un champ magnétique continu permet d'obtenir deux couches uniaxes ayant leurs axes d'anisotropie parallèles. Dans le cas où la couche intermédiaire a une épaisseur inférieure à 100 Å, une interaction positive existe entre les aimantations des deux couches qui tendent à s'aligner parallèlement. Le phénomène est également observé avec des intermédiaires isolants pour des épaisseurs inférieures à 60 Å. La variation de la température des couches entre la température de l'azote liquide et 350°C, ne provoque pas de changement notable de la valeur du couplage

dans le cas du chrome, de l'argent ou de l'or. Pour le palladium, le couplage décroît avec la température croissante. Il paraît probable, dans ce cas, que le FeNiCo diffuse dans le palladium pour former un alliage ferromagnétique à faible point de Curie. Pour les isolants, le couplage provient de la présence de trous dans la couche intermédiaire. Dans le cas de l'or et du chrome, le phénomène n'a pas reçu d'explication définitive. Des trous ont été observés dans les couches de chrome, par contre aucune observation comparable n'a été réalisée pour l'or. O. Massenet a récemment démontré par des expériences d'oxydation l'existence de ponts ferromagnétiques à travers la couche intermédiaire. L'étude par microscopie Lorentz de ces lames doit nous permettre de voir les domaines dans des couches superposées, d'étudier la variation du couplage, le basculement des courbes. Afin de réaliser une indexation des photos, il a été nécessaire d'étudier la formation du contraste.

IV-2 ETUDE DE LA FORMATION DU CONTRASTE

Le principe de la formation du contraste dans une couche simple a déjà été donné dans la figure I. Pour un échantillon constitué de deux couches ferromagnétiques séparées par un intermédiaire non ferromagnétique, le principe reste identique. Si deux parois sont superposées, le problème reste le même. Si, comme l'a signalé Feldtkeller (13), deux parois sont légèrement décalées, ce que nous avons observé pour des couches intermédiaires de 20 Å, il est important de savoir comment se placent les aimantations dans la zone comprise entre les deux parois. Nous avons supposé (14) que dans cette éventualité, en première approximation, les aimantations sont antiparallèles. Ce modèle est schématisé dans la figure 11 par la variation de $\sin \theta_1 + \sin \theta_2$, θ_1 et θ_2 étant les angles de variation des aimantations dans chacune des deux couches. Ce modèle diffère de celui que propose Feldtkeller qui suppose une variation des angles

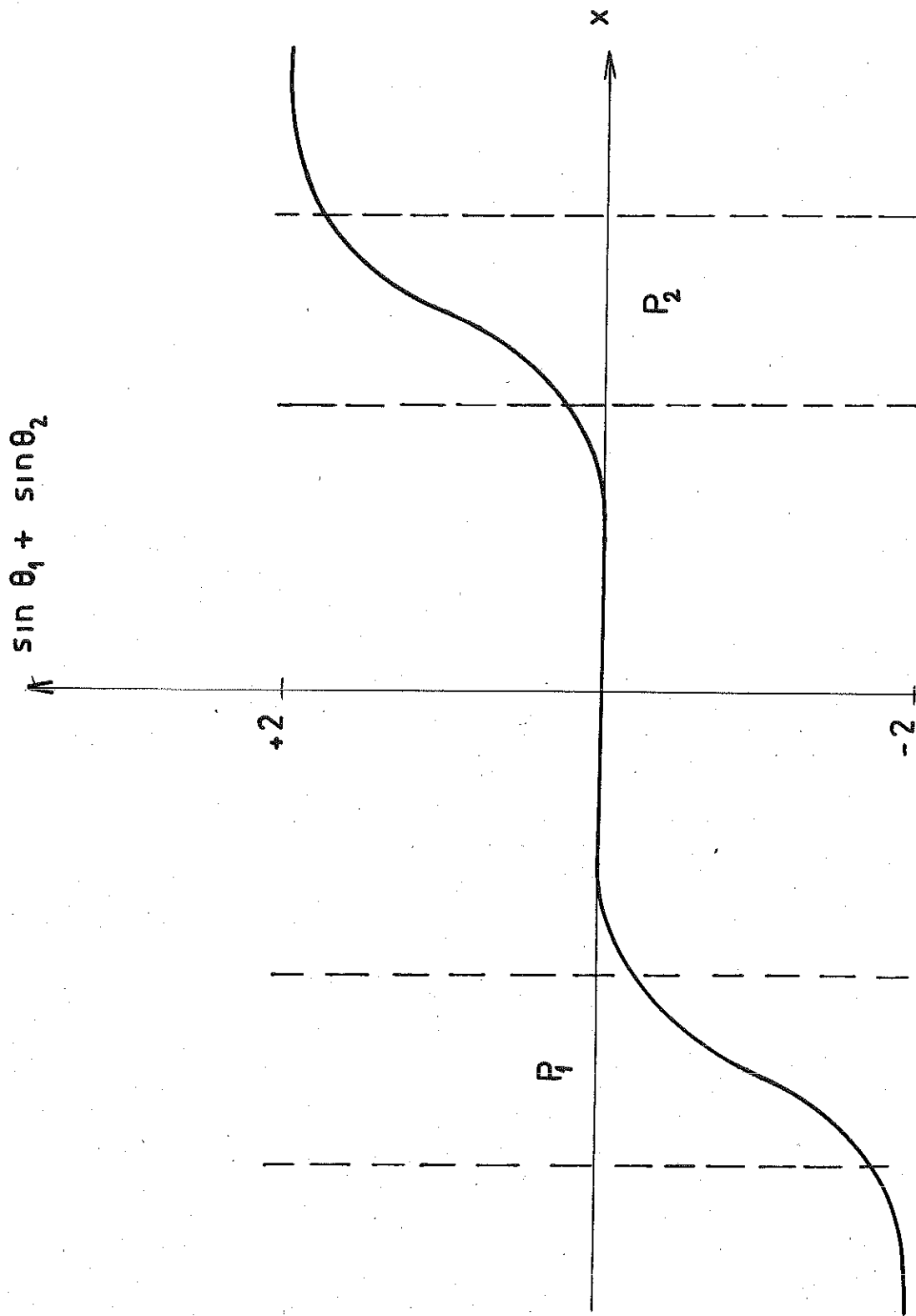


Fig. 11

beaucoup moins localisée sur les parois et beaucoup plus progressive. A partir de la figure 11 il est possible de tracer la marche des rayons électroniques, figure 12, la déviation des électrons étant propre à $\sin \theta_1 + \sin \theta_2$. L'examen de cette figure permet de déduire les résultats suivants : Tout d'abord, comme dans une couche unique, les parois blanches sont moins larges que les parois noires. Quatre zones apparaissent pour les parois claires :

I : Cette zone est pratiquement impossible à observer, le contraste est trop faible. De toute façon, les parois sont séparées et diminuent de largeur quand la défocalisation augmente.

II : Cette partie est particulièrement intéressante car c'est la seule où la séparation des parois est observable. Ceci n'est toutefois réalisable que dans l'éventualité où la séparation est suffisamment importante pour que le contraste soit notable, ce dernier étant lié à la distance de défocalisation. De plus, le contraste doit varier plus rapidement à l'extérieur qu'à l'intérieur des parois. Si leur largeur totale est L , et leurs largeurs respectives l_1 et l_2 , elles doivent rester séparées par une distance D . L doit rester constant, l_1 et l_2 doivent augmenter et D diminuer.

III : Dans cette partie, les images des deux parois se rejoignent, D étant alors nul, pour ne plus former qu'une seule image. L doit conserver la même valeur que dans le cas précédent.

IV : Ici, la paroi blanche doit s'élargir et L augmenter.

Les parois noires doivent augmenter constamment de largeurs quand la défocalisation augmente. L , l_1 et l_2 doivent augmenter avec la focalisation. D reste égal à la valeur qu'avait L dans les zones II et III, relatives aux parois claires. Contrairement aux parois blanches, le contraste varie plus rapidement à l'intérieur des deux

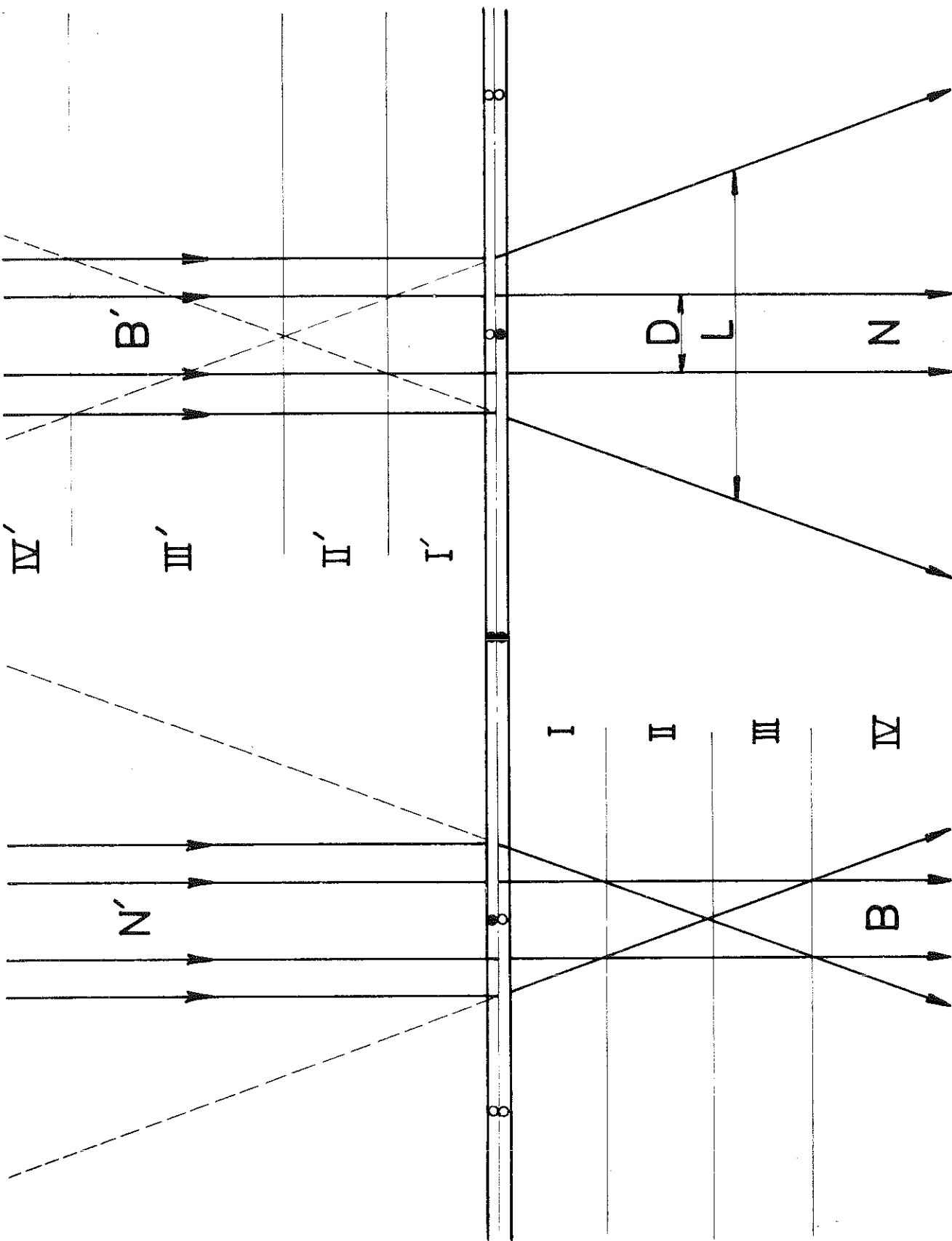


Fig. 12

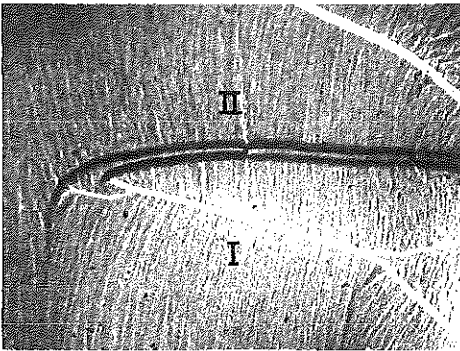
parois. La figure 13 (a, b, c, d, e, f) présente une série de photographies prises avec une défocalisation variable. La géométrie de l'échantillon est la suivante : FeNi-SiO-FeNi. Les photos 13a et 13b ont un contraste inversé par rapport aux suivantes. Ce résultat provient du fait que, dans un cas l'image est surfocalisée, dans l'autre sousfocalisée. L'observation de la paroi I blanche en a et b, noire en c, d, e, f, permet de déduire que la photo a correspond à la zone III ou IV de la figure 12. En fait, il s'agit de la zone III. En 13b, les deux parois se séparent, comme nous l'avions prévu pour la zone II. Dans les photos 13 (c, d, e, f,) les deux parois noires se séparent. Dans le cas de la paroi II, les photos 13a et 13b donnent, comme prévu, deux parois noires. Après l'inversion du contraste, la zone II de la figure 11 est observée en 13c, la zone III en 13d et e, la zone IV en 13f.

Des analyses au microdensitomètre sur le contraste et les dimensions des parois donnent des valeurs identiques pour les diverses distances mesurées, aussi ont-elles été réunies dans un même tableau, chaque valeur étant suivie d'un indice I ou II permettant d'identifier la paroi pour laquelle elle a été effectuée. Dans le cas où aucune mesure n'était réalisable, l'indice subsiste et nous avons mis une barre (/) dans le tableau. (Tableau I) ; dans ce tableau, la valeur D pour des parois noires ainsi que L pour des parois blanches restent constantes et donnent l'écartement des deux parois.

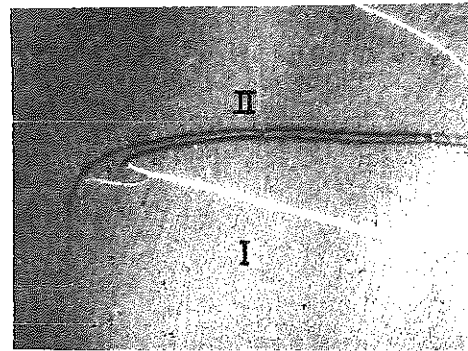
$$E = I, I \mu$$

Dans le même intervalle, l_1 et l_2 sont supérieures dans les parois noires. Il en est de même pour L. Ce résultat, dans le cas d'une couche simple, permet de mesurer l'épaisseur de la paroi (15). La largeur est, dans ce cas, donnée après de très élémentaires considérations géométriques, par

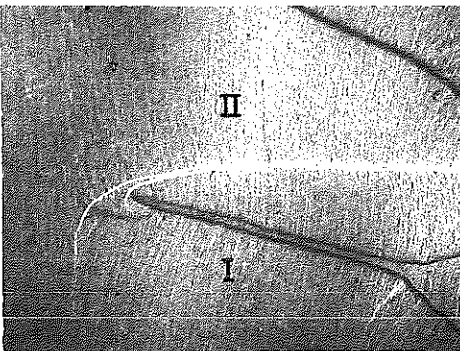
$$l = \frac{l_{\text{noir}} - l_{\text{blanche}}}{2}$$



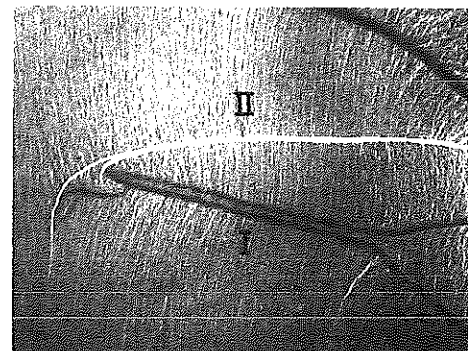
a



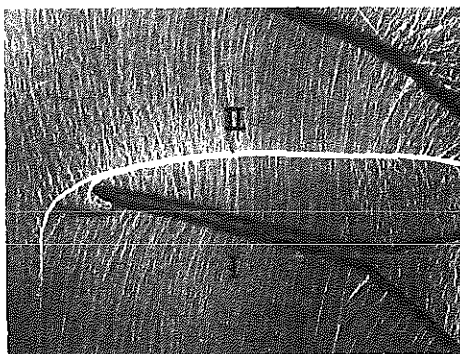
b



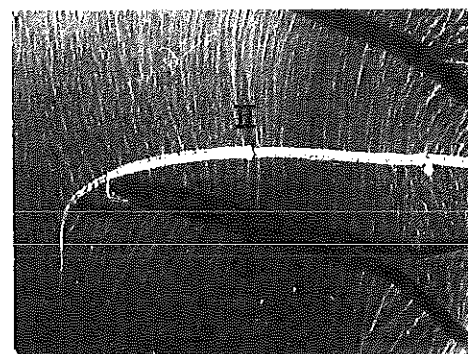
c



d



e



f

Fig. 13

	D		L		l ₁		l ₂	
	Bint	N Cte	B Cte	N	B	N	B	N
a	/ _I	20 _{II}	20 _I	70 _{II}	/ _I	25 _{II}	/ _I	30 _{II}
b	8 _I	19 _{II}	19 _I	40 _{II}	5 _I	12 _{II}	5 _I	15 _{II}
c	9 _{II}	20 _I	18 _{II}	41 _I	5,5 _{II}	12,5 _I	5,5 _{II}	16 _I
d	/ _{II}	20,5 _I	20 _{II}	55 _I	/ _{II}	30 _I	/ _{II}	25 _I
e	/ _{II}	23 _I	19 _{II}	70 _I	/ _{II}	40 _I	/ _{II}	30 _I
f	/ _{II}	20 _I	35 _{II}	85 _I	/ _{II}	45 _I	/ _{II}	35 _I

TABLEAU N° 1

Dans le cas de couches multiples, des considérations analogues permettent, dans la zone IV, de déterminer la largeur de l'ensemble

$$L = \frac{L_n - L_b}{2}$$

soit ici $L = 1,4 \mu$

La zone II permet de mesurer également la largeur de chacune des deux parois en utilisant la même formule, ce qui donne dans ce cas

$$l_1 = 0,192 \mu$$

$$l_2 = 0,3 \mu$$

Les parois ont alors des épaisseurs de l'ordre de 2000 à 3000 Å, la somme donnant alors

$$1,4 \mu \sim 1,5 \mu$$

soit une erreur de 8 %. Cette différence provient du fait que pour mesurer la largeur séparant les deux parois, nous avons considéré le sommet des raies pour relever certaines valeurs D , et le creux pour les autres.

La valeur L pour les parois blanches a toutefois une valeur légèrement inférieure à celle de D pour les noires. Ce résultat semble indiquer que le modèle utilisé est un peu trop simplifié. Toutefois, les variations de l'aimantation semblent très localisées et non progressives. Enfin, les figures 14 et 15 indiquent que le contraste varie plus rapidement à l'intérieur qu'à l'extérieur des parois noires (Fig. 14), alors que le phénomène est inversé pour les parois blanches (Fig. 15).

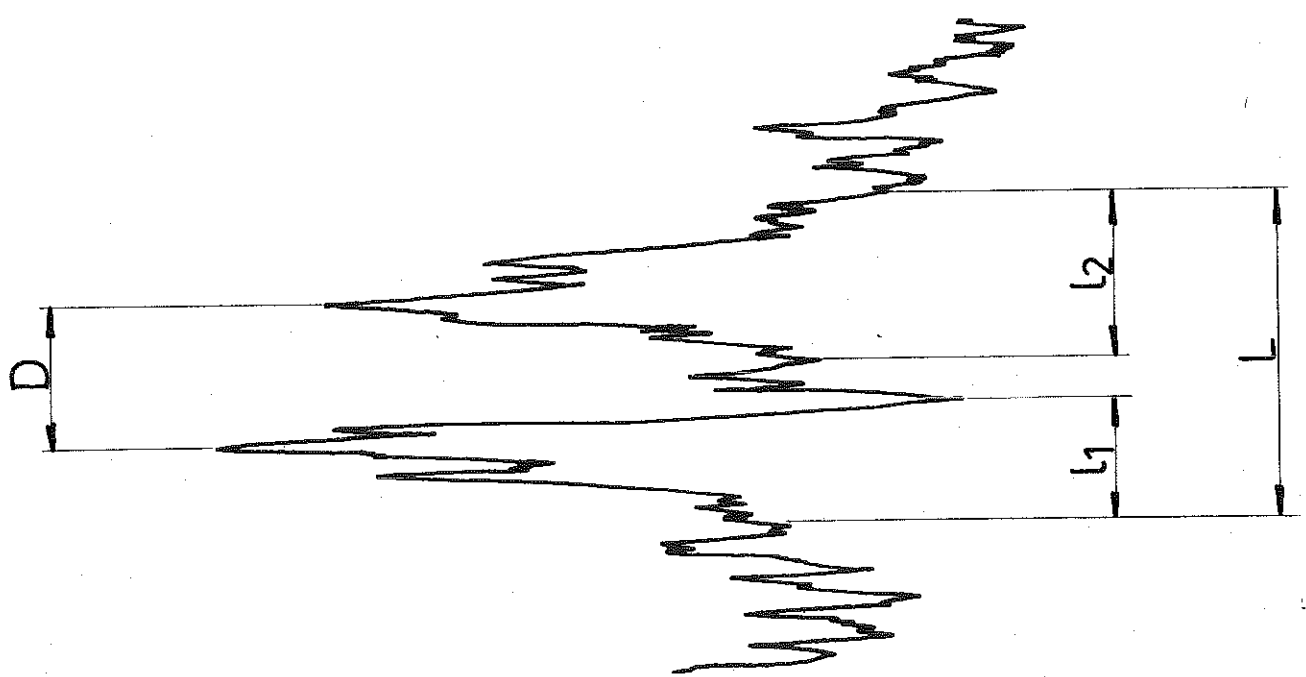


Fig. 14

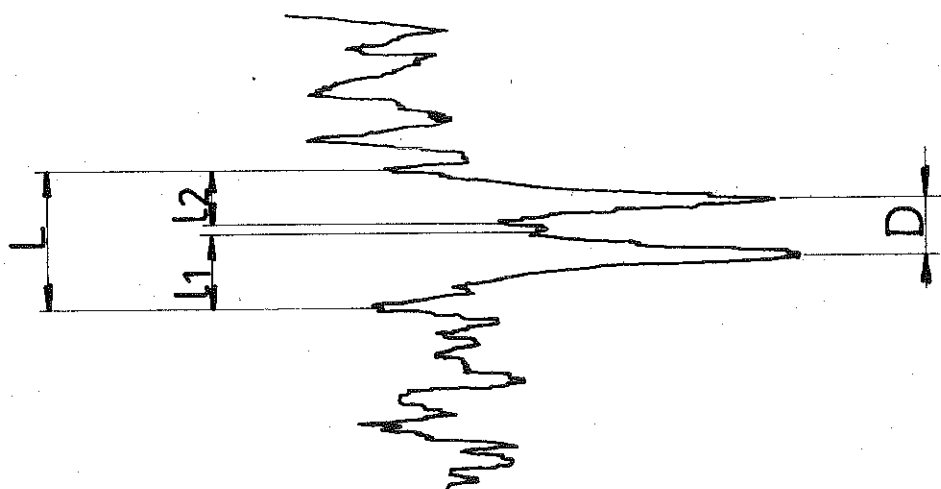


Fig. 15

C H A P I T R E V

INTERACTIONS ENTRE LES PAROIS

DANS DES COUCHES COUPLEES (16)

V-1 INTRODUCTION

Nous allons examiner les résultats obtenus sur des couches couplées. Le premier film ferromagnétique est toujours une couche de FeNi (19-81) ; le second, soit une couche identique, soit une couche de NiFeCo (45-10-45). Dans le cas où les deux films ont des compositions différentes, leurs champs coercitifs peuvent être suffisamment différents pour qu'un film bascule isolément. Il est possible, en cours d'observation, de distinguer au microscope électronique les deux couches, par la différence de contraste dans les parois. Le FeNiCo a une aimantation spontanée plus importante que le FeNi et, ainsi, des parois plus contrastées. Les couches intermédiaires sont constituées par du chrome, de l'or ou du monoxyde de silicium, avec des épaisseurs variant de 20 à 100 Å. Au-delà de cette épaisseur, les domaines sont très perturbés et les observations sont très aléatoires quant aux résultats. Les propriétés uniaxes de l'échantillon permettent de déterminer aisément les axes en observant le ripple quand un champ est appliqué. Il convient de noter que

les résultats obtenus en désaimantant par application d'un champ alternatif sont identiques à ceux obtenus à l'aide d'un champ continu. Les deux méthodes ont ainsi été indifféremment utilisées. Soit un échantillon constitué de FeNi (250 Å), Cr (50 Å), FeNiCo (250 Å). Le résultat d'une désaimantation suivant l'axe difficile est présenté sur la figure 16. Deux parois très rapprochées sont observables, séparées et se croisant régulièrement sur leur cours. La même expérience suivant l'axe facile est présentée figure 17. Dans ce cas, les parois sont, soit superposées, soit séparées et se croisent moins régulièrement que dans le cas précédent. La distance séparant les deux parois est moins constante dans la deuxième expérience que dans la première. Dans les deux cas, cette longueur croît rapidement avec l'épaisseur de la couche intermédiaire.

V-2 SEPARATION DES PAROIS

Dans un paragraphe précédent, une mesure de la séparation de deux parois a été proposée dans le cas de parois très rapprochées dans des films couplés. Ainsi, dans des films constitués de FeNi (250 Å), Cr (20 Å), FeNiCo (250 Å), les parois sont séparées par une distance de 2000 Å. Les deux couches basculent ensemble et leur champ de couplage n'est pas mesurable. Un champ appliqué suivant l'axe facile provoque le déplacement simultané des deux parois. La grandeur de la séparation est comparable à la largeur d'une paroi. L'épaisseur du chrome variant entre 20 et 100 Å, cette distance croît linéairement jusqu'à 10000 Å, (Fig.18). Aucune interprétation de cette linéarité n'est actuellement donnée. Au delà d'une épaisseur de 100 Å de chrome, les parois se séparent encore, mais d'autres parois peuvent apparaître à des distances du même ordre que la séparation des premières et le résultat perd de son intérêt. La croissance est moins rapide. La substitution du FeNiCo par du FeNi, ou du corps intermédiaire, ne modifie pas l'allure du phénomène. Dans le cas du SiO, la séparation augmente plus rapidement. Ce résultat est conforme à la diminution

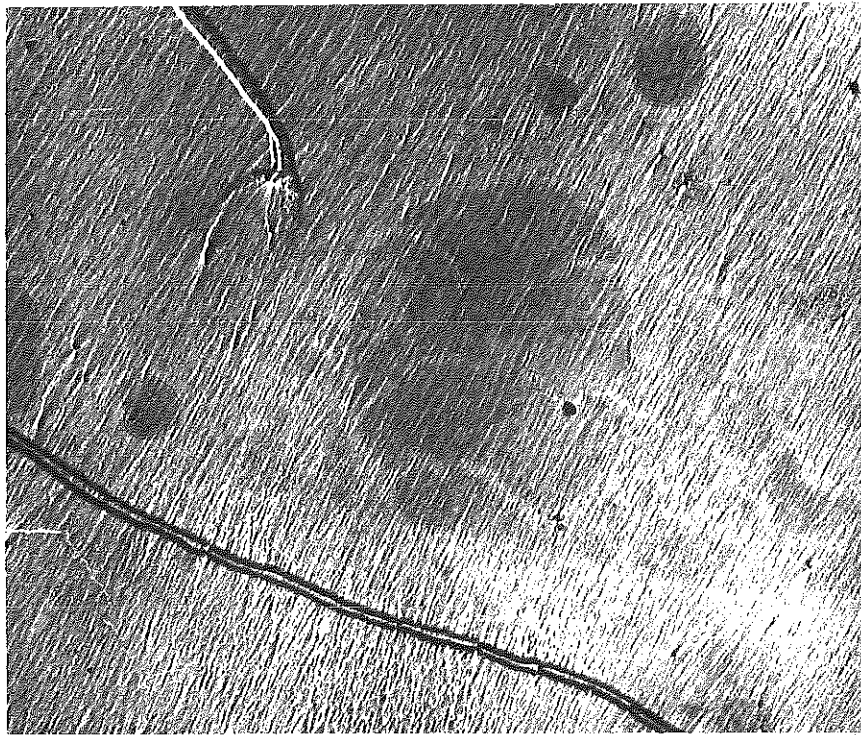


Fig. 16

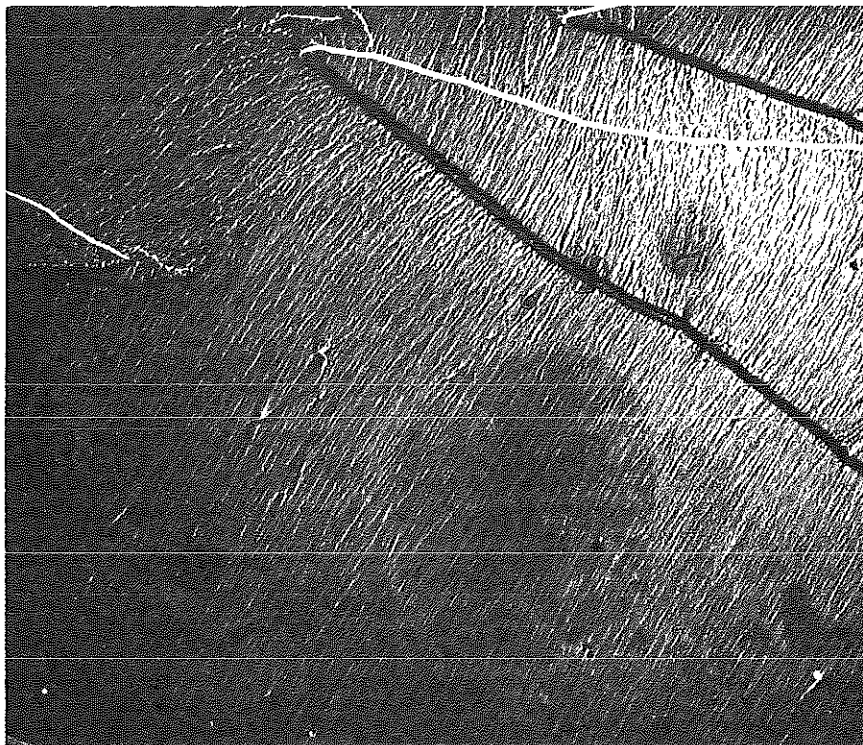
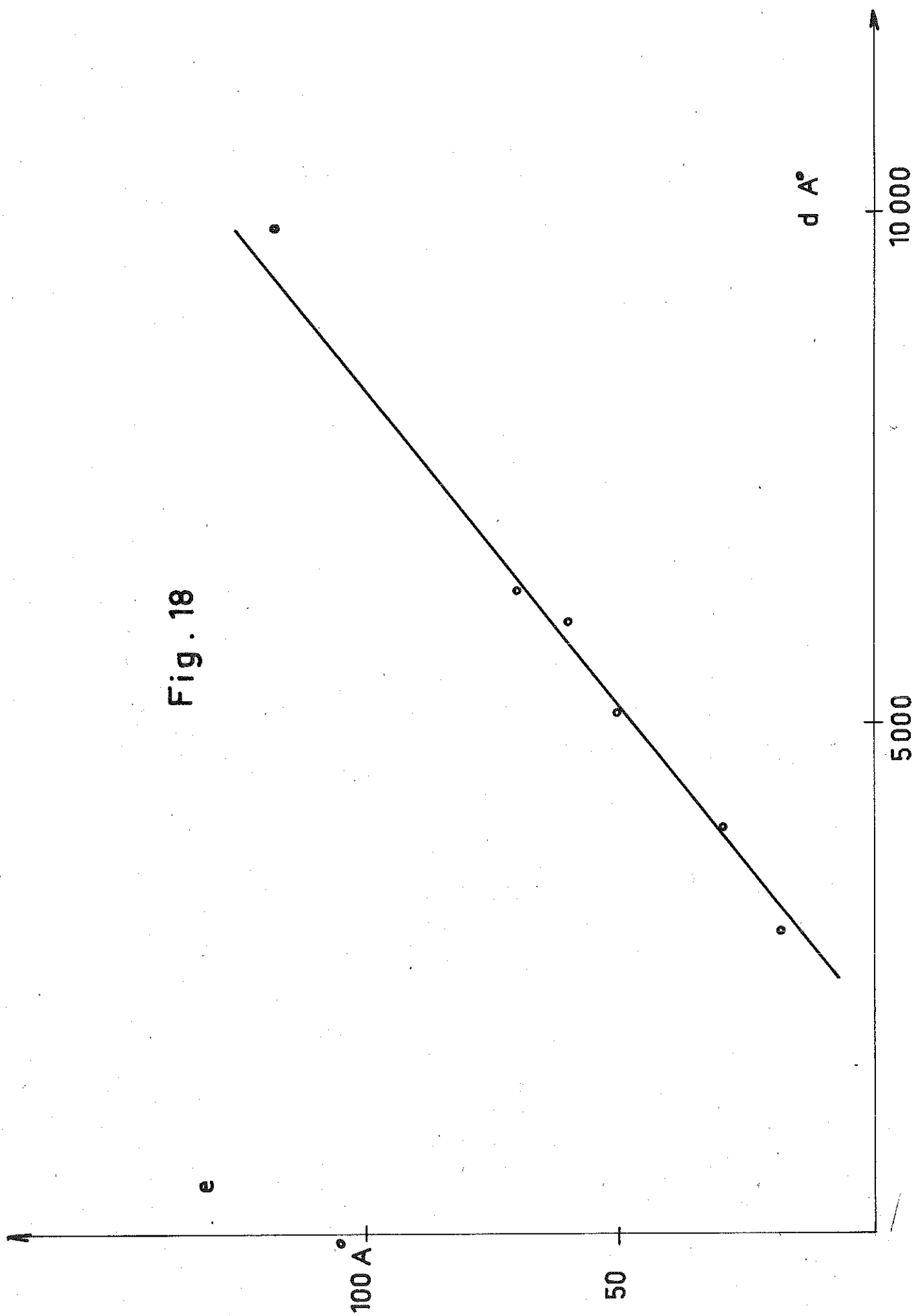


Fig. 17

Fig. 18



du couplage, plus rapide pour ce corps que pour les autres intermédiaires.

Une diminution du couplage a été récemment mise en évidence par l'oxydation de la couche intermédiaire (17). Deux séries d'échantillons ayant la géométrie FeNi (175 Å), Cr, FeNiCo (230 Å), ont été réalisées. Dans le cas de couches intermédiaires oxydées, les parois sont séparées par des distances plus grandes que pour des couches non oxydées. Dans le cas d'une épaisseur de 30 Å, la séparation est de 4000 Å pour les unes et de 6000 Å pour les autres. Cette distance reste toujours inférieure quand le chrome n'est pas oxydé (Fig.19) et la lame douce bascule partiellement moins facilement. Dans toutes les manipulations précédentes, les distances entre les parois sont, en première approximation, les mêmes suivant les axes de désaimantation. Toutefois, les parois des différentes couches n'ont pas la même configuration suivant les axes faciles et difficiles ; il convient de distinguer les différents processus de formation.

V-3 DESAIMENTATION SUIVANT L'AXE DIFFICILE

Le résultat d'une désaimantation suivant l'axe difficile est présenté dans la figure 20. Un film composé de NiFe SiO est saturé suivant son axe difficile (Fig.20a) par un champ de 3,5 Oe. Le champ décroît jusqu'à $H = 0$ Oe en b : 2,5 Oe ; c : 1,5 Oe ; d : 0,8 Oe et e : 0 Oe, avant de s'inverser f - 0,7 Oe, g - 0,9 Oe, h - 1,3 Oe. Des parois de domaines apparaissent, uniques d'abord, puis se dédoublent jusqu'à une séparation de 1μ pour un champ légèrement négatif, avant d'être à nouveau confondues puis de disparaître. Le maximum se produit probablement avant le renversement de l'aimantation des parois. Ces parois ainsi produites se croisent régulièrement. Ces

Epaisseur
intermédiaire

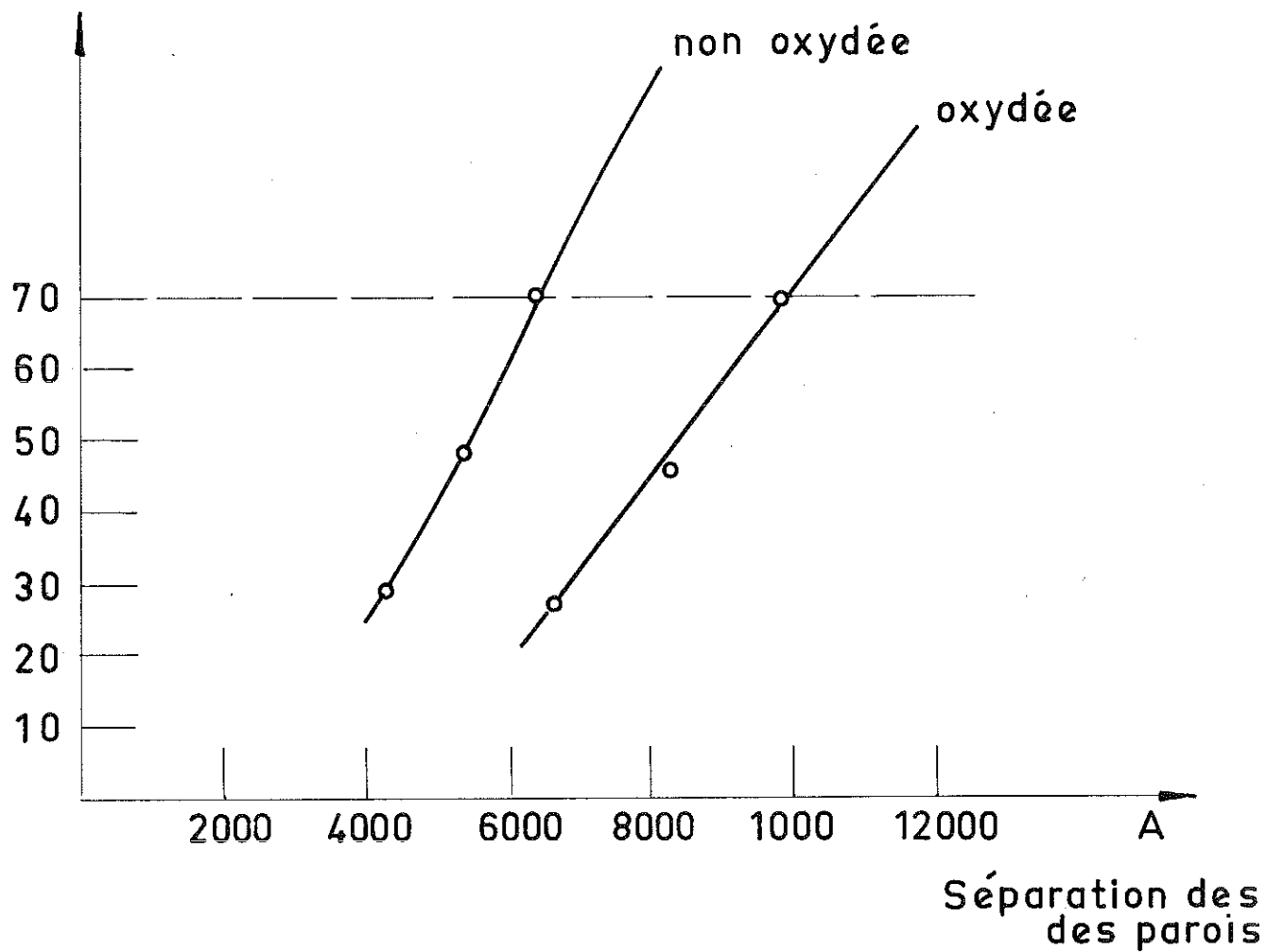
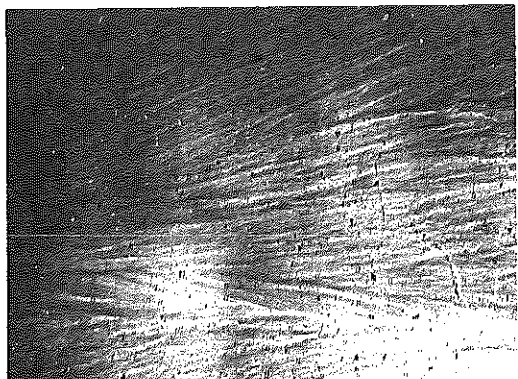
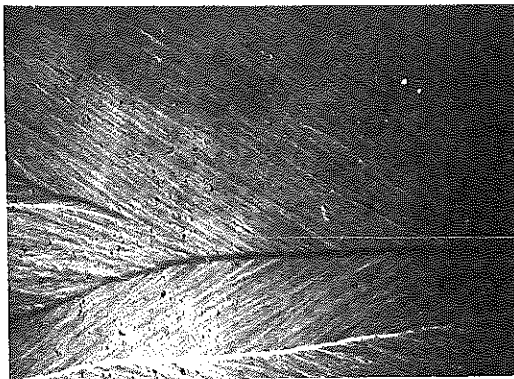


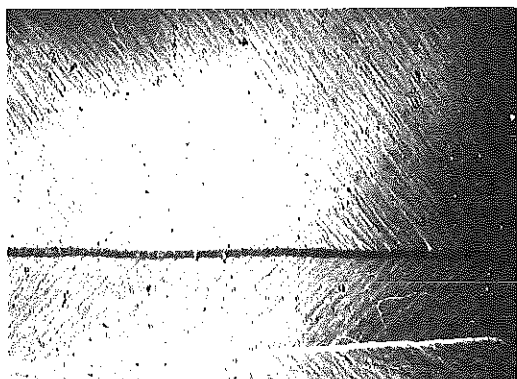
Fig. 19



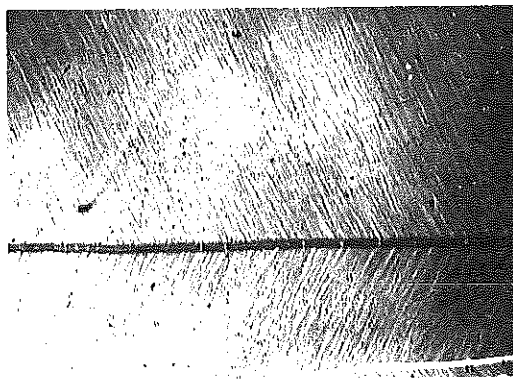
a



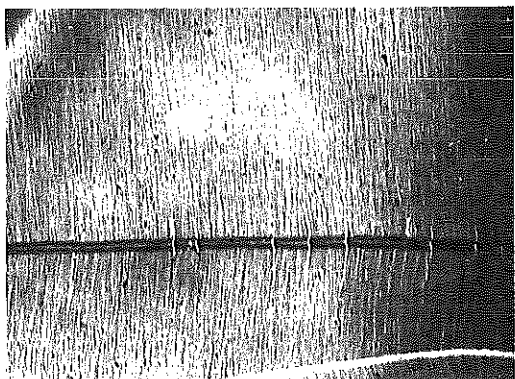
b



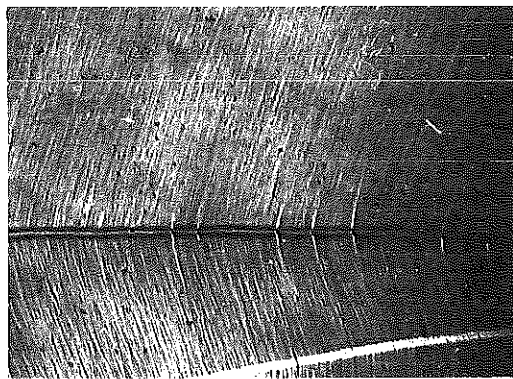
c



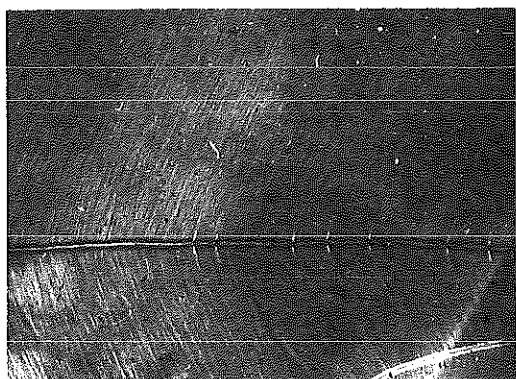
d



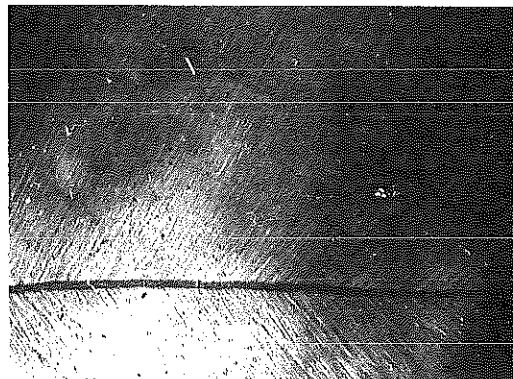
e



f



g



h

Fig. 20

croisements ont été mis en évidence avec des couches FeNi, SiO ou Au, FeNiCo, les parois ayant alors des contrastes différents. Dans la figure 20e ($H = 0$) apparaît une petite ligne blanche, perpendiculaire aux parois et contournant le croisement toujours du même côté. La représentation en est donnée (Fig. 21). Pour des parois blanches, le contraste est inversé. La déflexion semble due à une aimantation au niveau du croisement perpendiculaire à la direction des parois dans le plan de l'échantillon. Ceci semble indiquer que les aimantations sont parallèles, le phénomène étant inexplicable si elles sont antiparallèles. Une analogie avec les Cross Tie a tout d'abord donné à penser que les croisements devaient, si les aimantations se renversaient à leur niveau, se déplacer. En fait, ils sont parfaitement immobiles lorsqu'un champ est appliqué suivant l'axe difficile, contrairement aux lignes de Bloch. Ceci indique alors que les aimantations des parois sont les mêmes des deux côtés de chaque croisement. Enfin, l'expérience de la figure 22 permet de conclure que chaque paroi garde le même sens d'aimantation dans sa longueur. L'échantillon consiste en NiFeCo ($250 \text{ \AA}$), Cr ($34 \text{ \AA}$), NiFe ($250 \text{ \AA}$). La paroi dans le NiFe a un contraste plus faible que celle du FeNiCo dans la figure 22a, le champ appliqué étant égal à 3 Oe, suivant l'axe difficile. Lorsque le champ est inversé (Fig. 22c), le contraste de cette paroi a augmenté. En champ nul (Fig. 22b), la situation est intermédiaire. Si l'aimantation de la paroi changeait au croisement, ce qui est le cas au point A (le phénomène étant inversé entre les figures 22a et 22c) le contraste serait sur un segment de la paroi, fort, sur un autre, faible, ce qui n'est pas le cas. Il n'a pas été possible de déterminer l'angle sous lequel les parois se coupent et d'indexer complètement le croisement. Cet angle apparaît supérieur pour des parois noires à celui observé pour des blanches. Ce résultat est uniquement dû à un phénomène d'optique électronique, l'image des parois noires se forme en effet à l'extérieur de la position réelle des

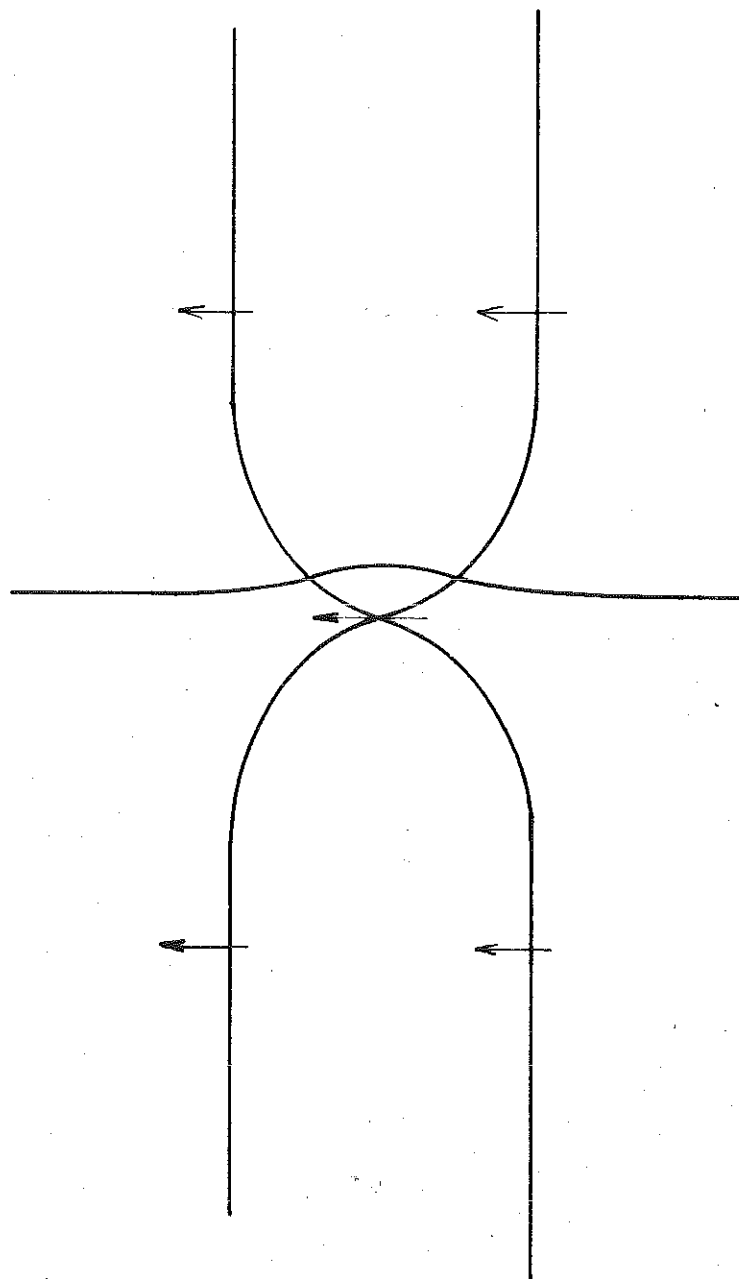
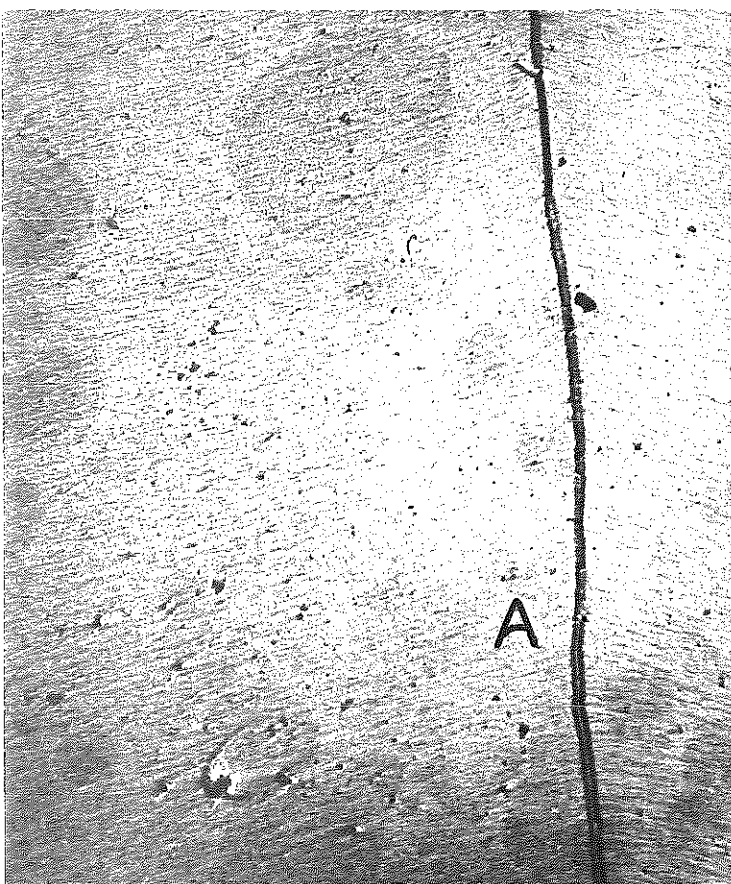
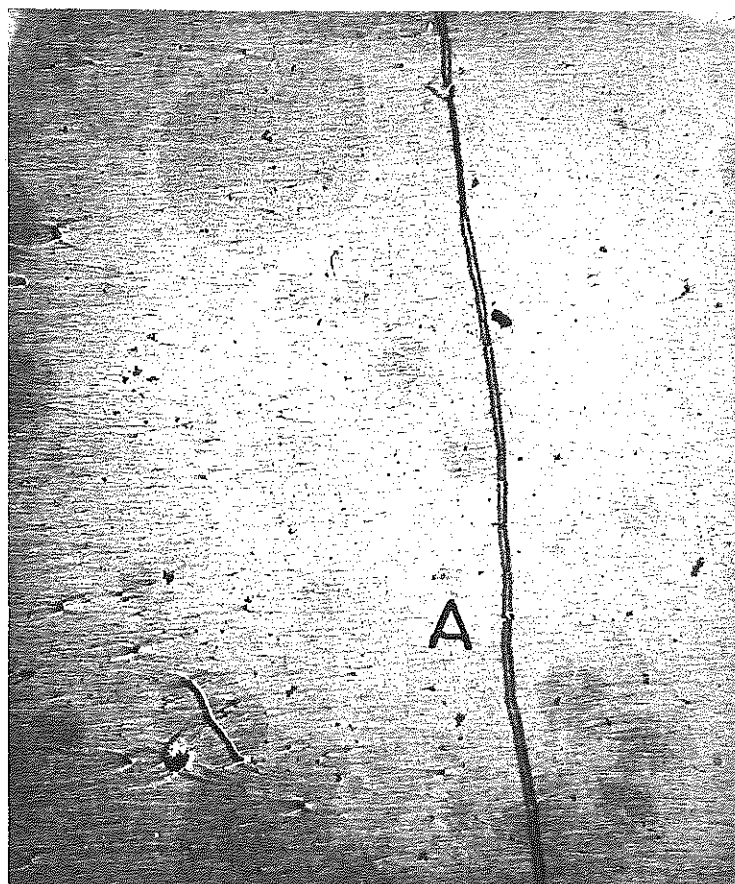


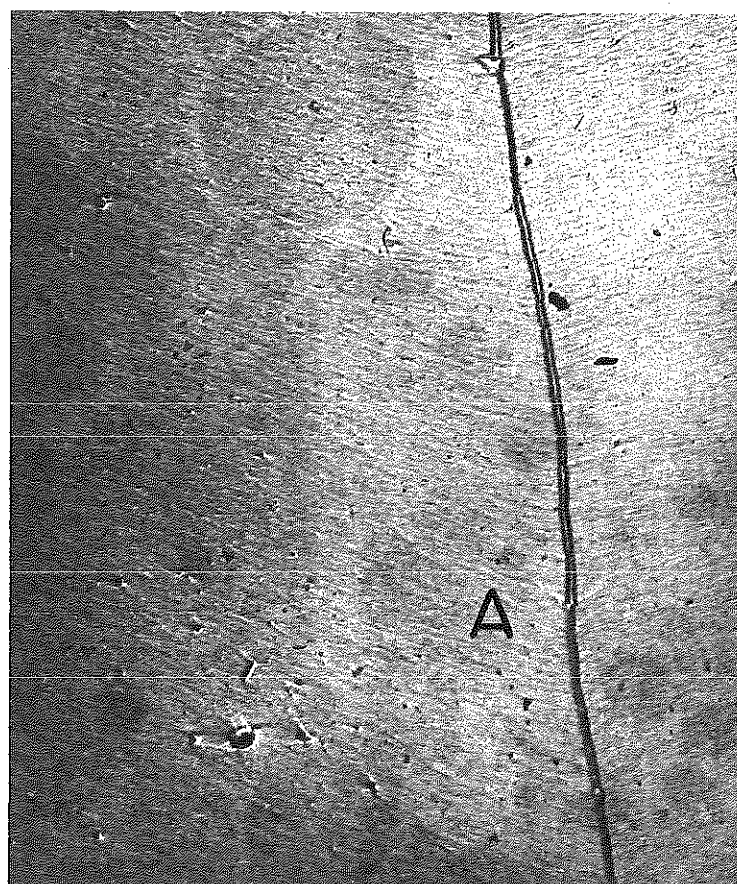
Fig. 21



a



b



c

Fig. 22

parois, et celle des blanches à l'intérieur (Fig. 12). Les parois noires ont alors un écartement supérieur à celui des blanches, particulièrement au niveau des croisements.

Il apparaît donc que les aimantations des parois sont parallèles (Fig. 21). La direction est imposée par celle du champ appliqué pour la désaimantation. Des interactions magnétostatiques devraient alors provoquer une configuration à flux très fermé (Fig. 23). Nos observations et les photographies que nous avons présentées démontrent que ce n'est pas le cas. Une explication possible sur l'importance de la séparation des parois est que la paroi de Néel d'un film induit dans l'autre film une pseudo-paroi (18) ayant une direction d'aimantation opposée. Il apparaît alors une structure que nous avons représentée dans la figure 24. Deux explications se présentent. Une interaction paroi pseudo-paroi dans une même couche produit une répulsion. Ceci paraît assez improbable. La deuxième cause suppose que le système paroi pseudo-paroi a une très faible densité de pôles et est très stable. L'interaction entre les deux parois se trouve alors très diminuée. L'épaisseur d'intermédiaire augmentant, le couplage diminue progressivement, et les zones de désaimantation, ici entre deux parois, augmentent leurs surfaces. Les parois ont alors tendance à se séparer. L'existence des croisements n'a pas été expliquée et ils peuvent provenir de points de blocage magnétique (pôles dus à des cristaux de grandes tailles, trous). Toutefois, une origine énergétique ne doit pas être rejetée à priori. Certains auteurs ont signalé un basculement (19) suivant l'axe difficile par déplacement d'une ligne de Bloch. Ce phénomène n'a pas été observé au cours de nos manipulations. Nous pensons qu'il se produit un renversement d'aimantation.

V-4 DESAIMENTATION SUIVANT L'AXE FACILE

Une désaimantation suivant l'axe facile sur un échantillon

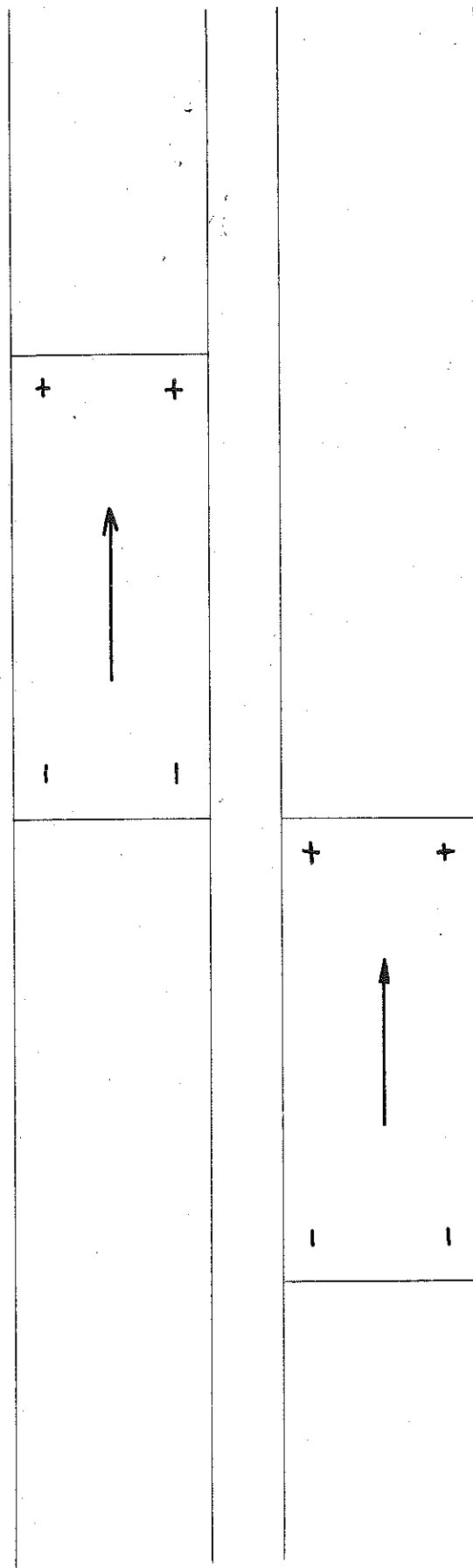


Fig. 23

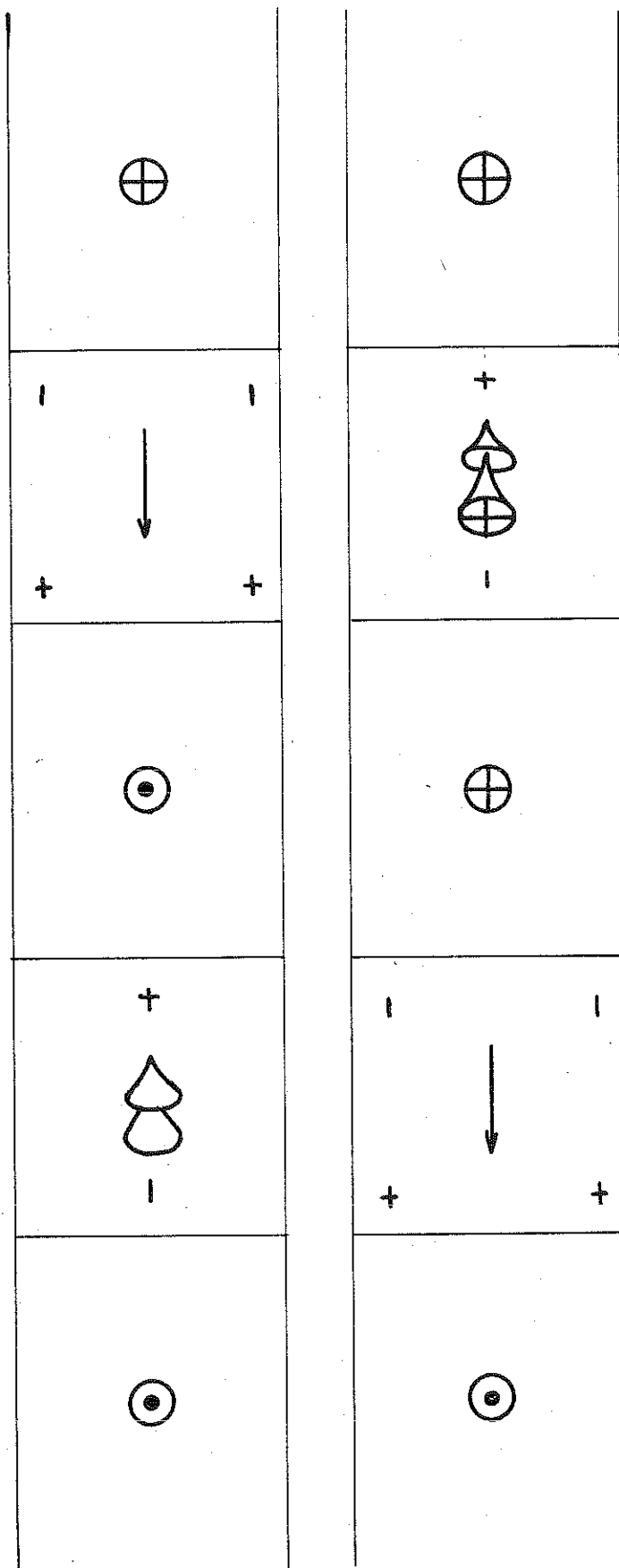
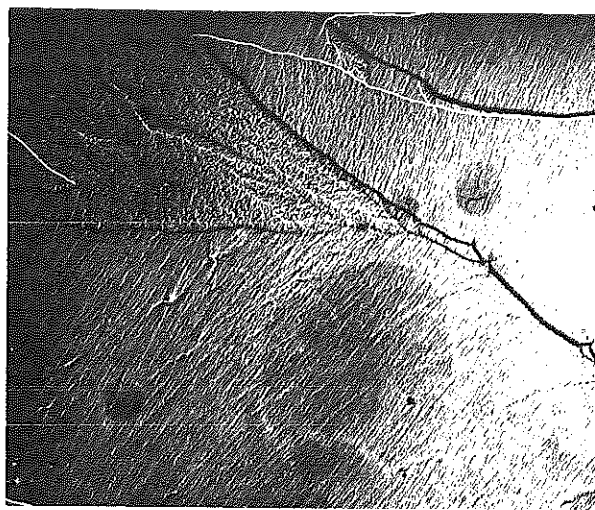
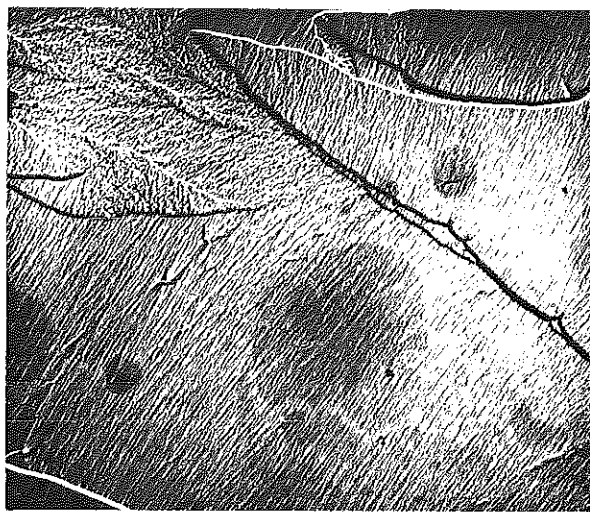


Fig. 24

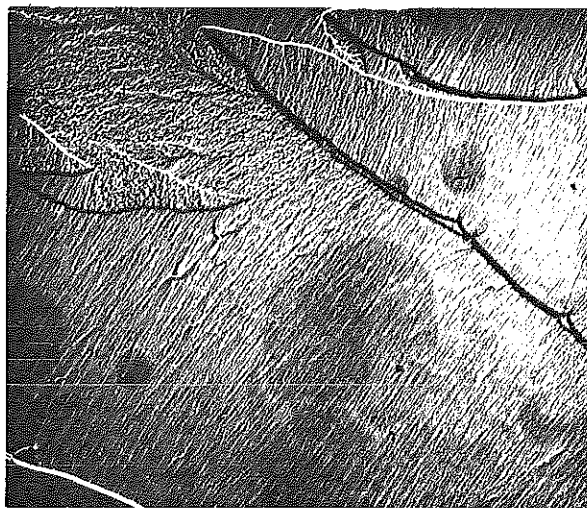
NiFe ($250 \text{ \AA}$), Cr ($50 \text{ \AA}$), NiFeCo ($250 \text{ \AA}$) est présentée dans la figure 25. Dans certaines régions, les parois se superposent, dans d'autres, elles sont séparées. Dans le premier cas, les aimantations sont antiparallèles. La largeur de l'image des deux parois est plus importante que pour une paroi simple. Ce fait provient de ce que la configuration magnétique pour une paroi simple soumet l'électron à 2 M d'un côté et 0 de l'autre, tandis que dans ce cas, il est soumis à 2 M d'un côté et -2 M de l'autre côté de la paroi. La déviation est alors différente. Dans l'éventualité où les parois sont séparées, leurs aimantations sont parallèles, comme suivant l'axe difficile, si un champ appliqué suivant l'axe difficile ne provoque pas leur superposition, sinon elles sont antiparallèles et un faible champ les superpose. Dans l'expérience présentée, les deux lames présentent le même champ coercitif, ce qui indique qu'elles sont très couplées et qu'elles basculent simultanément. Un champ externe est appliqué : a) $H = 1,5 \text{ Oe}$; b) $H = 1 \text{ Oe}$; c) $H = 0,75 \text{ Oe}$; d) $H = 0 \text{ Oe}$; e) $H = -0,5 \text{ Oe}$. Or, un domaine de la couche douce qui, sur la figure 24a occupe environ le cinquième de la zone observée, disparaît et indique que cette partie de la lame a basculé malgré l'égalité des deux champs coercitifs. Cette propriété est à rapprocher de celle de la séparation des parois suivant l'axe difficile qui met également en évidence que, dans des couches très couplées, les domaines ne sont pas parfaitement superposés.



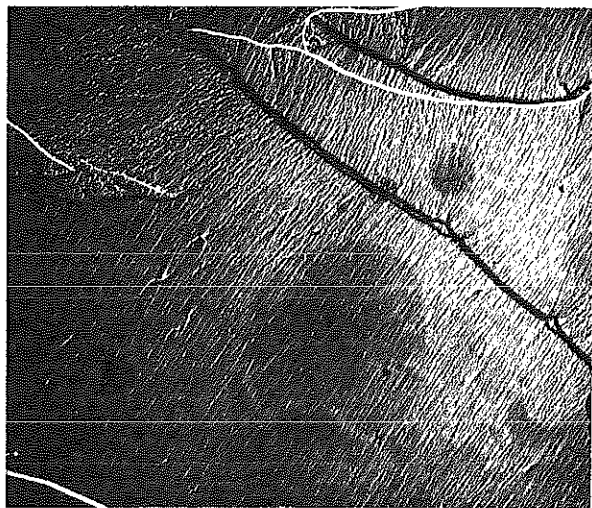
a



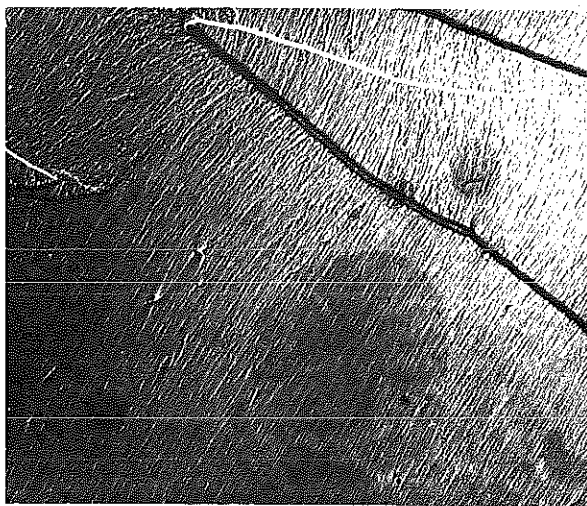
b



c



d



e

Fig. 25

C O N C L U S I O N

Les résultats expérimentaux que nous avons décrits se réfèrent à deux types d'expériences différentes sur des couches ferromagnétiques évaporées. Nous avons étudié deux corps épitaxiés : le fer et le permalloy.

Les expériences effectuées sur le fer par P. Escudier avaient déjà mis en évidence que ce corps est triaxe, à cause d'une triple orientation cristallographique du dépôt sur le substrat. Les résultats de l'optique électronique confirment ce résultat.

Nous avons prévu que le permalloy, étant donnée l'épitaxie obtenue, devait être triaxe. Or, toutes les manipulations effectuées à l'hystérésiscope mettent en évidence des propriétés fortement uniaxes. La microscopie Lorentz confirme ce résultat mais permet également de montrer l'existence du caractère triaxe. Des calculs ont été effectués en superposant une anisotropie uniaxe et triaxe. Les courbes de basculement théorique obtenues permettent de supposer que des axes "triaxes" mineurs subsistent et que certaines parties de la lame sont orientées parallèlement à ces axes.

Le deuxième type de manipulations a été effectué sur des couches couplées. Les expériences effectuées précédemment par J.C. Bruyère, G. Clerc et O. Massenet avaient poussé à conclure que lorsque deux lames sont couplées, leurs aimantations sont superposées et qu'elles basculent dans leur ensemble simultanément.

Nous avons tout d'abord constaté que les aimantations n'étaient pas parfaitement superposées mais que les parois des domaines étaient séparées, créant ainsi des zones entre deux parois de même contraste où les aimantations des deux couches étaient antiparallèles. La largeur de cette zone croît linéairement de 0 à 10000 Å avec l'épaisseur d'intermédiaire dans un intervalle de 0 à 100 Å. Au delà de ces épaisseurs, des interactions avec des parois se rapprochant faussent les conclusions. Certaines manipulations récentes de O. Massenet ont démontré qu'une partie du couplage était due à des trous et ces résultats ont également été confirmés, la séparation entre les parois augmentant après oxydation.

Suivant l'axe difficile, les parois sont presque toujours séparées, et leurs aimantations sont parallèles. Théoriquement, elles devraient se juxtaposer. Il est possible que la présence de pseudo-parois, induites par les parois dans chacune des deux couches, diminue entre deux parois et permette la séparation. Elles se croisent régulièrement sur leur longueur, mais il a été impossible de fournir une explication à ce phénomène.

Suivant l'axe facile, les parois sont généralement superposées et leurs aimantations antiparallèles. Dans le cas d'un échantillon constitué par une couche dure, un intermédiaire quelconque et une couche douce, une partie de la couche douce bascule alors que les résultats antérieurs indiquent que les deux couches basculent simultanément. La surface de cette zone augmente lorsque l'épaisseur de la couche intermédiaire augmente. Le basculement total d'une couche est obtenu lorsque l'épaisseur d'intermédiaire est suffisante ; deux cycles apparaissent. Une diminution progressive du couplage est ainsi mise en évidence.

R E S U M E

Nous avons étudié par microscopie électronique la forme des domaines dans divers types de couches ferromagnétiques.

Dans le premier chapitre, les diverses méthodes d'observation sont étudiées.

Le principe de la manipulation et les appareillages sont décrits dans le deuxième chapitre.

Dans le troisième chapitre, deux corps épitaxiés sont étudiés : Nous montrons que le fer présente des propriétés triaxes en accord avec les autres manipulations et que le permalloy est uniaxe dans son ensemble, mais localement triaxe.

Des lames couplées polycristallines, composées de deux couches ferromagnétiques séparées par un intermédiaire non ferromagnétique, sont étudiées dans les deux derniers chapitres ; nous nous sommes intéressés à la formation de l'image, aux interactions entre les parois des différentes couches et au basculement des aimantations de ces couches.

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

- (1) G.P. WEISS - J. Phys. Rad. 6 , 661 (1907).
- (2) L. NEEL - C.R. Acad. Sc., 241 , 533 (1955).
- (3) F. BLOCH - Z. Phys 74, 295 (1932).
- (4) S. MIDDELHOEK - J. Appl. Phys., 34 , 1054 (1963).
- (5) E.E. HUBER, D.O. SMITH, J.B. GOODENOUGH -
J. Appl. Phys., 29 , 294 (1958).
- (6) F. BITTER - Phys. Rev. 38, 1903 (1931).
- (7) H.J. WILLIAMS, F.G. FOSTER, E.A. WOOD -
Phys.Rev. 82 , 119 (1951).
- (8) H.W. FULLER, M.E. HALE - J. Appl. Phys. 32 , 1261 (1961).
- (9) H.W. FULLER, M.E. HALE - J. Appl. Phys. 31 , 1699 (1960).
- (10) F. BIRAGNET, J. DEVENYI, P. ESCUDIER, R. MONTMORY, D. PACCARD
et A. YELON - Proceedings of the International Symposium on
Basic Problems in Thin Film Physics (Clausthal-Zellerfeld -
1965) - To be published.
- (11) P. ESCUDIER, F. BIRAGNET, J. DEVENYI et A. YELON - International
Colloquium on Magnetic Thin Films - Jena - 1966 - (To be pu-
blished).
- (12) J.C. BRUYERE, O. MASSENET, R. MONTMORY et L. NEEL -
I.E.E.E. Trans. Magnetics - MAG 1, 10 (1965) .
- (13) E. FELDTKELLER (A paraître).
- (14) F. BIRAGNET, J. DEVENYI, G. CLERC, O. MASSENET, L. NEEL et
A. YELON - Etude par M.E. de Parois Couplées en Défocalisation
Variable - (A publier).

- (15) R.H. WADE - Proc. Phys. Soc. 79 , 1237 (1962).
- (16) F. BIRAGNET, J. DEVENYI, G. CLERC, O. MASSENET, R. MONTMORY et A. YELON - Interactions Between Domain Walls in Coupled Films - International Colloquium on Magnetic Thin Films - Jena 1966 (à publier).
- (17) O. MASSENET, F. BIRAGNET, H. JURETSCHKE, R. MONTMORY et A. YELON - Origin of Coupling in Multilayered Films - Intermag 1966 (à publier).
- (18) J.C. SLONCZEWSKI, S. MIDDELHOEK - Appl. Phys. Letters, 6 , 139 (1965).
- (19) S. MIDDELHOEK - Domain Wall Structures in Magnetic Double Films - IBM Research, Oct. 13 (1965).

VU

Grenoble, le

Le Président de la Thèse

VU

Grenoble, le

Le Doyen de la Faculté des Sciences

VU, et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de

Grenoble