

T0364
1970/3°C

T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

pour obtenir

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

par

H. ROUX-BUISSON
Licencié ès Sciences

QUELQUES PROPRIETES DES COUCHES MINCES ETUDIEES PAR MAGNETORESISTANCE

Soutenu le 17 Avril 1970, devant la commission d'examen

MM. L. NEEL Président
R. PAUTHENET
G. AUBERT Examineurs
J.C. BRUYERE

FACULTE DES SCIENCES DE GRENOBLE

L I S T E D E S P R O F E S S E U R S

Doyen honoraire : M. M. MORET

Doyen : M. E. BONNIER

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	NEEL Louis	Physique Expérimentale
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique Rationnelle
	CHABAUTY Claude	Calcul différentiel et intégral
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	CHENE Marcel	Chimie Papetière
	FELICI Noël	Electrostatique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	BARBIER Reynold	Géologie Appliquée
	SANTON Lucien	Mécanique des Fluides
	OZENDA Paul	Botanique
	FALLOT Maurice	Physique Industrielle
	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques
	GALVANI Octave	Mathématiques
	MOUSSA André	Chimie Nucléaire
	TRAYNARD Philippe	Chimie Générale
	SOUTIF Michel	Physique Générale
	CRAYA Antoine	Hydrodynamique
	REULOS René	Théorie des champs
	BESSION Jean	Chimie Minérale
	AYANT Yves	Physique Approfondie
	GALLISSOT François	Mathématiques
Melle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques
	BOUCHEZ Robert	Physique Nucléaire
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	BONNIER Etienne	Electrochimie et Electrometallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie Animale
	PILLET Emile	Physique-Industrielle-Electrotechnique
	YOCOZ Jean	Physique Nucléaire Théorique
	DEBELMAS Jacques	Géologie Générale
	GERBER Robert	Mathématiques
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	VAUQUOIS Bernard	Calcul Electronique
	BARJON Robert	Physique Nucléaire
	BARBIER Jean-Claude	Physique

SILBER Robert
 BUYLE-BODIN Maurice
 DREYFUS Bernard
 KLEIN Joseph
 VAILLANT François
 ARNAUD Paul
 SENDEL Philippe
 BARNOUD Fernand
 BRISSONNEAU Pierre
 GAGNAIRE Didier
 Mme KOFER Lucie
 DEGRANGE Charles
 PEBAY-PEROULA Jean-Claude
 RASSAT André
 DUCROS Pierre
 DODU Jacques
 ANGLÉS D'AURIAC Paul
 LACAZE Albert
 GASTINEL Noël
 GIRAUD Pierre
 PERRET René
 PAYAN Jean-Jacques
 BONNET Georges

Mécanique des Fluides
 Electronique
 Thermodynamique
 Mathématiques
 Zoologie et Hydrobiologie
 Chimie
 Zoologie
 Biosynthèse de la cellulose
 Physique
 Chimie Physique
 Botanique
 Zoologie
 Physique
 Chimie Systématique
 Cristallographie Physique
 Mécanique Appliquée I.U.T.
 Mécanique des Fluides
 Thermodynamique
 Analyse Numérique
 Géologie
 Servo-mécanisme
 Mathématiques Pures
 Electronique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM. GIDON Paul
 Mme BARBIER M. Jeanne
 Mme SOUTIF Jeanne
 COHEN Joseph
 DEPASSEL R.
 GLENAT René
 BARRA Jean
 COUMES André
 PERRIAUX Jacques
 ROBERT André
 BIARREZ Jean
 CAUQUIS Georges
 BONNETAIN Lucien
 DEPOMMIER Pierre
 HACQUES Gérard
 POLOUJADOFF Michel
 Mme KAHANE Josette
 Mme BONNIER Jane
 VALENTIN Jacques
 REBECQ Jacques
 DEPORTES Charles
 SARROT-REYNAULD Jean
 BERTRANDIAS J. Paul
 AUBERT Guy
 DOLIQUE Jean-Michel
 DESRE Georges
 LAURENT Pierre
 CARLIER Georges
 SIBILLE Robert

Géologie
 Electrochimie
 Physique
 Electrotechnique
 Mécanique des Fluides
 Chimie
 Mathématiques Appliquées
 Electronique
 Géologie et Minéralogie
 Chimie Papetière
 Mécanique Physique
 Chimie Générale
 Chimie Minérale
 Physique Nucléaire-Génie Atomique
 Calcul numérique
 Electrotechnique
 Physique
 Chimie
 Physique
 Biologie
 Chimie
 Géologie
 Mathématiques Appliquées
 Physique
 Electronique
 Chimie
 Mathématiques Appliquées
 Biologie Végétale
 Construction mécanique I.U.T.

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. RODRIGUES Alexandre Mathématiques Pures
MORITA Susumu Physique Nucléaire
RADHAKRISHNA Thermodynamique

MAITRES DE CONFERENCES

MM. LANCIA Roland Physique Atomique
Mme BOUCHE Liane Mathématiques
KAHANE André Physique Générale
BRIERE Georges Physique
LAJZEROWICZ Joseph Physique
Mme BERTRANDIAS Françoise Mathématiques Pures
LONGEQUEUE J. Pierre Physique
SOHM Jean-Claude Electrochimie
ZADWORNY François Electronique
DURAND Francis Chimie Physique
PFISTER Jean-Claude Physique
CHIBON Pierre Biologie animale
IDELMAN Simon Physiologie animale
BLOCH Daniel Electrotechnique I.P.
MARTIN-BOUYER Michel Chimie (C.S.U. Chambéry)
BRUGEL Lucien Energétique I.U.T.
BOUVARD Maurice Hydrologie
RICHARD Lucien Botanique
PELMONT Jean Physiologie animale
BOUSSARD Jean-Claude Mathématiques Appliquées I.P.G.
MOREAU René Hydraulique I.P.G.
ARMAND Yves Chimie I.U.T.
BOLLIET Louis Informatique I.U.T.
KUHN Gérard Energétique I.U.T.
PEFFEN René Chimie I.U.T.
GERMAIN Jean-Pierre Mécanique
JOLY Jean René Mathématiques Pures
Melle PIERY Yvette Biologie animale
BERNARD Alain Mathématiques Pures
MOHSEN Tahain Biologie (C.S.U. Chambéry)
CONTE René Mesures Physiques I.U.T.
LE JUNTER Noël Génie Electrique Electronique I.U.T.
LE ROY Philippe Génie Mécanique I.U.T.
ROMIER Guy Techniques Statistiques quantitative
I.U.T.
VLALON Pierre Géologie
BENZAKEN Claude Mathématiques Appliquées
MAYNARD Roger Physique
DUSSAUD René Mathématiques (C.S.U. Chambéry)
BELORIZKY Elie Physique (C.S.U. Chambéry)
Mme LAJZEROWICZ Jeanine Physique (C.S.U. Chambéry)
JULLIEN Pierre Mathématiques Pures
Mme RINAUDO Marguerite Chimie
BLIMAN Samuel E.I.E.
BEGUIN Claude Chimie Organique
NEGRE Robert I.U.T.

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	YAMADA Osamu	Physique du Solide
	NAGAO Makoto	Mathématiques Appliquées
	MAREZIO Massimo	Physique du Solide
	CHEEKE John	Thermodynamique
	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	ROZMARIN Georges	Chimie Papetière

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal dirigé par Monsieur le Professeur NEEL, Membre de l'Institut.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur NEEL qui m'a accueilli dans son laboratoire, s'est intéressé à mon travail et a accepté de présider le jury.

Je tiens à témoigner toute ma gratitude à Monsieur le Professeur PAUTHENET qui a bien voulu faire partie du jury.

Je remercie très vivement Monsieur le Professeur AUBERT qui a bien voulu faire partie du jury et me faire part de ses critiques.

Je remercie Monsieur CHAKRAVERTY, Maître de Recherche au C.N.R.S., qui m'a permis de terminer ce travail au sein de la Section des Couches Minces.

Je remercie très sincèrement Monsieur BRUYERE, Chargé de Recherche au C.N.R.S., qui m'a proposé le sujet et dont l'aide amicale ne s'est jamais démentie.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur BUDER pour l'aide efficace qu'il m'a apportée.

Que Madame SCHLENKER et Messieurs MASSENET, AVIGNON et PORTESEIL, trouvent ici l'expression de mon amicale reconnaissance.

Que tous les chercheurs et techniciens du laboratoire soient assurés de ma sincère gratitude, en particulier Messieurs PLANTE et BILLAT dont les connaissances en électronique m'ont été très utiles, et Mademoiselle DE MONTE pour l'efficacité avec laquelle elle a dactylographié ce mémoire.

PRINCIPALES NOTATIONS UTILISEES DANS LE TEXTE
CLASSEES PAR ORDRE ALPHABETIQUE

H	champ magnétique appliqué à la couche
$H_k = \frac{2K_a}{M}$	champ d'anisotropie
$h = \frac{H}{H_K}$	champ réduit
\vec{J}	densité de courant
K_a	constante d'anisotropie induite
K_{af}	constante d'anisotropie unidirectionnelle
L	longueur de la couche
l	largeur de la couche
\vec{M}	aimantation
V_x	tension mesurée selon ox
V_y	" " selon oy
γ	couple exercé par les cristallites antiferromagnétiques participant à l'hystérésis sur la couche ferromagnétique
ϵ_h	écart type du champ réduit
$\delta\alpha$	écart type de la direction de l'axe facile
$\delta\psi\sigma$	écart type de la dispersion de l'aimantation (valeur calculée)
ϵ	écart type de la dispersion de l'aimantation (valeur mesurée)
ϵ_{th}	écart type de la dispersion de l'aimantation (valeur calculée)
φ	angle de l'aimantation avec l'axe facile de la lame
φ_M	valeur de φ au maximum de dispersion
ψ	angle entre l'aimantation ferromagnétique et l'axe facile d'un cristallite antiferromagnétique
θ	angle entre le champ magnétique et l'axe facile de la couche

I. GENERALITES

A. MAGNETORESISTANCE

B. PROPRIETES DES COUCHES MINCES D'ANISOTROPIE UNIAXIALE ET UNIDIRECTIONNELLE EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE TOURNANT

- 1) Définition des énergies d'anisotropie
 - a) Energie magnétocristalline
 - b) Energie d'anisotropie induite
- 2) Equilibre de l'aimantation pour des lames d'anisotropie uniaxiale et unidirectionnelle en présence d'un champ magnétique tournant
 - a) couche uniaxiale monodomaine
 - b) couche unidirectionnelle monodomaine
 - c) cycles magnétorésistifs

II. METHODES DE MESURES, CONDITIONS DE PREPARATION DES ECHANTILLONS ET LEURS PROPRIETES GENERALES, DISPOSITIF EXPERIMENTAL

A. METHODE DE MESURE DE LA DISPERSION, REPERAGE DE L'AIMANTATION

B. CONDITIONS DE PREPARATION DES ECHANTILLONS ET LEURS PROPRIETES GENERALES

- 1) Groupe d'évaporation
- 2) Caractéristiques et conditions de formation des couches
 - a) Couches de Fer Nickel
 - b) Couches de Fer Nickel, Fer Nickel Manganèse

C. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

- 1) Obtention du champ tournant
- 2) Traceur de cycle
 - a) Contacts électriques sur la couche
 - b) Amplification des signaux magnétorésistifs
- 3) Repérage de la position du champ tournant

III. ETUDE DE LA DISPERSION DANS LES COUCHES DE FER NICKEL

A. RESULTATS DES MESURES

- 1) Couches faiblement dispersées
- 2) Couches fortement dispersées

B. INTERPRETATION DES RESULTATS

1) Méthode phénoménologique

- a) Cas général
- b) Résultats relatifs à la couche peu dispersée
- c) Résultats relatifs à la couche fortement dispersée
- d) Dispersion de l'aimantation dans l'axe difficile pour les deux types de couches

2) Relation entre la dispersion, l'énergie magnéto-cristalline et l'énergie induite

- a) Energie d'anisotropie d'un cristallite
- b) Hypothèses simplificatrices
- c) Calcul de la dispersion

IV. ETUDE DU COUPLAGE FERRO-ANTIFERROMAGNETIQUE DANS LE CAS DES COUCHES $FeNi$, $FeNiMn$

A. RESULTATS DES MESURES

- 1) Etude en champ tournant sans compensation du champ de couplage
- 2) Etude en champ tournant avec compensation du champ de couplage

B. INTERPRETATION DES RESULTATS

CONCLUSION

INTRODUCTION

La magnétorésistance a été largement employée tant dans le domaine de l'étude des couches minces que dans celui de leurs applications (1,2). Hirsch utilise la magnétorésistance pour étudier les variations du champ coercitif dans les films minces en fonction de la température (3). Johnson mesure le champ d'anisotropie des couches minces par une méthode originale basée sur l'effet magnétorésistif (4). Par la même méthode, Smith Weiss et Horte étudient les variations du champ d'anisotropie au cours d'un recuit (5). Enfin, Coren (6) étudie la forme des cercles magnétorésistifs pour des films de nickel extrêmement minces (100 Å) et interprète les résultats de ces mesures en considérant que de tels films sont formés de régions indépendantes de caractéristiques magnétiques différentes.

Dans la première partie de ce travail, nous appliquerons, en l'automatisant, la méthode de Coren (étude de la forme des cycles magnétorésistifs) à des couches de Fer Nickel (20, 80) de 1000 Å d'épaisseur. Nous relierons la forme des cycles à la dispersion de l'aimantation dans la couche. Ces mesures nous permettront d'étudier la dispersion de l'aimantation en fonction de sa position angulaire par rapport à l'axe facile de la couche. Les études effectuées jusqu'alors par diverses méthodes (7,8,9) ne s'intéressaient qu'à la dispersion de l'aimantation dans l'axe facile ou difficile.

Dans la seconde partie, nous utiliserons le cycle magnétorésistif pour repérer la position de l'aimantation ferromagnétique dans une couche FeNiMn, FeNi présentant un couplage ferro-antiferromagnétique. Ces mesures nous ont permis de préciser nos connaissances sur le mécanisme responsable de l'hystérésis antiferromagnétique.

I. GENERALITES

Ce chapitre décrit les règles générales auxquelles obéissent la magnétorésistance et l'aimantation dans une couche mince. Il doit par la suite nous permettre d'expliquer nos résultats expérimentaux.

A. MAGNETORESISTANCE

Thomson (10) a montré que la résistivité du fer est modifiée par son aimantation. On appelle ce phénomène l'effet magnétorésistif. Dans ce travail, la magnétorésistance étant utilisée comme un moyen d'investigation, nous nous limiterons à une description phénoménologique de cet effet à partir des grandeurs qui nous intéressent, c'est-à-dire le module de l'aimantation et sa position par rapport au courant.

Considérons un échantillon ferromagnétique dont l'aimantation M fait un certain angle avec le vecteur densité de courant J . Si \vec{e} est le vecteur champ électrique régnant dans la lame et si le champ magnétique H appliqué à la couche est petit ($H < 100$ oe), nous pourrions alors décrire l'effet magnétorésistif par la relation :

$$\vec{e} = \rho_{\parallel} \vec{J} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \frac{(\vec{J} \cdot \vec{M}) \vec{M}}{\vec{M} \cdot \vec{M}} - \frac{\rho_H}{|M|} \vec{J} \wedge \vec{M} \quad (I)$$

où ρ_{\parallel} et ρ_{\perp} sont les résistivités longitudinales de la lame pour \vec{M} parallèle et perpendiculaire à J , et ρ_H est la constante de Hall extraordinaire (6).

Cette équation néglige les effets dus à H , mais ils ne deviennent importants que pour H grand.

Soit o_x l'axe défini par \vec{J} et o_y l'axe qui lui est perpendiculaire dans le plan défini par \vec{J} et \vec{M} .

L'équation (I) s'écrit :

$$e_x = \rho(\perp) J + \left(\frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{|\vec{M}|^2} \right) \cdot M_y^2 J \quad (II)$$

$$e_y = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \frac{M_x M_y}{|\vec{M}|^2} J$$

e_z qui est dû à l'effet Hall ne nous intéresse pas dans cette étude.

φ étant l'angle (\vec{J}, \vec{M})

Les équations (II) s'écrivent :

$$e_x = \rho \cdot J + \Delta\rho \cdot J \cos 2\varphi \quad (III)$$

$$e_y = \Delta\rho \cdot J \sin 2\varphi$$

$$\text{avec } \rho = \frac{\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}}{2}, \quad \Delta\rho = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{2}$$

Considérons alors une lame mince rectangulaire d'un matériau magnétique homogène de longueur L et largeur l .

Si l'on fait passer un courant de densité \vec{J} uniforme, dirigé selon la longueur de l'échantillon, on aura :

$$V_x = \rho L J + \Delta\rho L J \cos 2\varphi \quad (IV)$$

$$V_y = \Delta\rho l J \sin 2\varphi$$

V_x et V_y étant les ddp mesurés selon o_x et selon o_y au bord de la lame.

Le cycle $V_x = f(V_y)$ nous permet donc de repérer la position de l'aimantation par rapport à o_x à un instant donné et

.../.

si à cet instant nous savons repérer la position du champ magnétique H par rapport à o_x , nous aurons réalisé un appareillage qui nous permettra des mesures semblables à celles que l'on peut effectuer à la balance de torsion.

B. PROPRIETES DES COUCHES MINCES D'ANISOTROPIES UNIAXIALES ET UNIDIRECTIONNELLES EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE TOURNANT

1. Définition des énergies d'anisotropie

a) énergie magnétocristalline

Un monocristal d'un matériau magnétique possède un certain nombre de directions selon lesquelles l'aimantation se positionne spontanément.

Pour écarter l'aimantation de sa position d'équilibre, il faut fournir un certain travail : c'est l'énergie d'anisotropie magnétocristalline du cristal.

Cette anisotropie est liée aux axes cristallographiques de l'échantillon, donc si nous avons à faire à un échantillon polycristallin pour lequel les cristallites sont dirigés de manière isotrope et fortement couplés entre eux, cette énergie sera constante et nous pourrons en faire abstraction.

b) énergie d'anisotropie induite

Si nous déposons une couche mince d'un matériau ferromagnétique comme le fer nickel en présence d'un champ magnétique, la lame obtenue possèdera une direction selon laquelle l'aimantation se rangera spontanément. C'est l'axe de facile aimantation. L'énergie qu'il faut fournir pour écarter l'aimantation de sa position d'équilibre s'appelle l'énergie d'anisotropie induite. Elle est généralement expliquée pour le fer Ni par une certaine mise en ordre

des liaisons Fe Fe, Ni Ni, Fe Ni sous l'effet du champ appliqué pendant la formation de la couche.

Cette énergie est de la forme (11) :

$$E_a = K_a \sin^2 \varphi \quad (V)$$

où φ est l'angle entre l'aimantation et l'axe facile.

K_a est la constante d'anisotropie uniaxiale pour un cm^3 de matière, E_a étant définie pour ce volume unité.

c) Energie de couplage entre un film ferromagnétique et un film antiferromagnétique

Considérons un film ferromagnétique en contact avec un plan de non compensation d'un matériau antiferromagnétique.

Supposons qu'à l'interface une interaction de type ferromagnétique se manifeste et que l'antiferromagnétique possède une anisotropie très grande, de sorte que son aimantation ne soit pas entraînée par celle du ferromagnétique. Alors les deux plans de part et d'autre de l'interface interagiront comme deux dipôles. Une telle énergie de couplage est de la forme

$$E_{af} = - K_{af} \cos \varphi \quad (VI)$$

Nous la définirons pour un cm^3 de matériau ferromagnétique. K_{af} est la constante d'anisotropie unidirectionnelle pour un cm^3 de matériau.

2. Equilibre de l'aimantation pour des lames d'anisotropie uniaxiale et unidirectionnelle en présence d'un champ magnétique tournant

a) Couche uniaxiale monodomaine (12)

α- Détermination de l'équilibre

Considérons une couche magnétique possédant les propriétés décrites au § I B . 1 b, plaçons-la dans un champ magnétique H faisant un angle θ avec l'axe facile de la lame. L'énergie totale de la couche par cm^3 s'écrit :

$$E = K_a \sin^2 \varphi - M_0 \cdot H \cos (\varphi - \theta) \quad (\text{VII})$$

où M_0 est l'aimantation de la couche par cm^3 .

A l'équilibre, on doit avoir :

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0 \quad \text{soit :}$$

$$2 K_a \sin \varphi \cos \varphi + M_0 H \sin (\varphi - \theta) = 0 \quad (\text{VIII})$$

On définit alors le champ d'anisotropie H_K tel que

$$H_K = \frac{2 K_a}{M_0}$$

La relation précédente s'écrit alors :

$$H_K \sin \varphi \cos \varphi + H \sin (\varphi - \theta) = 0 \quad (\text{IX})$$

Cet équilibre est critique pour $\frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} = 0$

$$\text{soit } H_K \cos 2 \varphi + H \cos \varphi - \theta = 0 \quad (\text{X})$$

σ_x étant dirigé selon l'axe facile, on peut écrire :

$$H_x = H \cos \theta \quad \text{et} \quad H_y = H \sin \theta$$

On pose

$$h_x = \frac{H_x}{H_k} \quad h_y = \frac{H_y}{H_k}$$

Les équations (IX) et (X) deviennent :

$$h_y = \sin^3 \varphi \quad h_x = -\cos^3 \varphi \quad (\text{XI})$$

en éliminant φ on obtient l'équation de la courbe critique (astroïde) :

$$h_y^{2/3} + h_x^{2/3} = 1 \quad (\text{XII})$$

B - Construction géométrique de la direction de l'aimantation à partir de l'astroïde critique.

On représente dans le plan de l'astroïde le vecteur $\vec{h} = \frac{\vec{H}}{H_k}$, d'origine O et d'extrémité h_{0x}, h_{0y} .

Soit une tangente à l'astroïde issue de ce point, elle touche l'astroïde au point h_{1x}, h_{1y} ,

on a en ce point

$$\frac{dh_y}{dh_x} = \frac{h_{0y} - h_{1y}}{h_{0x} - h_{1x}} \quad (\text{XIII})$$

$$\text{or } \frac{dh_y}{dh_x} = \text{tg } \varphi$$

$$\begin{aligned} \text{en utilisant les relations } h_{0x} &= h \cos \theta & h_{1x} &= -\cos^3 \varphi \\ h_{0y} &= h \sin \theta & h_{1y} &= \sin^3 \varphi \end{aligned}$$

l'équation (XIII) s'écrit

$$h \sin (\varphi - \theta) = -\sin \varphi \cos \varphi$$

C'est l'équation d'équilibre de l'aimantation . La tangente à l'astroïde construite précédemment représente donc la direction de l'aimantation à l'équilibre en présence du champ H.

On peut prévoir trois comportements différents de l'aimantation suivant l'amplitude du champ tournant appliqué.

1) $h < 1/2$

L'extrémité du vecteur h décrit un cercle inscrit dans l'astroïde critique. Le couple appliqué, fig. (1), n'est pas assez fort pour vaincre le couple d'anisotropie ; l'aimantation oscille autour de l'axe facile toujours dans le même demi-plan.

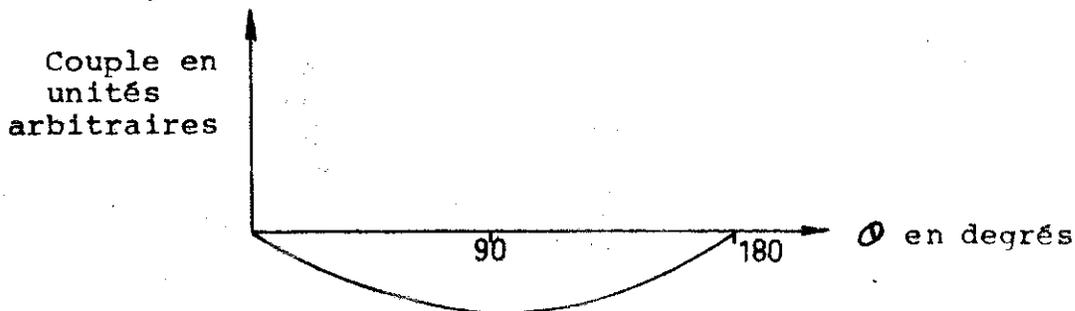


Fig. 1

Couple appliqué à une couche en présence d'un champ tournant dans le cas du modèle précédent avec $h = 0,3$.

2) $1/2 < h < 1$

L'extrémité du vecteur h décrit un cercle coupant l'astroïde, fig. (2 a) et lorsque le champ passe aux points d'intersection 1 et 2, l'aimantation saute de la position 1 à 1' et de la position 2 à 2'. On voit que dans ce cas la position d'équilibre de l'aimantation dépend du sens de rotation du champ. Le processus n'est pas réversible. Il y a hystérésis fig (2 b).

En effet, le travail effectué par l'aimantation au cours de son basculement s'est dissipé en chaleur dans la couche ; ce travail est représenté par l'aire algébrique comprise entre l'axe des θ et la courbe de couple

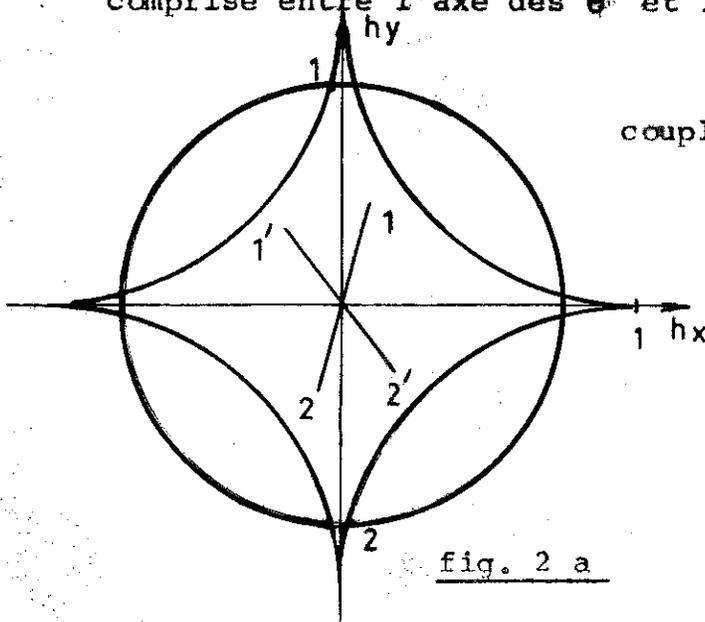


fig. 2 a

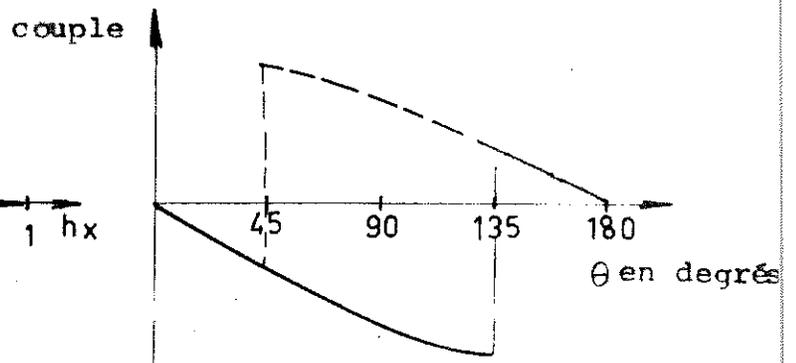


fig. 2 b pour $h = 0,5^+$

3) $1 < h$

L'aimantation tourne de manière réversible avec le champ ; il n'y a plus d'hystérésis - fig. (3). L'aire comprise entre l'axe des θ et la courbe de couple est nulle.

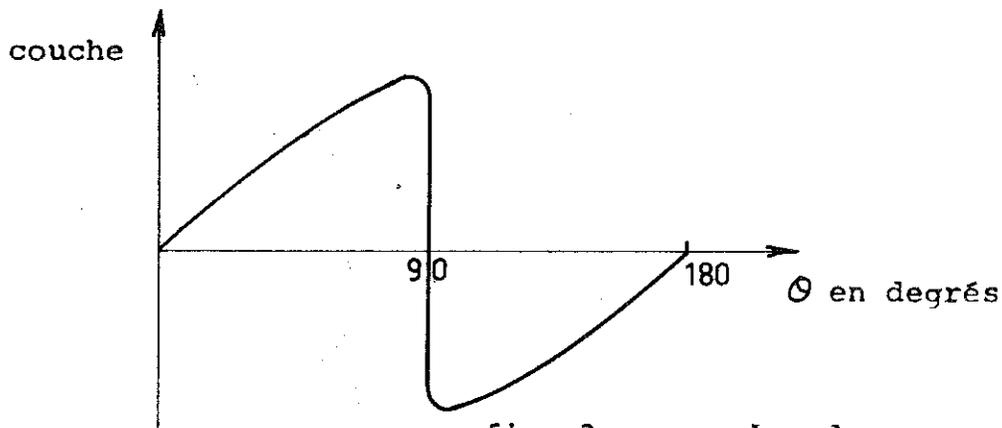


fig. 3 pour $h = 1$

D'après ce modèle, l'hystérésis de rotation en fonction de l'amplitude du champ aurait la forme représentée sur la fig. (4).

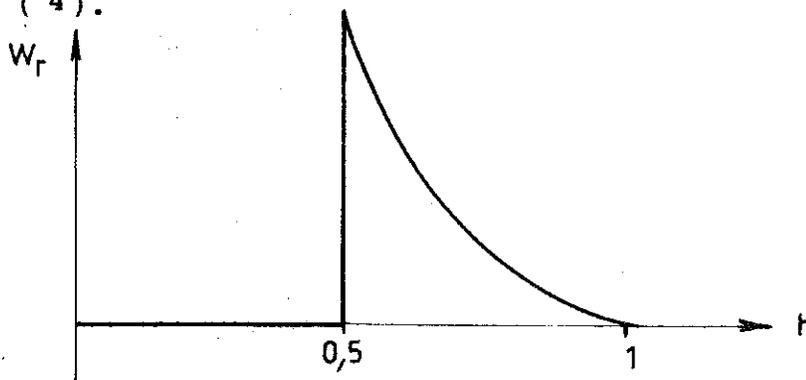


fig. 4

En réalité, la formation de parois et la dispersion des valeurs de K_a dans le plan de la couche font que cette hystérésis apparaît pour $h < 0,5$ et disparaît pour $h > 1$ ⁽¹²⁾, ces limites variant selon les conditions de préparation des films.

b) Etude d'une couche à anisotropie unidirectionnelle

En présence d'un champ faisant un angle avec son axe facile, une couche douée des propriétés définies au § I B. lb et c, possède une énergie totale :

$$E = K_a \sin^2 \varphi - K_{af} \cos \varphi - M.H \cos (\varphi - \theta)$$

à l'équilibre, on doit avoir :

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0 \quad \text{soit } 2 K_a \sin \varphi \cos \varphi + K_{af} \sin \varphi + M_0 M \sin (\varphi - \theta) = 0$$

ou encore

$$M_K \sin \varphi \cos \varphi + H_i \sin \varphi + H \sin (\varphi - \theta) = 0$$

$$H_i = \frac{K_{af}}{M_0} \text{ est appelé champ d'interaction.}$$

$$\text{En posant } H_x = H_i + H \cos \theta$$

$$H_y = H \sin \theta$$

on peut faire le même calcul que dans le cas d'une lame à anisotropie uniaxiale.

On pourra donc utiliser l'astroïde critique comme précédemment, en considérant que le champ appliqué est égal à la somme du champ tournant et du champ de couplage.

L'extrémité du vecteur champ décrira donc un cercle de rayon H centré en $(H_i, 0)$.

Les courbes de couples posséderont une composante en $\sin \varphi$ due à l'anisotropie unidirectionnelle qui s'ajoutera aux composantes en $\sin 2 \varphi$ dues à l'anisotropie uniaxiale.

On pourra d'ailleurs faire disparaître l'anisotropie unidirectionnelle en appliquant à la couche un champ constant $- \hat{H}_i$.

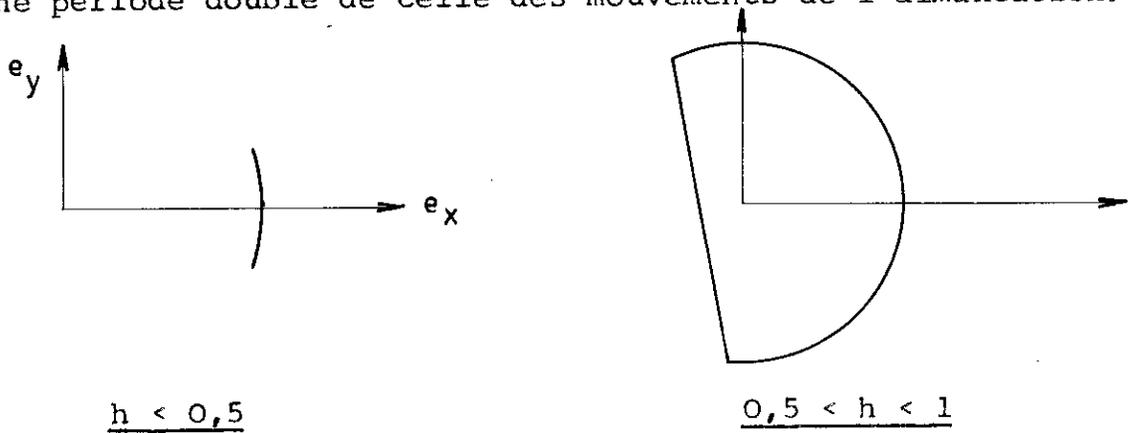
En réalité, on ne retrouve pas dans ces conditions le comportement d'une couche simplement uniaxiale, car les hypothèses faites sur la rigidité de l'antiferromagnétique sont incorrectes.

(c) Cycles magnétorésistifs (6)

Ils peuvent avoir trois formes fondamentalement différentes, comme le laissent prévoir les trois comportements de l'aimantation dans une couche en présence d'un champ tournant

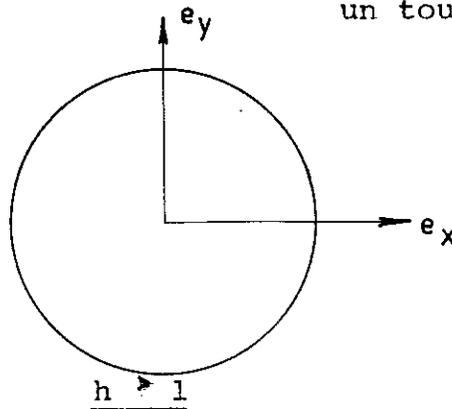
fig (5).

il faut en outre remarquer que les signaux magnétorésistifs ont une période double de celle des mouvements de l'aimantation.



Le point magnétorésistif décrit un arc de cercle.

Le point magnétorésistif décrit le cercle, puis brutalement bascule. Le cercle est décrit 2 fois pour un tour de champ.



Le cercle est décrit 2 fois complètement pour 2 tours du champ.

fig. 5

Dans les mesures que nous avons effectuées, nous nous sommes toujours placés dans ce dernier cas, mais des phénomènes annexes, comme la dispersion de l'aimantation, font que le cycle n'est pas un cercle parfait ou que les deux tours du cycle ne sont pas superposés.

II. METHODES DE MESURES, CONDITIONS DE PREPARATION DES ECHANTILLONS ET LEURS PROPRIETES GENERALES, DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Dans ce chapitre, nous nous proposons de présenter des matériaux étudiés et les méthodes de mesures de dispersion et de position de l'aimantation afin d'en déterminer la précision et les conditions optima de fonctionnement dans le cadre du montage réalisé.

A. METHODES DE MESURE DE LA DISPERSION ET REPERAGE DE LA POSITION DU CHAMP ET DE L'AIMANTATION

Les couches étudiées n'obéissent pas exactement au modèle décrit au chapitre I, car l'aimantation n'est pas parfaitement uniforme dans le plan de la couche. Nous nous proposons d'étudier la répercussion de cet état sur les signaux magnéto-résistifs.

On peut supposer, de façon légitime, que J est uniforme dans la lame car ρ est de l'ordre de $100 \Delta\rho$, donc ρ sera toujours bien supérieur aux variations locales de résistance dues à la dispersion de l'aimantation (cf. Annexe I).

Soit, dans ces conditions, un élément de la couche, de surface $dx_i dy_j$ situé en $x_i y_j$, soit φ_{ij} l'angle de l'aimantation de cet élément avec J - fig. (6).

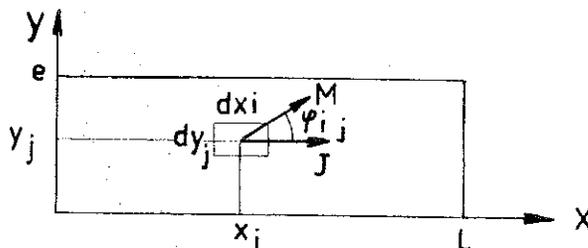


fig. 6

En admettant que la tension mesurée aux bornes de la lame est la somme des tensions locales,

avec
$$V_x = \rho L \vec{J} + \frac{\Delta \rho J}{\rho} \sum_{ij} \cos 2 \varphi_{ij} dx_i dx_j$$

Posons $\varphi_{ij} = \varphi + \epsilon_{ij}$ avec $\overline{\varphi_{ij}} = \varphi$

On a en considérant ϵ_{ij} petit et en posant $\overline{\epsilon_{ij}^2} = \epsilon^2$

$$V_x = \rho L J + \Delta \rho L J (1 - 2 \epsilon^2) \cos 2 \varphi$$

de même
$$V_y = \Delta \rho J \ell (1 - 2 \epsilon^2) \sin 2 \varphi$$

où L et ℓ sont la longueur et la largeur de la couche.

Une étude précise du rayon du cycle magnétorésistif doit donc nous permettre de tracer la courbe $\epsilon^2 = f(\varphi)$.

Dans la manipulation nous traçons le cycle magnétorésistif pour un champ grand devant le champ d'anisotropie de la lame (pour le FeNi $H_K = 5$ oe, $H = 30$ oe). Nous obtenons alors un cercle.

Ensuite, nous traçons le cycle magnétorésistif pour le champ étudié et en comparant les rayons vecteurs de chaque cycle nous en déduisons ϵ .

A l'aide d'un rapporteur, nous mesurons la position de l'aimantation sur le cycle magnétorésistif.

Le champ tournant à vitesse constante, sa position est repérée en déclenchant la plume de l'enregistreur à intervalles de temps égaux.

B. CONDITIONS DE PREPARATION DES ECHANTILLONS ET LEURS PROPRIETES GENERALES

Les couches minces utilisées pour cette étude sont préparées par évaporation sous vide (13).

1. Groupe d'évaporation

a) Obtention et qualité du vide

Le vide est assuré dans l'enceinte par une pompe primaire à palettes et une pompe secondaire à diffusion d'huile. Deux pièges à azote liquide, l'un situé sur le pourtour de l'enceinte, l'autre au sommet de la pompe à diffusion, permettent d'améliorer le vide régnant dans l'enceinte.

Finalement cet appareillage nous permet d'évaporer les matériaux utilisés sous des pressions variant entre $5 \cdot 10^{-7}$ et $5 \cdot 10^{-6}$ torr en cours de manipulation.

b) Chauffage des matériaux à évaporer

L'enceinte à vide est équipée de deux creusets en béryline placés chacun dans un dispositif permettant le chauffage par haute fréquence. La présence de deux creusets nous permet de faire des évaporations simultanées pour les matériaux dont les tensions de vapeur sont trop différentes pour qu'un frittage puisse assurer l'homogénéité du dépôt, par exemple FeNi et Mn.

c) Chauffage du substrat

La température du substrat joue un grand rôle dans les propriétés de la couche obtenue, rôle que nous préciserons, par la suite.

Ce chauffage est assuré par un four à effet joule réglé grâce à un thermocouple introduit dans un bloc d'acier inoxydable en bon contact thermique avec le substrat, ceci afin de mesurer une température voisine de celle du substrat, ou au moins reproductible pour une même température du substrat.

La grande inertie thermique de ce four permet d'arrêter le courant de chauffage, sans modifier sensiblement la température du substrat, afin de ne pas perturber le champ magnétique constant qui détermine la direction de facile aimantation dans la lame.

2. Caractéristiques et conditions de formation des couches étudiées

a) Couches de Fer Nickel

Elles sont réalisées avec l'alliage (20, 80) à magnétostriction nulle. Le substrat est une lame de verre plane rectangulaire de dimensions : $80 \cdot 18 \cdot 1 \text{ mm}^3$ maintenue à une température variant entre 200 et 350°, selon les couches.

En effet, en modifiant la température, nous pouvons faire varier la dispersion de l'aimantation dans le plan de la couche et obtenir ainsi plusieurs types de lames.

Forme et dimensions de la couche . Champ démagnétisant.

L'épaisseur est mesurée par la méthode du quartz piézoélectrique ⁽¹⁴⁾. En effet, si Δf est la variation de la fréquence de résonance du quartz, lorsqu'on a recouvert ce dernier d'une couche de masse Δm , on a dans une certaine région $\Delta f = k \Delta m$. On peut donc étalonner le quartz par une mesure directe de l'épaisseur. (Méthode de Tolanski par exemple). Dans le cas des couches étudiées l'épaisseur est de l'ordre de 1000 Å.

Le champ démagnétisant H_D est faible. En effet, en prenant pour approximation du film parallélépipédique un volume cylindrique de section elliptique (15), on trouve $H_D = 0,05 \text{ oe}$ dans le cas le plus défavorable.

Caractéristiques magnétiques mesurées par effet Kerr ⁽¹⁴⁾

Le champ d'anisotropie est de l'ordre de 5 oe. La dispersion de l'aimantation mesurée dans l'axe difficile varie de 1° à 7° et la position de l'axe facile peut différer d'un point à l'autre de la lame de 0 à 6°.

Ces deux derniers paramètres dépendent étroitement de la température de dépôt

b) Couches multiples de fer nickel, fer nickel manganèse

L'alliage fer nickel 50 %, manganèse 50 %, présente des propriétés antiferromagnétiques ⁽¹⁶⁾ que nous nous proposons d'étudier en utilisant des couches couplées Fe-Ni, FeNiMn.

Il n'est pas possible d'évaporer un mélange de FeNiMn car la tension de vapeur du Mn est nettement supérieure à celle du fer et du nickel à leur point de fusion. Il faut donc procéder à une évaporation simultanée des constituants dans deux creusets différents.

Ce mode opératoire s'est avéré impossible car la forte puissance HF nécessitée par l'évaporation du FeNi provoquait l'ionisation de la vapeur de manganèse.

Nous avons donc procédé par diffusion.

Nous avons déposé tout d'abord le manganèse, ensuite le fer nickel, puis nous les faisons diffuser par un recuit de 3 heures à 300°C. Il existe alors une région possédant des propriétés antiferromagnétiques. Cependant cette méthode a le défaut d'augmenter le champ d'anisotropie par une diffusion importante du manganèse dans le fer nickel. La lame étudiée possède les mêmes dimensions planes que la couche simple. L'épaisseur du manganèse est de 500 Å, celle du fer nickel de 1000 Å.

Les caractéristiques magnétiques sont les suivantes :

champ d'anisotropie, $H_K = 3$ oe

champ de couplage, $H_i = 3$ oe

c) Dispositif expérimental

1. Obtention du champ tournant

Nous utilisons deux paires de bobines de Helmholtz de rayon 9cm orthogonales, parcourues par des courants très basse fréquence déphasés de $\frac{\pi}{2}$. Un générateur Hewlett Packard

nous fournit les deux tensions nécessaires. Nous avons réalisé avec l'aide de Messieurs Billat et Buder un amplificateur de courant, fig. (7a), dont nous avons soigné la linéarité, fig. (7b), pour obtenir un champ tournant à une vitesse aussi uniforme que possible. Nous pourrions avec cet appareillage obtenir un champ tournant d'amplitude maximum 40 oe dont le module est constant à 1 % près et dont la vitesse de rotation est constante.

2. Traceur de cycle

a) Contacts électriques sur la couche

Pour faire passer le courant de polarisation et relever les tensions V_x et V_y , nous avons disposé des contacts latéraux et longitudinaux.

Les contacts longitudinaux sont des lamelles de verre-epoxy cuivrées et dorées, de la largeur du dépôt, collées sur les extrémités du dépôt avec de la peinture argent.

Les contacts latéraux sont des fils de cuivre étamés de 1/10 de mm, collés sur le dépôt par de la peinture argent.

Comme il est nécessaire de ne pas prélever une partie du signal V_x sur les contacts latéraux où l'on recueille V_y , il faut soit disposer ces contacts exactement en face l'un de l'autre, soit en utiliser deux d'un côté et un de l'autre, nous mesurons alors V_y entre le contact unique et le curseur d'un potentiomètre branché entre les deux autres contacts (17), fig. (8a).

b) Amplification des signaux magnétorésistifs

- Courant de polarisation

Nous pouvons soit utiliser un courant alternatif (18), soit un courant continu. En effet, si le courant alternatif permet d'éliminer un certain nombre de dérives, il introduit

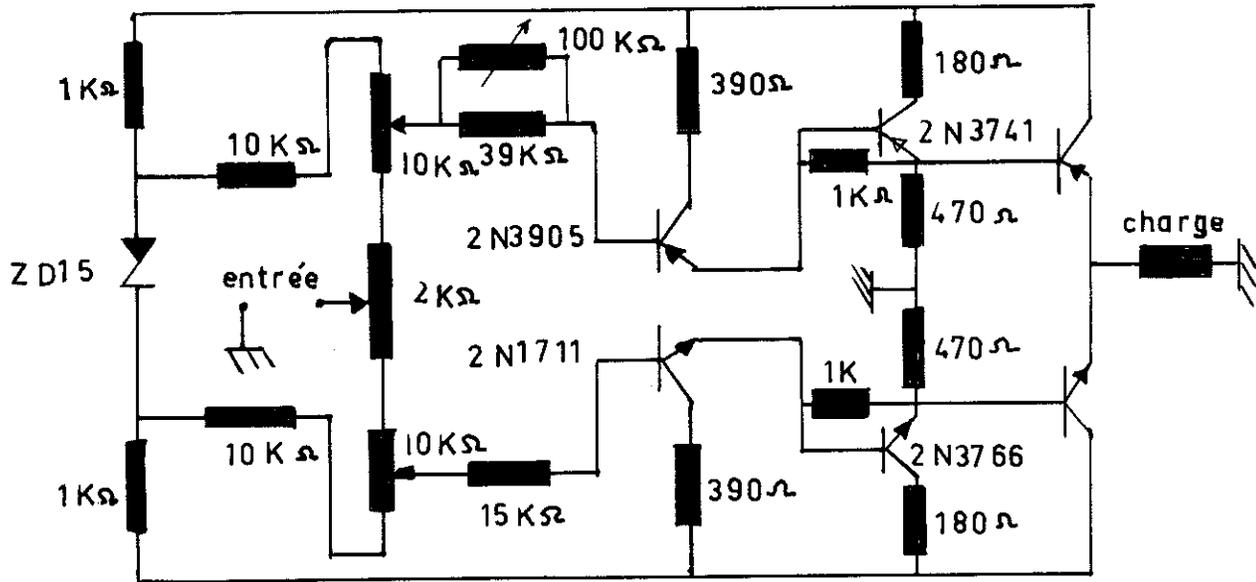
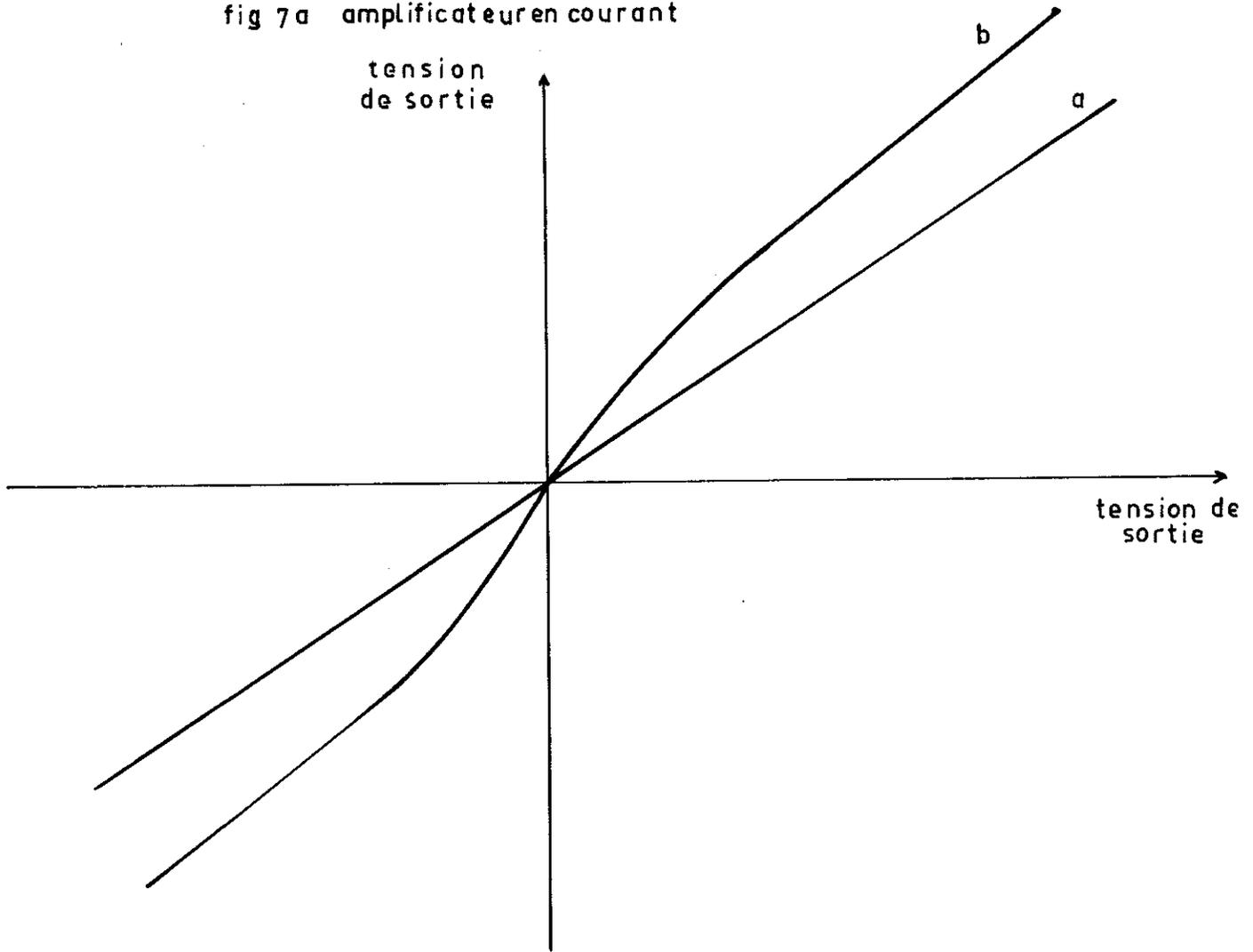


fig 7a amplificateur en courant

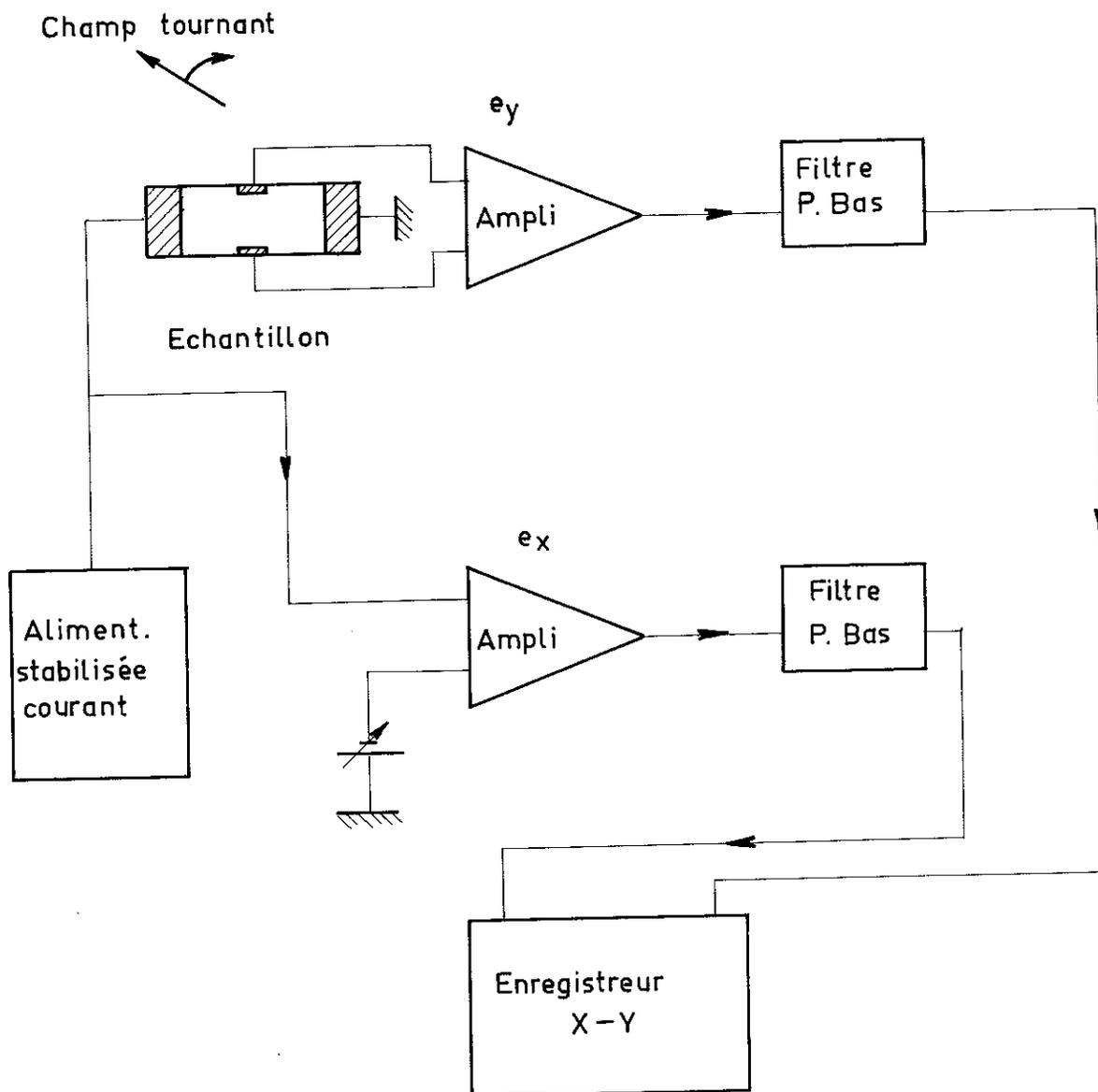


a) polarisation correcte
 courbe de réponse de l'amplificateur

b) " insuffisante

fig 7b

MAGNETORESISTANCE



SCHEMA GENERAL DU MONTAGE

1 et 2 Contacts V_x
3 et 4 Contacts V_y

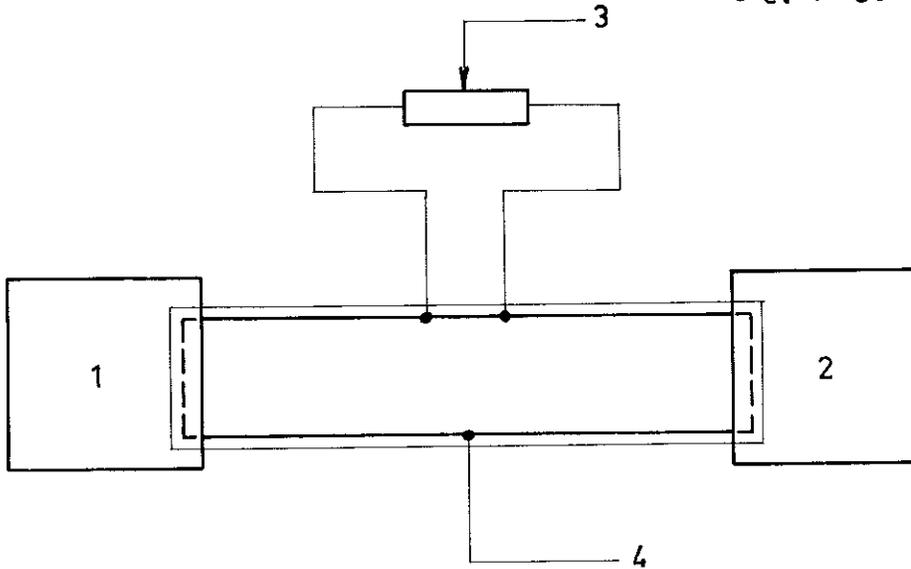


fig 8a DISPOSITION DES CONTACTS SUR LA COUCHE

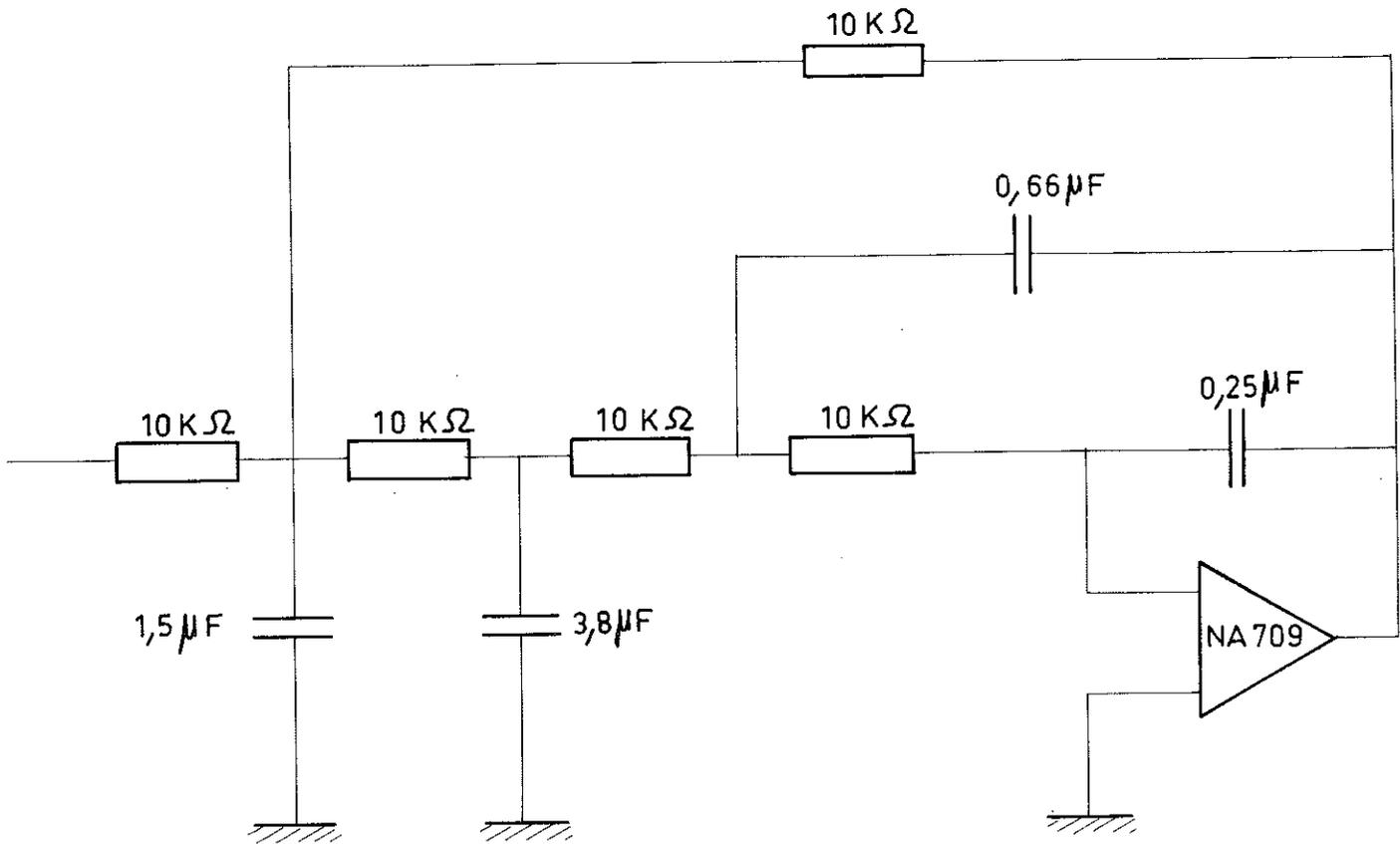


fig 9a FILTRE PASSE BAS

par interférences avec les harmoniques supérieurs du secteur des battements qui rendent les manipulations délicates.

La polarisation en continu demande en revanche une meilleure stabilisation en température de la lame.

Après avoir essayé les deux méthodes, il nous a semblé plus facile d'éliminer les défauts de la polarisation par un courant continu stabilisé ($I = 10 \text{ mA}$).

- Amplificateurs

Avant d'appliquer les signaux magnétorésistifs au traceur x y, nous devons les mettre en forme, les amplifier et les filtrer.

1°. Amplification de V_x

$$V_x = \rho L J + \Delta\rho L J \cos 2\psi$$

Le signal qui nous intéresse est $\Delta\rho L J \cos 2\psi$

Avec un amplificateur opérationnel T A 20, nous avons réalisé un amplificateur de gain 500 et d'impédance d'entrée 2000 Ω . Une alimentation stabilisée auxiliaire nous permet de compenser la composante $\rho L J$ qui ne nous intéresse pas.

2°. Amplification de V_y

$$V_y = \Delta\rho l J \sin 2\psi$$

Pour ne pas modifier la distribution des lignes de courant dans la lame en mesurant V_y , il faut utiliser un amplificateur de très grande impédance d'entrée. En outre, pour éviter de faire apparaître une "masse flottante" dans le montage, nous avons réalisé cet amplificateur de façon symétrique, fig. (8b).

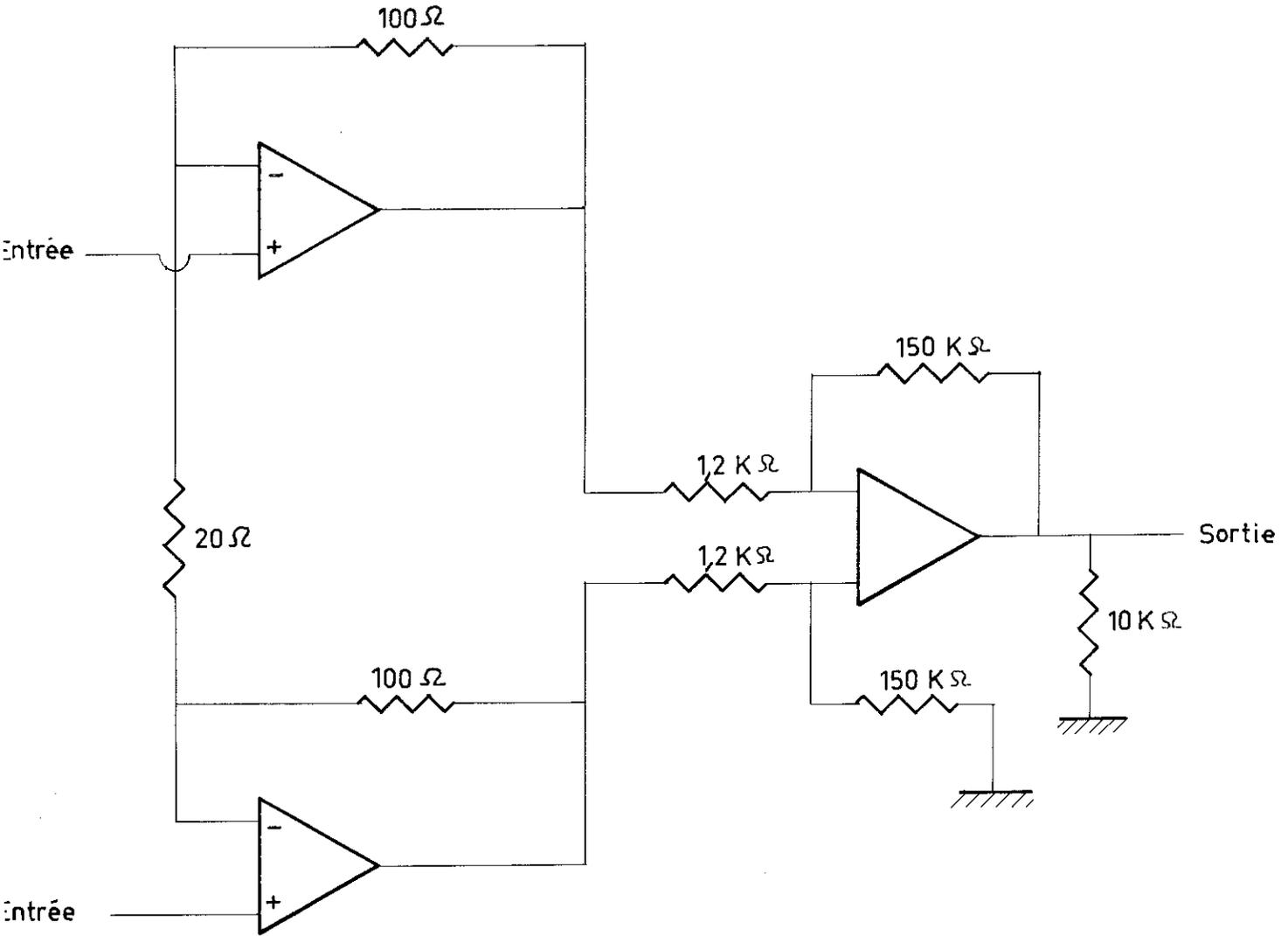


fig 8b

AMPLIFICATEUR v_y

- Elimination des parasites

Comme nous faisons nos mesures en régime quasi statique, la fréquence du champ tournant peut être aussi faible qu'on le désire et comme nous utilisons dans toutes nos mesures des champs tels que le basculement d'aimantation est impossible ; le signal magnétorésistif possèdera donc une fréquence fondamentale très faible et ses harmoniques décroîtront rapidement.

Pour supprimer les parasites, dus au secteur principalement, nous avons disposé à la sortie des amplificateurs des filtres passe-bas du 3ème ordre - fig. (9a) (10), qui avec un champ tournant de fréquence 10^{-3} Hz, nous permettent d'amplifier sans distorsion mesurable jusqu'à l'harmonique 50 du signal magnétorésistif. Les courbes de réponse en fréquence du filtre sont représentées par la figure (9b).

- Protection thermique de la lame . Elimination des dérives

La couche est placée dans un bain d'huile aux silicones(6) dans une région abritée des courants d'air et de la lumière, afin d'éviter les trop fortes variations locales de température. Ces précautions amènent une stabilité suffisante pour tracer les cycles ($1/10^\circ$ pendant 15 mn) en choisissant correctement le moment de la manipulation, sauf dans le cas de conditions atmosphériques très défavorables.

- Sensibilité de l'appareillage pour les mesures de dispersion

Toutes ces précautions étant prises, si l'on admet que l'on peut apprécier un déplacement de la plume de 0,5 mm, nous pourrions alors mettre en évidence un écart type de la dispersion noté ϵ de 3° .

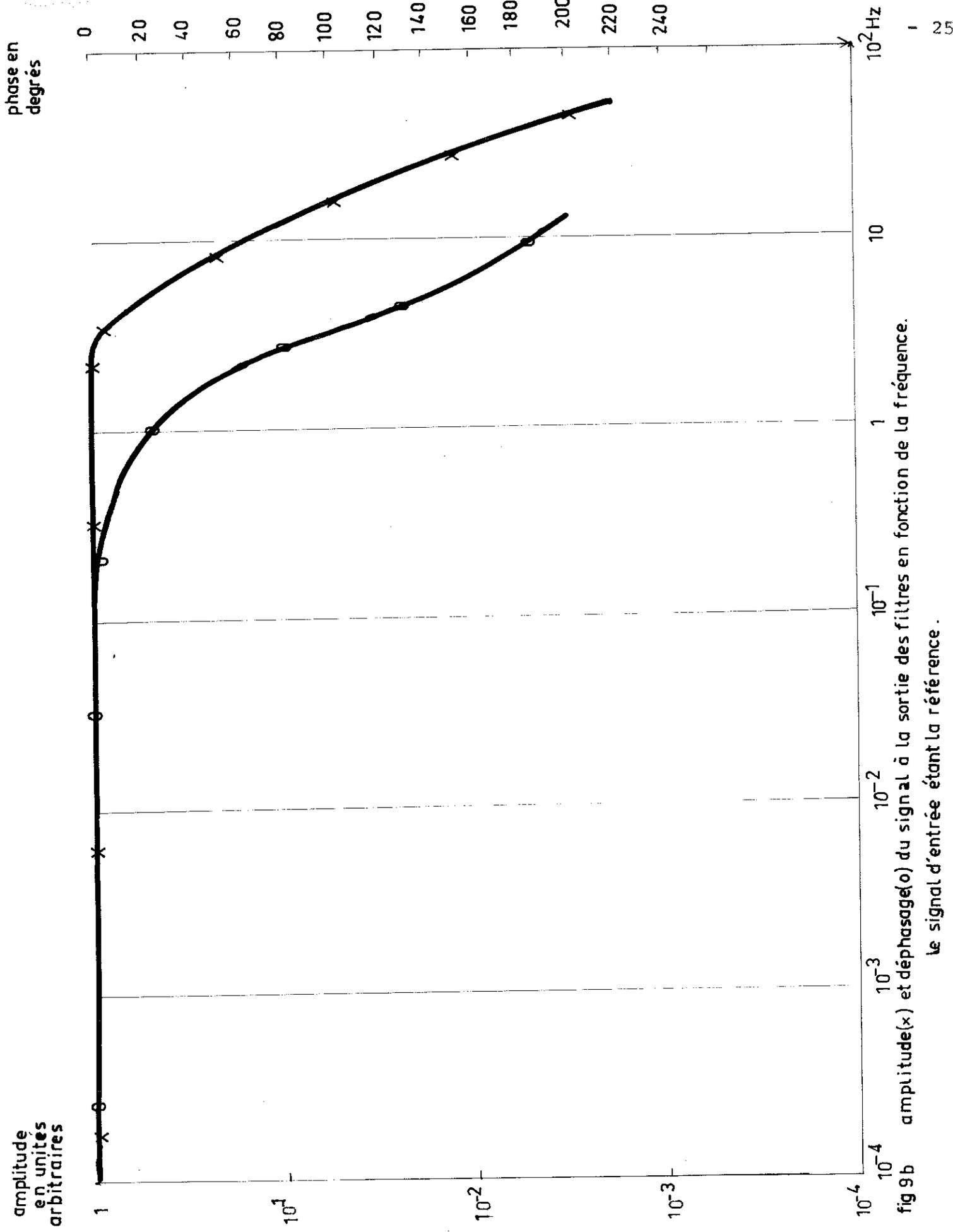


fig 9b amplitude(x) et déphasage(o) du signal à la sortie des filtres en fonction de la fréquence.
le signal d'entrée étant la référence.

3. REPERAGE DE LA POSITION DU CHAMP TOURNANT . MESURE DE $(\varphi-\theta)$ EN FONCTION DE φ

Le champ tourne à une vitesse constante. Nous pourrions connaître sa position angulaire en commandant le pointage de la plume à intervalles de temps constants, qui correspondent à des intervalles d'angles égaux. Dans notre cas, nous avons choisi cet intervalle d'angle égal à 10° . Comme nous pourrions mesurer φ sur le cycle à l'aide d'un rapporteur, nous avons donc accès à l'angle entre le champ et l'aimantation en fonction de la position de l'aimantation. Nous mesurons $(\varphi-\theta)$ à $0,5^\circ$ près et à une constante additive près qui provient de l'imprécision avec laquelle nous repérons le point $\theta = 0$ et le point $\varphi = 0$, mais ce n'est pas gênant, car la valeur que nous exploiterons est la différence entre deux points de la courbe $\varphi - \theta = f(\varphi)$. Cette constante sera donc éliminée dans l'opération.

III. ETUDE DE LA DISPERSION DANS LES COUCHES DE FE - NI

A. RESULTATS DES MESURES

Nous avons utilisé deux types de couches ; les unes préparées sur un support chauffé à 350°C sont faiblement dispersées (1° mesuré à l'effet Kerr) et ne présentent pas de fluctuation de direction de l'axe facile d'un point à l'autre de la couche (skew); les autres préparées à 200°C sont fortement dispersées (6° mesuré à l'effet Kerr) et présentent des fluctuations de direction de l'axe facile de 7°. Les deux types de couches ont un champ d'anisotropie de l'ordre de 5 oe.

1°) Couches faiblement dispersées

Nous présentons les résultats obtenus avec une couche dont la dispersion à l'effet Kerr est 1° et le champ d'anisotropie 4,5 oe. Le cycle magnétorésistif tracé pour un champ tournant de 30 oe est un cercle et le cycle tracé pour $H = 8$ oe reste symétrique par rapport à l'axe V_x , mais montre l'existence de deux maxima de dispersion - fig. (10 a).

Nous remarquons, en outre, que la dispersion n'est pas mesurable, d'une part tant que l'aimantation fait un angle supérieur à 30° avec l'axe facile, d'autre part lorsque l'aimantation est au voisinage de l'axe difficile. La fig. (10 b) représente la dispersion de l'aimantation ϵ définie précédemment en fonction de φ angle de l'aimantation avec l'axe facile pour un champ de 8 oe.

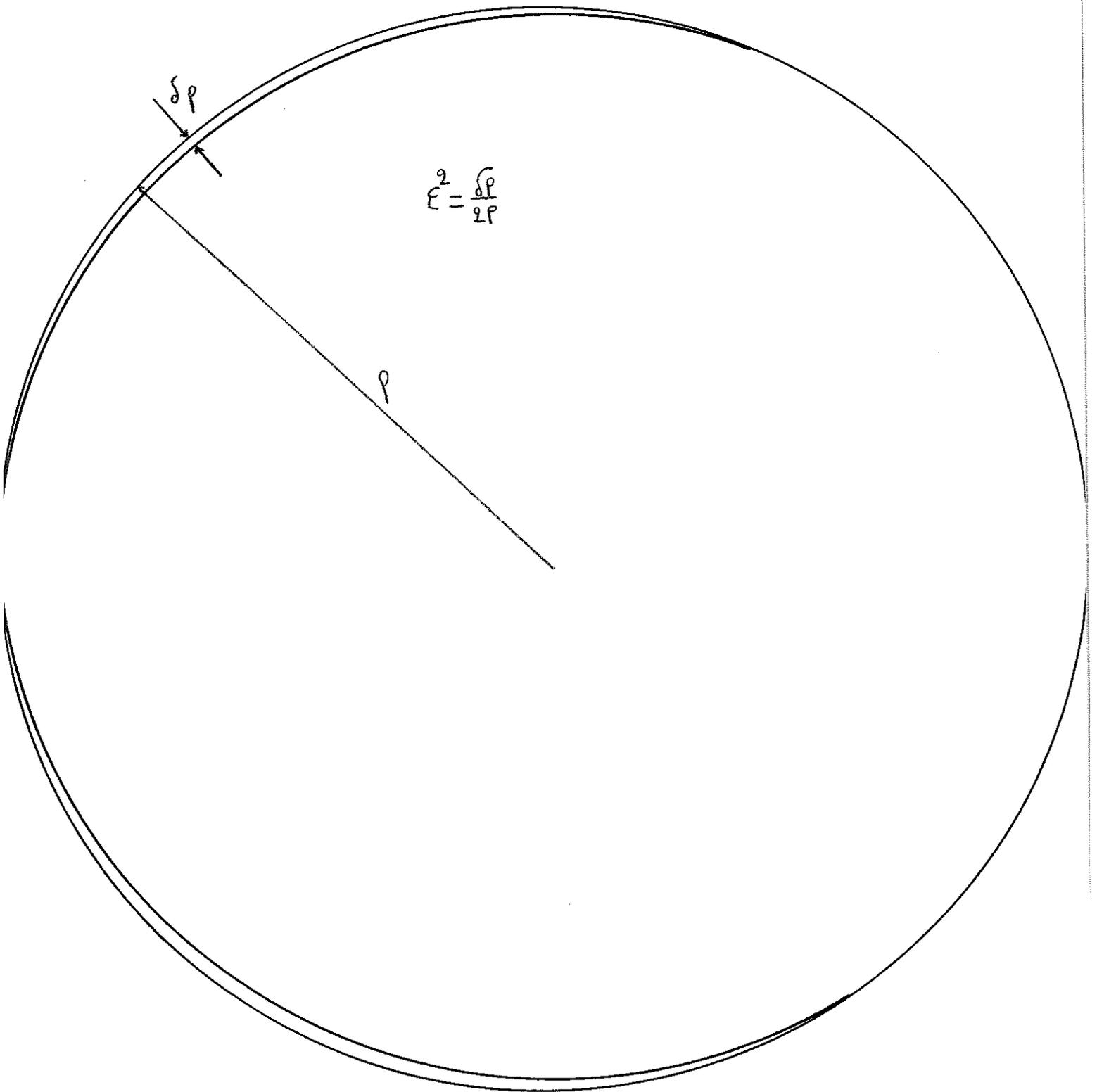


fig. (10a) - cercle à saturation et cycle pour H = 8 oe

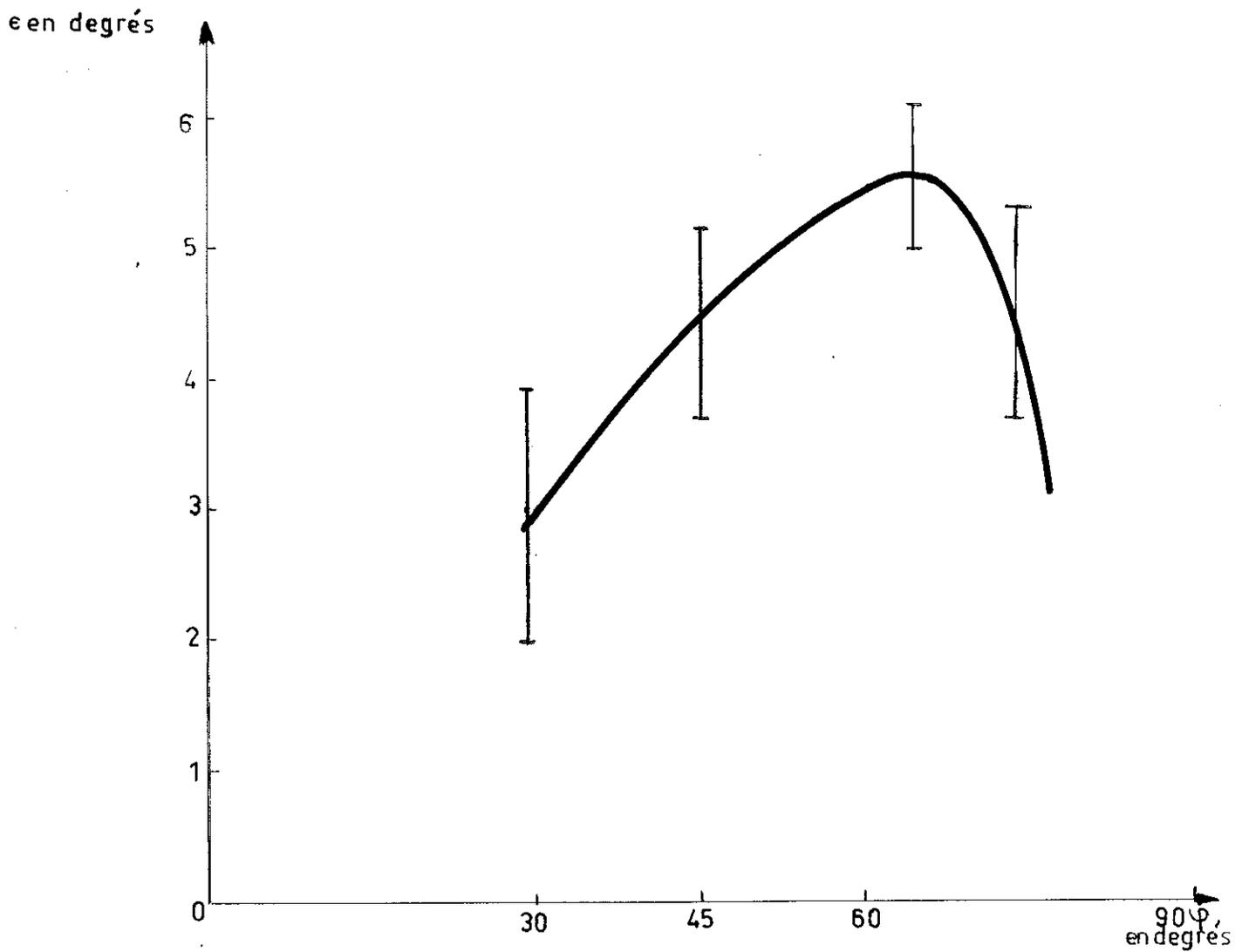


Fig. (10b) - Dispersion en fonction de l'angle de l'aimantation avec l'axe facile - H = 8 oe

Si nous traçons les cycles pour diverses valeurs du champ nous remarquons :

- 1/ A champ décroissant, le maximum de dispersion se déplace dès qu'il est mesurable d'une position voisine de 45° vers une position voisine de 90° . Ces positions ne sont pas repérables avec beaucoup de précision car le maximum est assez flou - fig. (11)

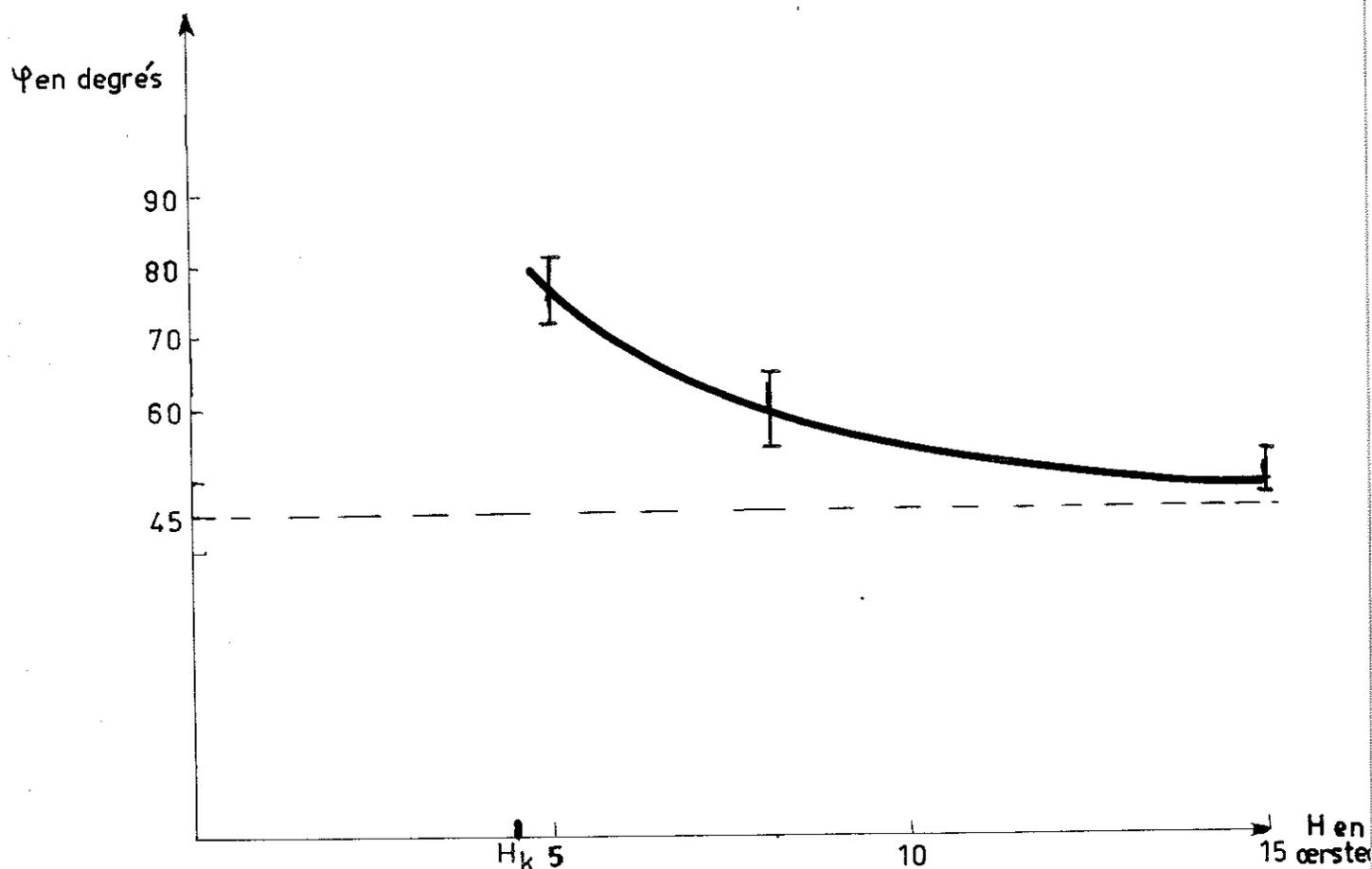


fig. (11) - Position du maximum de dispersion en fonction du champ appliqué.

- 2/ Le comportement de la dispersion dans l'axe difficile est singulier : en effet, à l'approche de H_K la dispersion devient mesurable et s'accroît très rapidement et ceci avant que les cycles ne deviennent irréversibles - fig. (12).

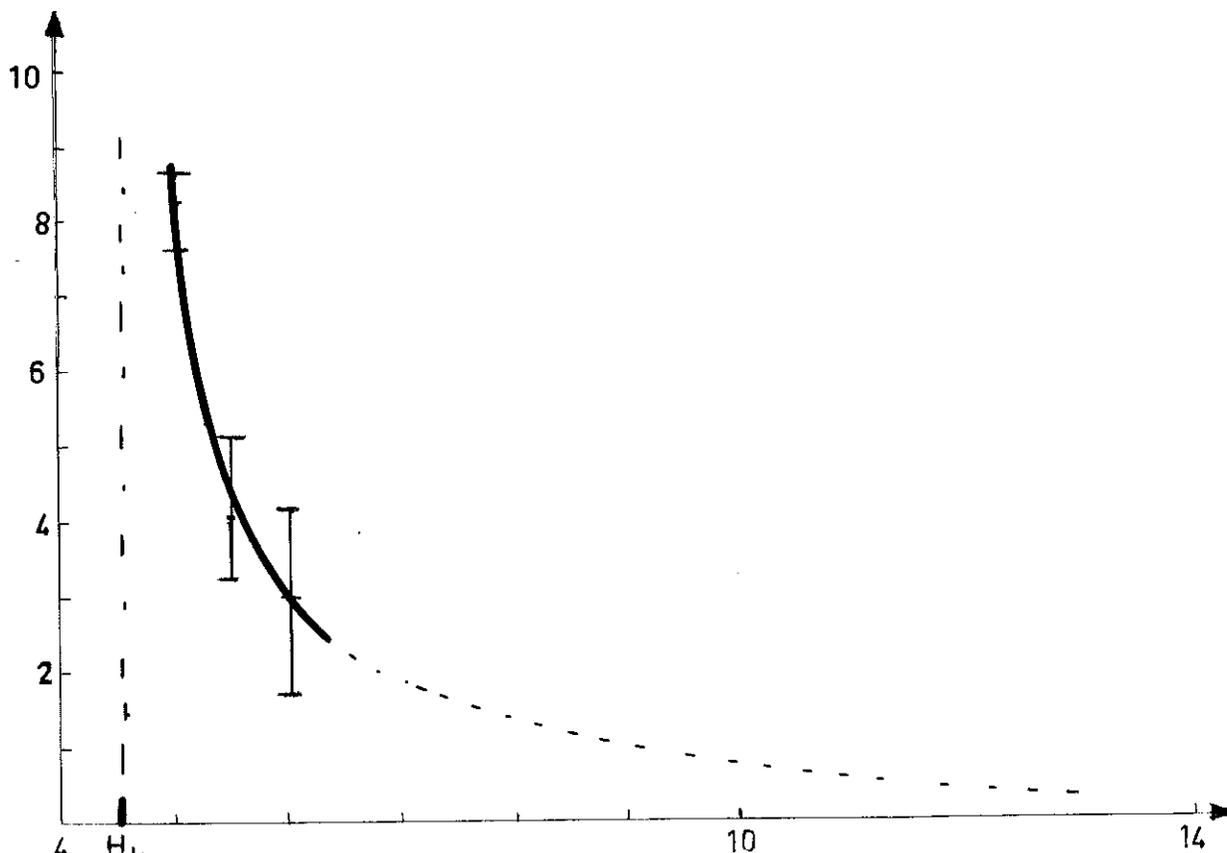


fig (12) - dispersion de l'aimantation dans l'axe difficile en fonction du champ.

3/ La dispersion n'est jamais mesurable lorsque l'aimantation fait un angle inférieur à 45° avec l'axe facile. La figure (13) montre un cycle obtenu pour un champ tournant de 3 oe, donc inférieur au champ d'anisotropie, ce qui se traduit par un basculement de l'aimantation ; notons que les deux basculements ne sont pas identiques. Ceci peut être dû à une anisotropie unidirectionnelle créée par un petit champ parasite qui influe grandement sur le basculement.

Signalons, en outre, que le montage n'est pas prévu pour étudier des signaux rapides, tel que le basculement d'aimantation. Cependant au voisinage de l'axe facile, il y a rotation de l'aimantation et nous ne pouvons mesurer aucune dispersion.

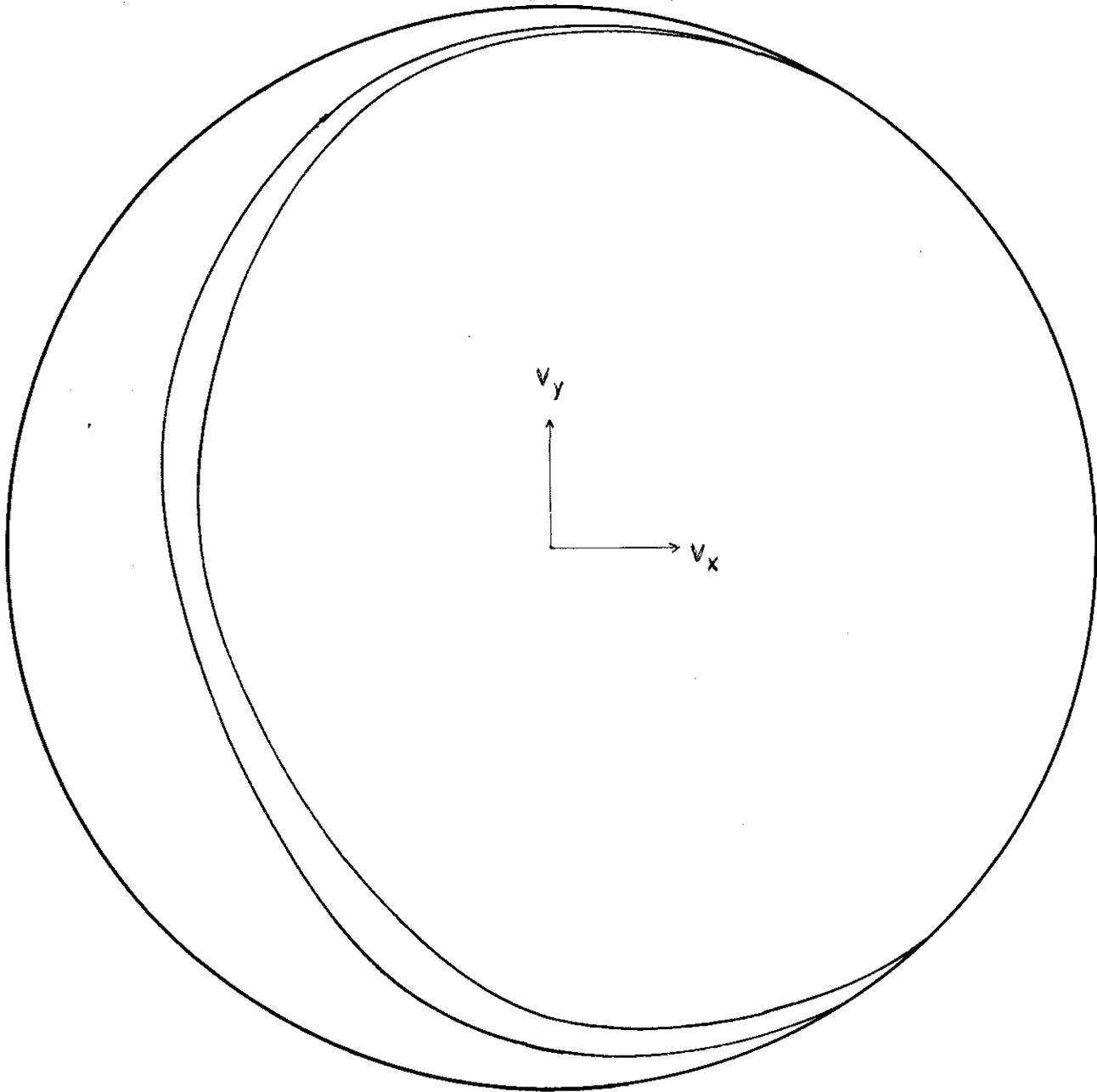


fig. (13) - Cercle à saturation et cycle pour $H = 3$ oe

4/ La dispersion croît quand le champ appliqué décroît. La figure (14) représente la dispersion mesurée pour $\psi = 60^\circ$ en fonction du champ appliqué.

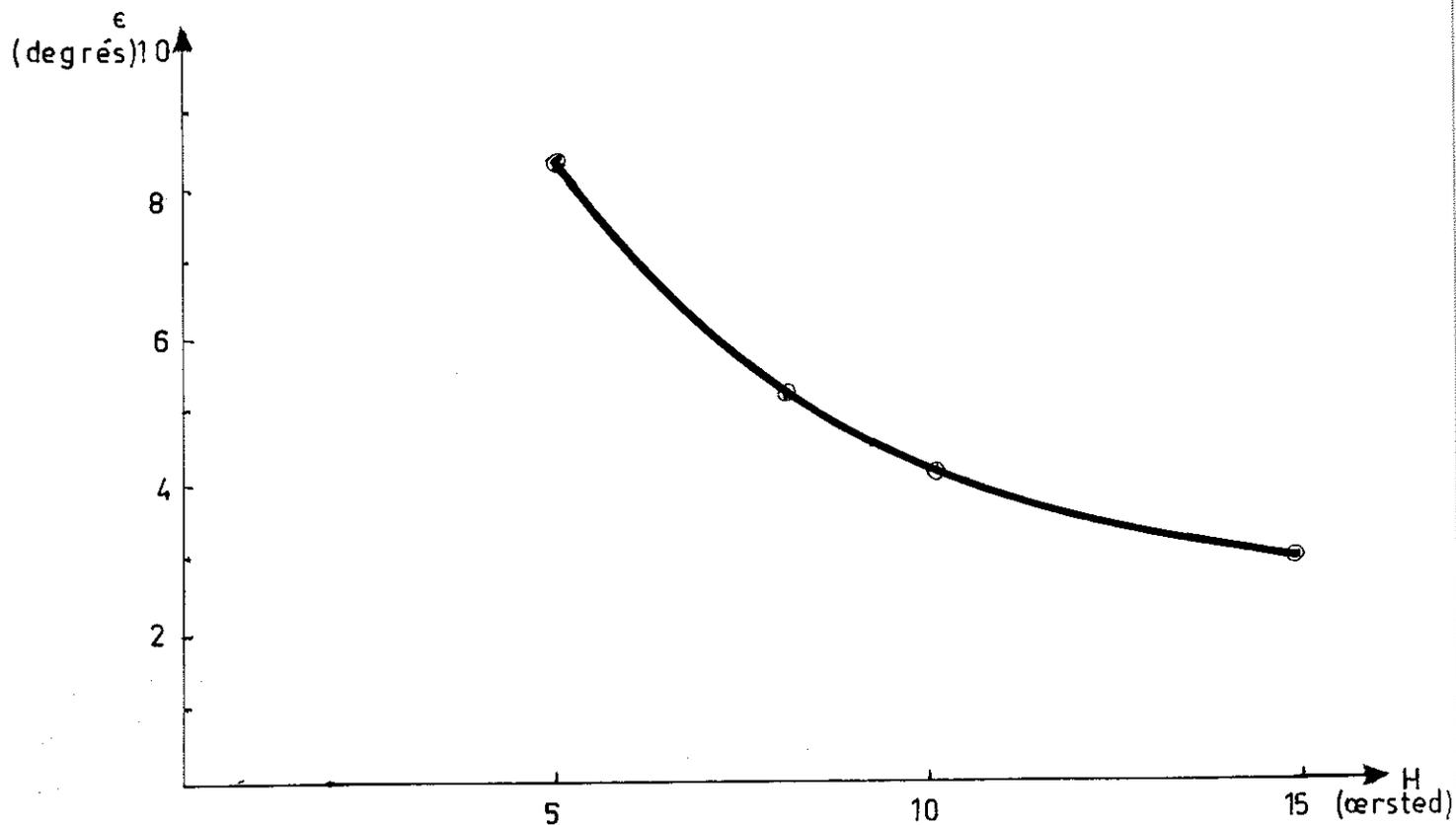


Fig. (14) - Dispersion pour $\psi = 60^\circ$ en fonction du champ tournant appliqué

Remarque : Les couches faiblement dispersées ne nous permettent pas d'étudier le comportement de la dispersion lorsque l'aimantation fait un angle inférieur à 30° avec l'axe facile. Nous avons donc étudié des couches fortement dispersées.

2.°) Couches fortement dispersées

Nous présentons les résultats obtenus pour une couche évaporée à 200° dont les caractéristiques mesurées à l'effet Kerr sont les suivantes ; dispersion : 6°, fluctuation de direction de l'axe facile dans le plan de la couche 7°, champ d'anisotropie 5 oe.

Pour un champ de 30 oe le cycle magnétorésistif est toujours un cercle, à champ plus faible (8 oe) le cycle se déforme mais reste symétrique par rapport à V_x , et montre une dispersion mesurable pour toutes les directions de l'aimantation. Cette dispersion reste constante pour φ variant de 0 à 45° et possède un maximum lorsque φ est entre 45° et 90° - fig. (15) et fig. (16).

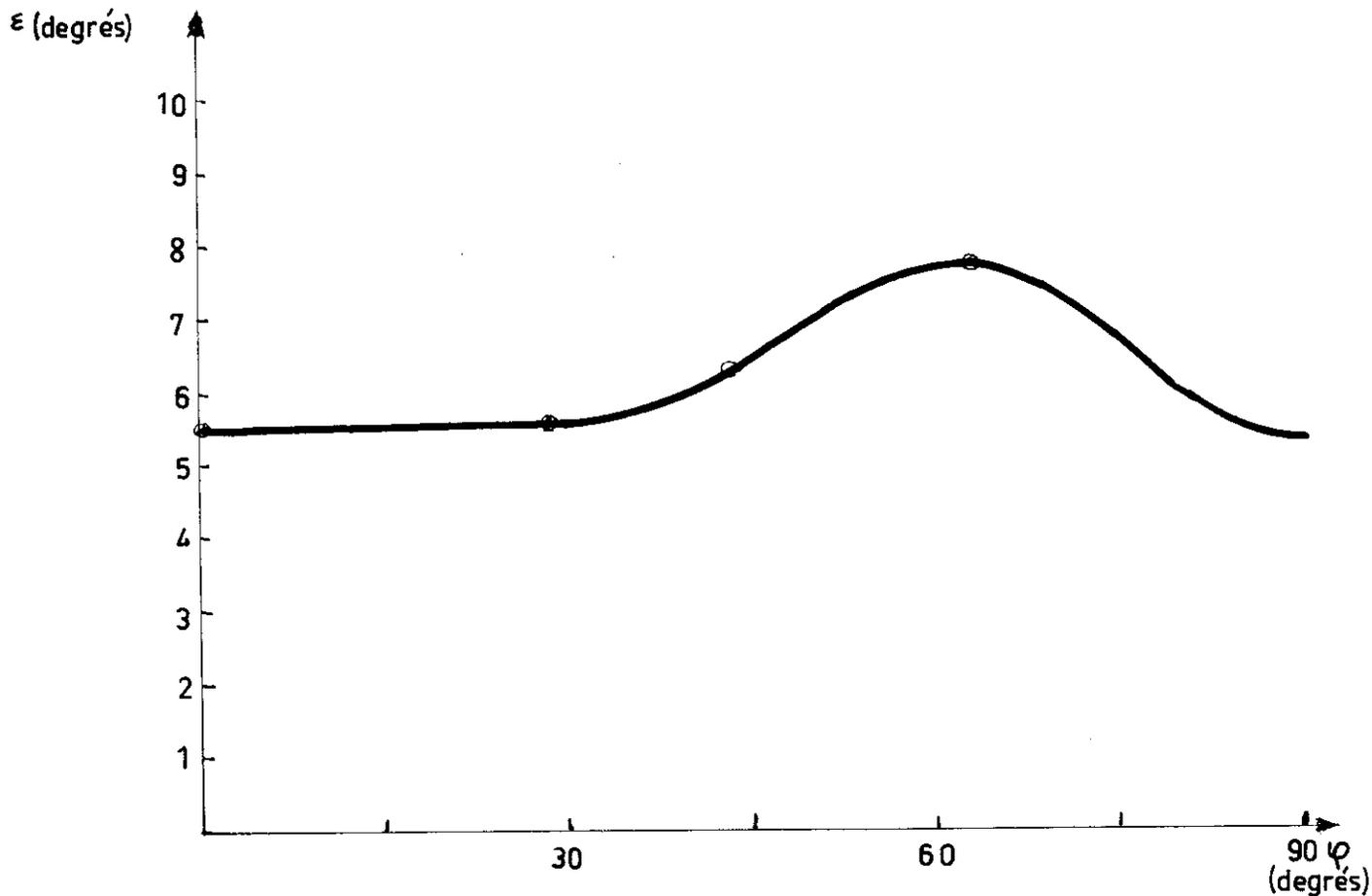


Fig. (15) - Dispersion en fonction de l'angle de l'aimantation pour $H = 8$ oe

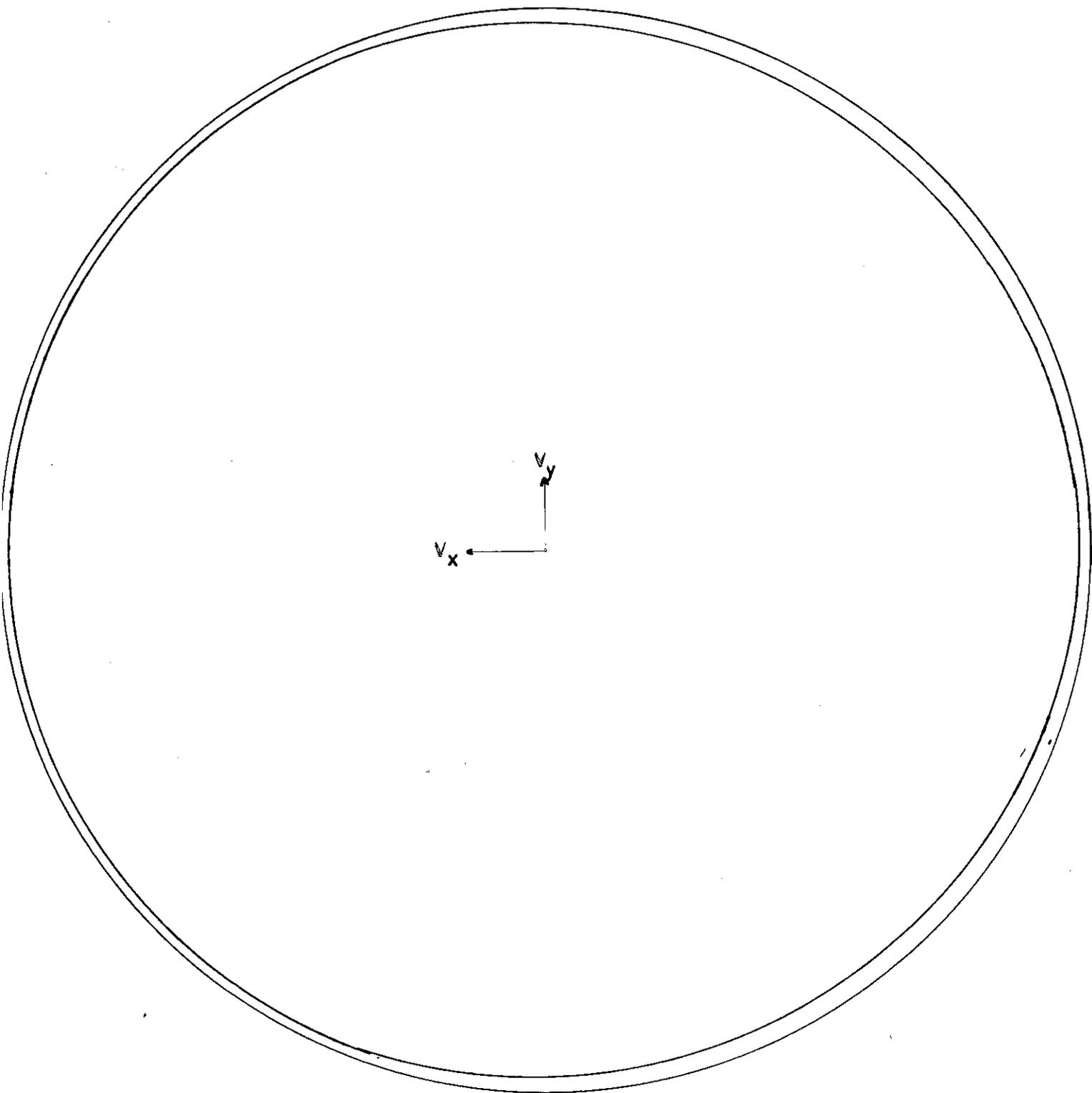


Fig. (16) - Cercle à saturation et cycle pour $H = 3 Oe$

En traçant les cycles pour diverses valeurs du champ tournant, nous remarquons :

1/ A champ décroissant, le maximum de dispersion se comporte de la même façon que pour les couches à faible dispersion (cf. III, A, 1°) 1/)

2/ La dispersion dans l'axe difficile croît régulièrement quand le champ tournant décroît - fig. (17).

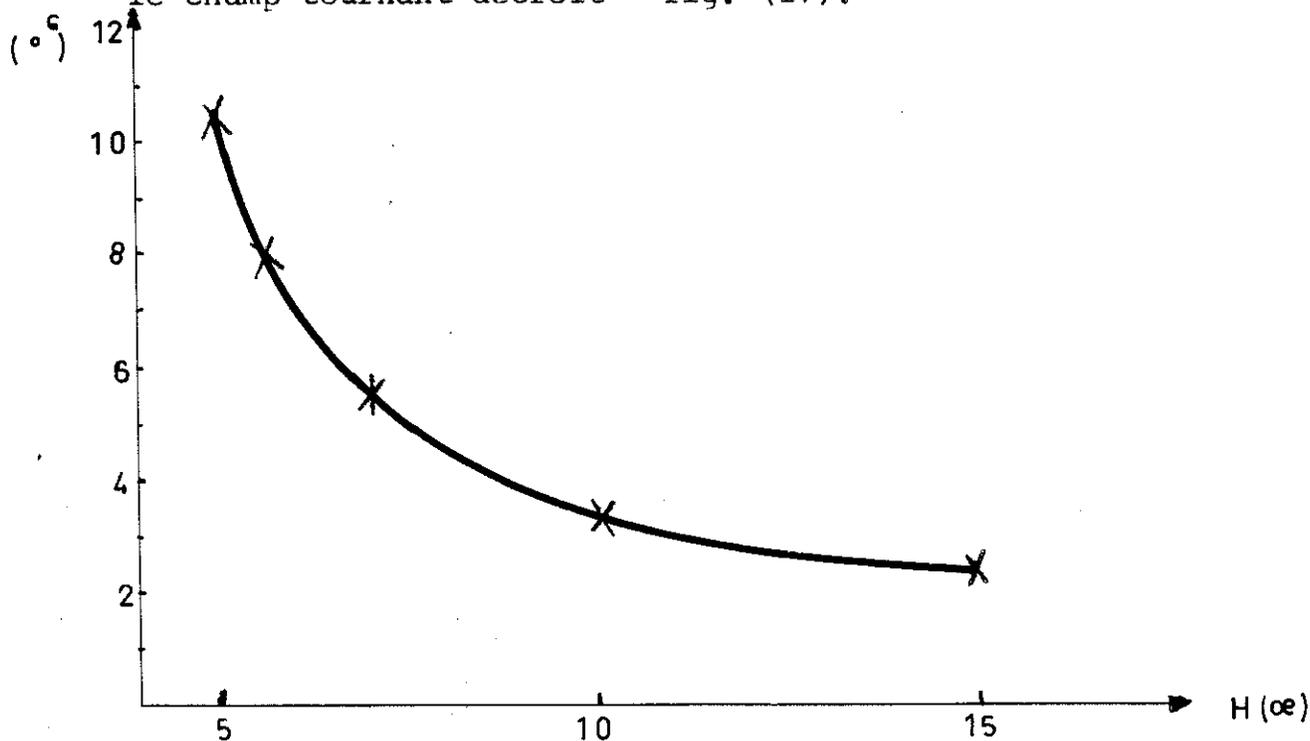


fig. (17) - Dispersion dans l'axe difficile en fonction du champ tournant appliqué.

3/ La dispersion est mesurable dans l'axe facile pour des champs inférieurs à trois fois le champ d'anisotropie et décroît en fonction du champ appliqué comme le montre la figure (18 a).

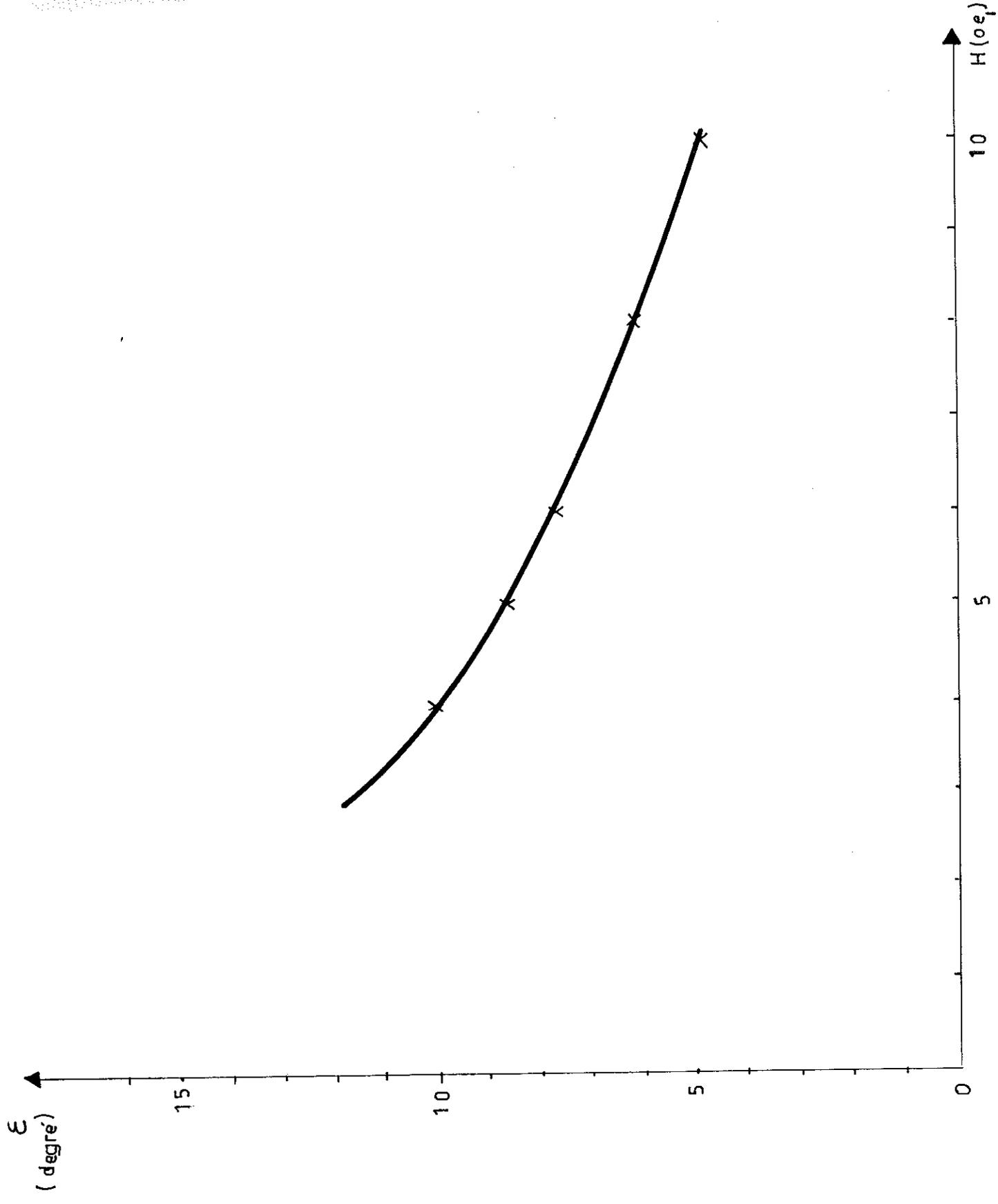


fig 18 dispersion dans l'axe facile en fonction du champ tournant appliqué.

B. INTERPRETATION DES RESULTATS

Nous proposerons deux modèles : l'un phénoménologique qui permet de comprendre simplement ce que nous avons observé sur les deux types de couches, l'autre où nous essayerons de relier la dépendance angulaire de la dispersion à l'énergie magnétocristalline et l'énergie d'anisotropie induite pour un ensemble de cristallites orientés au hasard.

1/ Méthode phénoménologique

Considérons une lame mince ferromagnétique formée d'un grand nombre de régions indépendantes caractérisées chacune par un champ d'anisotropie s'écartant de δH_{K_i} de la valeur moyenne H_K et ayant un axe facile s'écartant de $\delta \alpha_i$ de la direction moyenne de facile aimantation, α étant l'angle de cette direction avec un axe repère. Nous supposerons aussi que δH_{K_i} et $\delta \alpha_i$ sont indépendants.

D'après le § I.B 2a, l'équation d'équilibre d'une telle région s'écrit

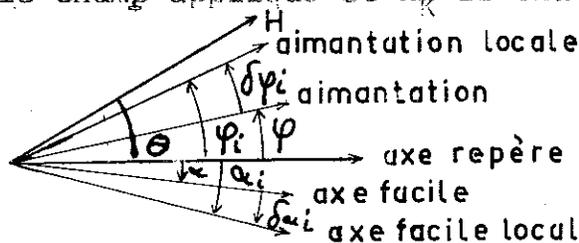
$$\sin \varphi_i - \theta = - \frac{1}{2h} \sin 2 (\varphi_i - \alpha_i) \quad (1)$$

Nous rappelons :

φ_i est l'angle entre l'aimantation locale et l'axe repère

θ est l'angle entre le champ et l'axe repère

$h = \frac{H}{H_K}$ où H est le champ appliqué et H_K le champ d'anisotropie.



a) cas général

Les variations dh_i et $\delta \alpha_i$ donnent lieu à des variations $d\varphi_i$

de la direction de l'aimantation par rapport à sa direction moyenne.

En différenciant (1) pour $\alpha = 0$

$$d\varphi_i = \frac{\sin 2\varphi}{h \cos(\varphi - \theta) + \cos 2\varphi} \frac{dh_i}{2h} + \frac{\cos 2\varphi d\alpha_i}{h \cos(\varphi - \theta) + \cos 2\varphi} \quad (2)$$

en se limitant au premier ordre, on peut assimiler $d\varphi_i$ à ϵ_{ij} défini au § II A.

En remarquant que dh_i et $d\alpha_i$ sont indépendants, on déduit de (2) la dispersion ϵ_{th} .

$$\epsilon_{th} = \frac{\sqrt{\sin^2 2\varphi \frac{\delta h^2}{4h^2} + \cos^2 2\varphi \delta^2 \alpha}}{|h \cos(\varphi - \theta) + \cos 2\varphi|} \quad (3)$$

avec $\delta h^2 = \overline{\delta h_i^2}$ et $\delta^2 \alpha = \overline{\delta \alpha_i^2}$

b) Résultats relatifs à la couche peu dispersée

La dispersion mesurée à l'effet Kerr étant faible, nous supposons $\delta \alpha < \frac{\delta h}{2h}$; en outre, tant que h n'est pas trop près de 1, on a $\cos \varphi - \theta \approx 1$

$$(3) \text{ s'écrit alors } \epsilon_{th} = \left| \frac{\sin 2\varphi}{h + \cos 2\varphi} \right| \frac{\delta h}{2h} \quad (4)$$

Sur la figure 18b, nous avons reporté la courbe 10 b et tracé ϵ théorique pour $\delta h = 0,6$ et $h = 1,8$ ($H_K = 4,5$ oe - $H = 8$ oe)

L'accord entre les deux courbes est satisfaisant.

De l'équation (4), nous pouvons déduire la position angulaire φ_m des maxima :

$$\cos 2\varphi_m = -\frac{1}{h}$$

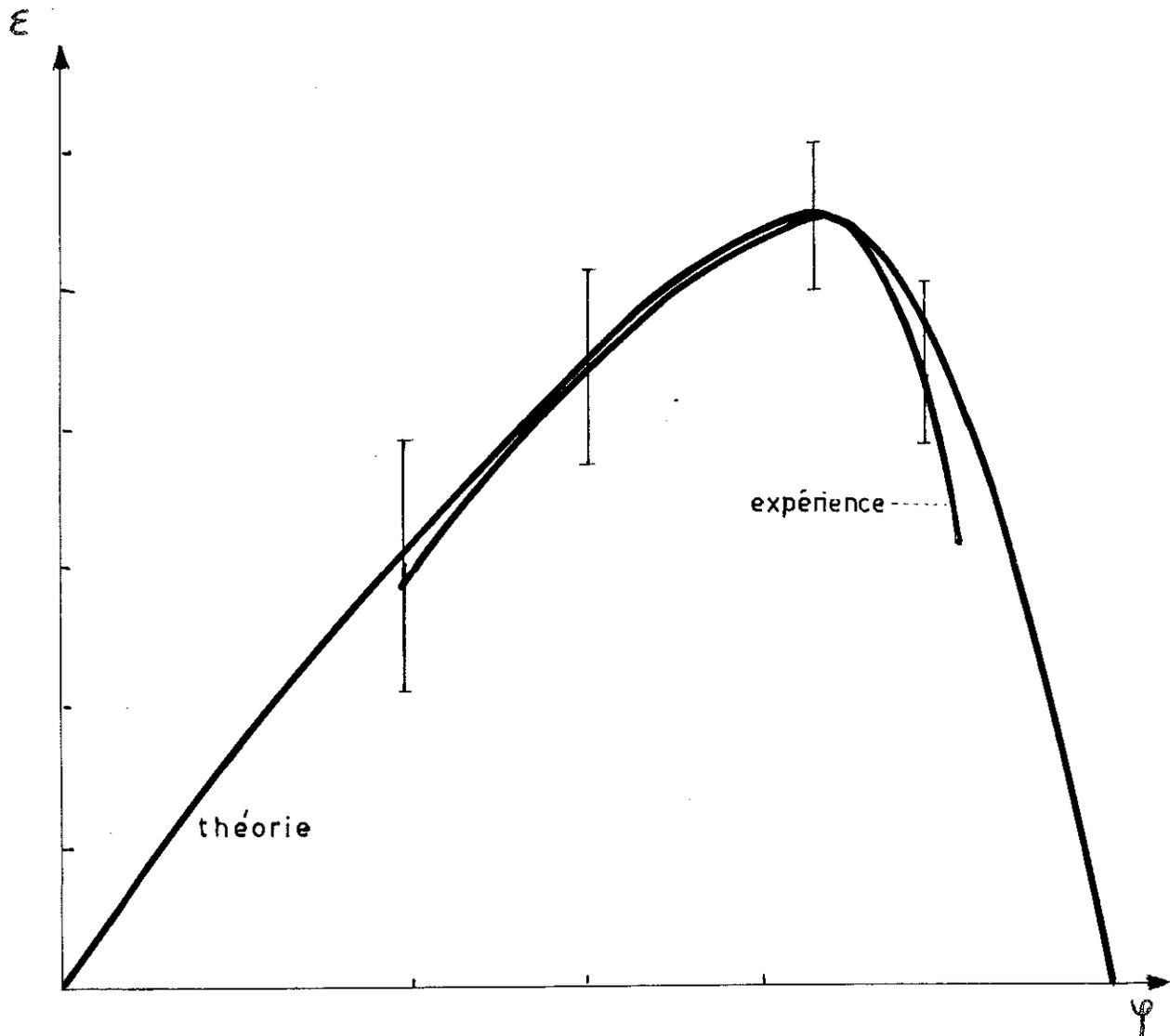


Fig. 18b - Courbes expérimentales et théoriques de dispersion en fonction de l'angle de l'aimantation avec l'axe facile pour $h = 1,8$.

La figure 19 permet de comparer les résultats théoriques et expérimentaux. L'accord est toujours satisfaisant.

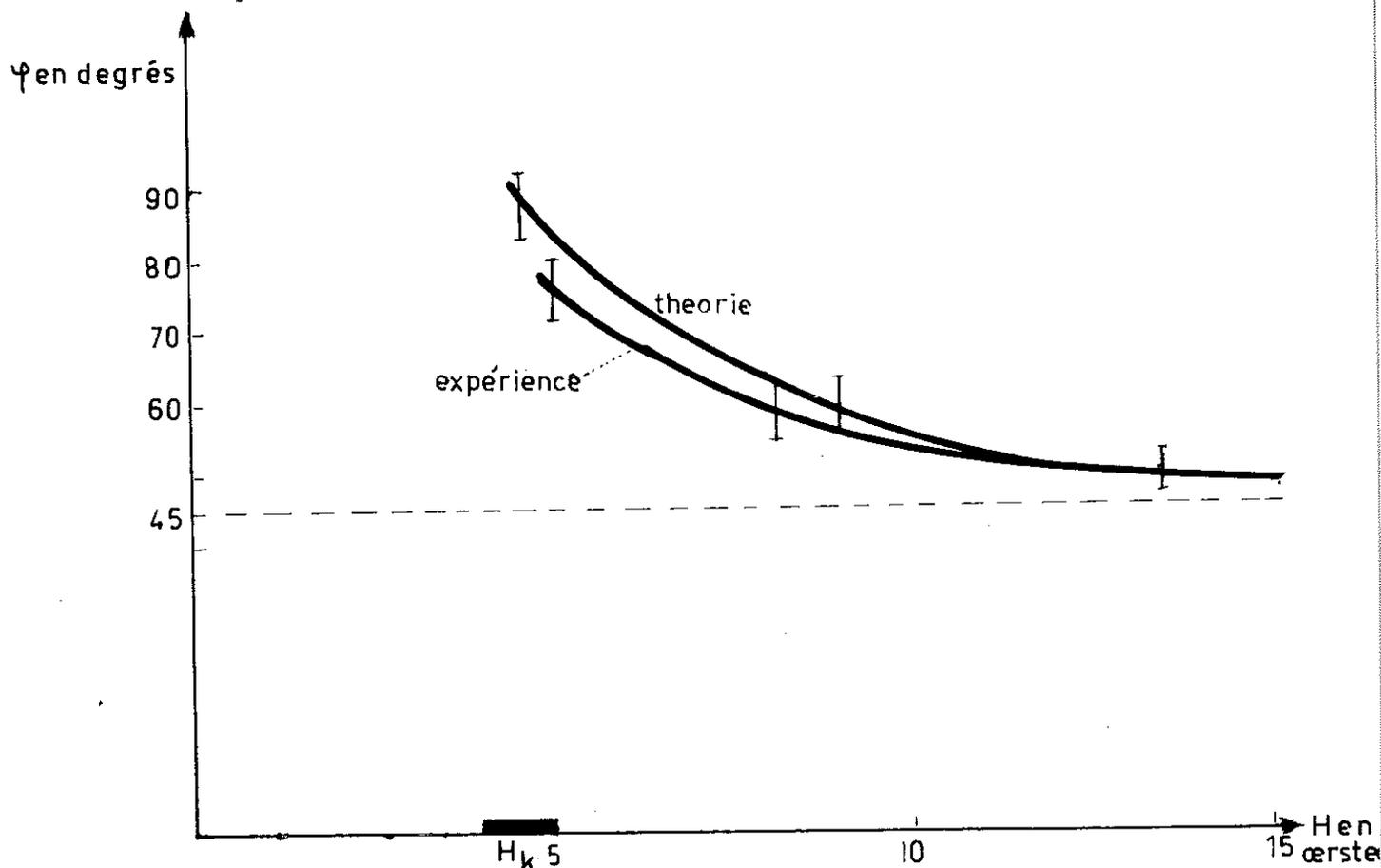


Fig. 19 - Courbes expérimentales et théoriques représentant la position du maximum de dispersion en fonction du champ appliqué réduit.

Cependant, nous notons un désaccord entre les variations théoriques et expérimentales de la dispersion en fonction du champ pour un angle donné.

Ceci provient de l'hypothèse faite sur l'indépendance des régions de la couche. En outre, nous ne pouvons expliquer le comportement singulier de la dispersion au voisinage de l'axe difficile : nous montrons que le phénomène est dû à la dispersion de l'axe facile. Or, la formule (2) est établie en supposant que

toutes les régions ont le même axe facile. En outre, au voisinage $H = H_K$, certaines régions ont un H_K supérieur à H .

c) Résultats relatifs à la couche fortement dispersée

Nous nous plaçons ici dans le cas général. En effet, la seule façon d'expliquer la dispersion de l'aimantation dans l'axe facile est de supposer une dispersion de l'axe facile, car les fluctuations de H_K ne contribuent pas à la dispersion de l'aimantation dans cette direction.

Selon les valeurs relatives de $\delta\alpha$ et $\frac{\delta h}{2h}$, nous obtenons trois types de comportements différents représentés sur la figure 27. Pour obtenir un accord satisfaisant entre les courbes calculées et les courbes expérimentales, il est nécessaire de prendre $\delta h \approx 1$, et $\frac{h}{2h}$, ce qui rend le calcul peu rigoureux. La courbe (a) de la figure 20 est à comparer à celle de la figure 15.

Le maximum de dispersion se déplace alors approximativement selon la loi

$$\cos 2\varphi_m = -\frac{1}{h}$$

Pour $\varphi = 0$, l'équation (3) s'écrit

$$\epsilon_{th} = \frac{\delta\alpha}{h+1}$$

La figure 21 représente les courbes expérimentales et théoriques de variation de la dispersion en fonction du champ appliqué dans la direction de facile aimantation. L'accord est satisfaisant.

Dans le cas de couches fortement dispersées, l'hypothèse d'indépendance des régions n'est donc pas fortement mise en défaut. En effet, les variations des propriétés de la couche d'un point à l'autre de son plan favorisent ces régions pratiquement indépendantes les unes des autres.

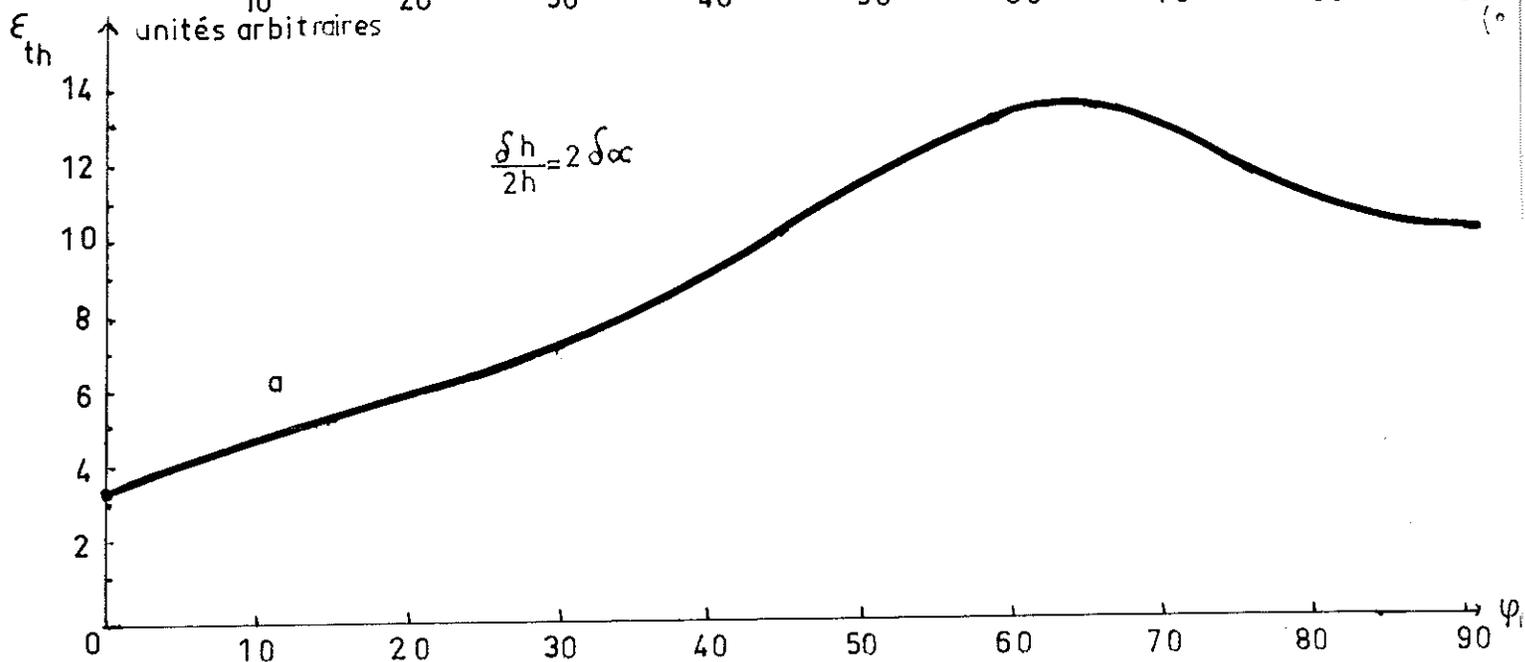
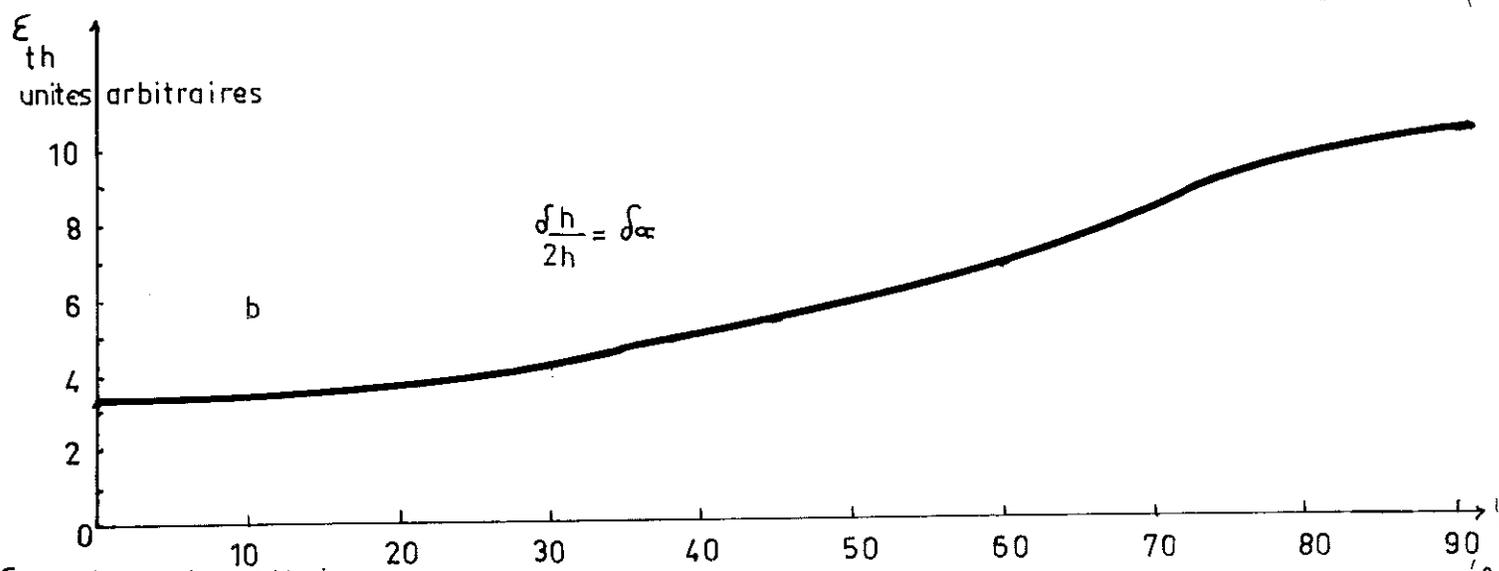
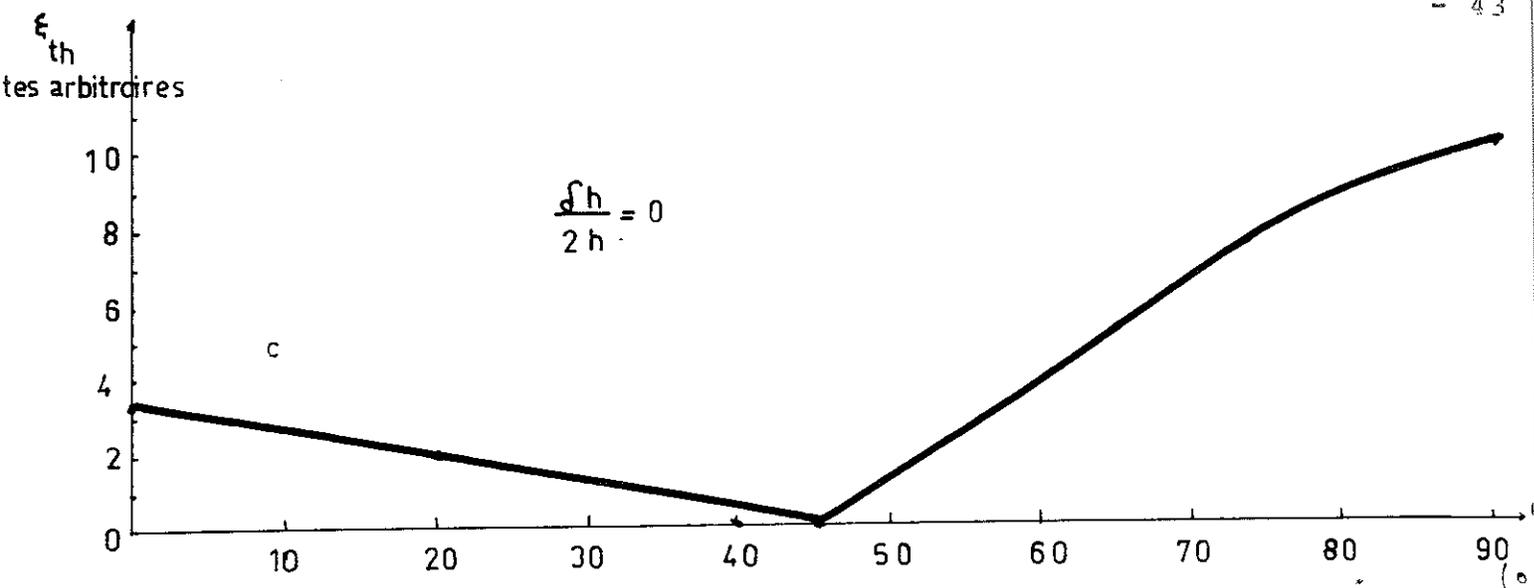


Fig. 2U - Divers comportements théoriques de la dispersion d'une couche fortement dispersée.

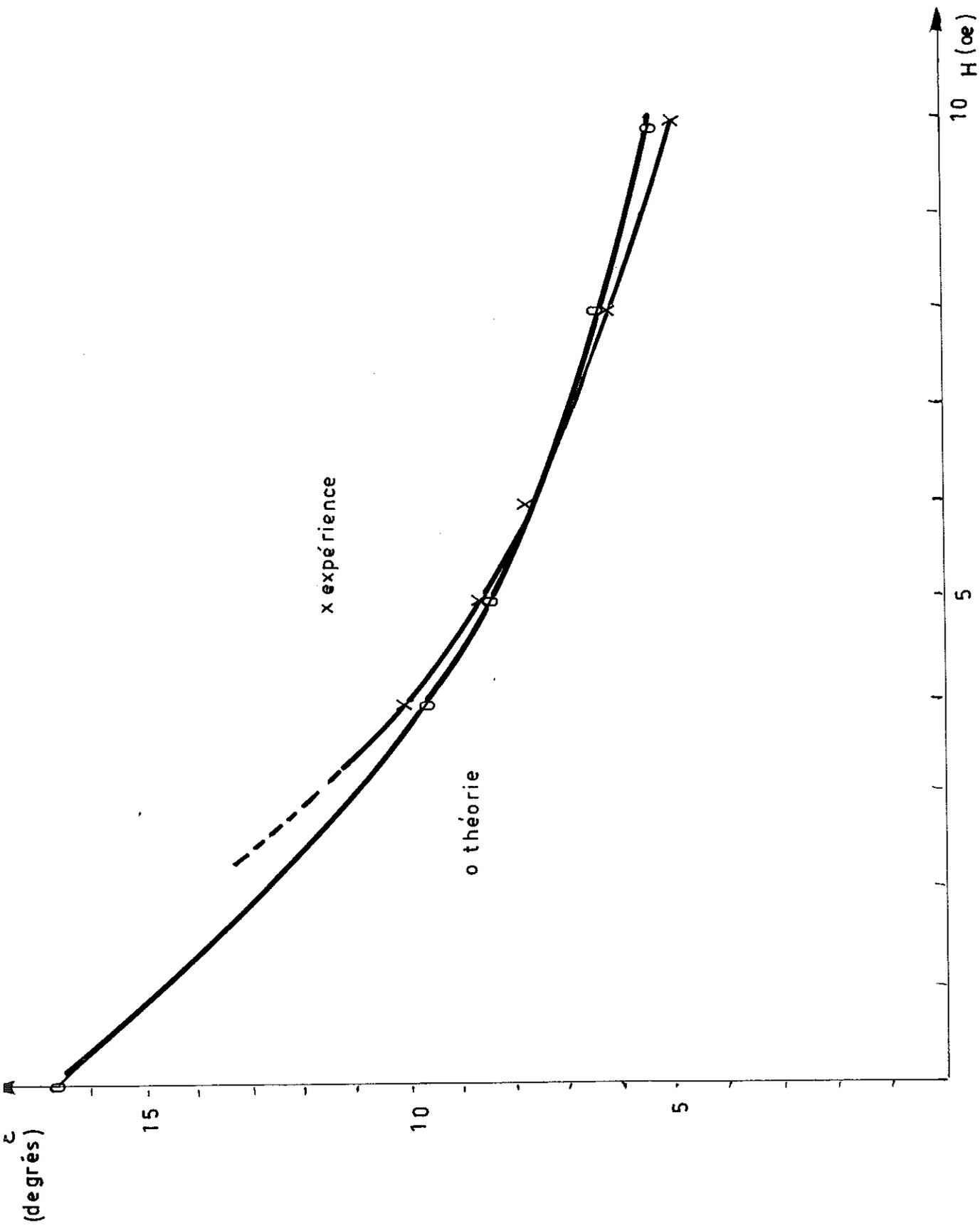


fig 21 dispersion de l'aimantation dans l'axe facile en fonction du champ appliqué

d) dispersion dans l'axe difficile au voisinage de $h = 1$ pour les deux types de couches

Pour $h \rightarrow 1$ avec $\varphi = \theta = \frac{\pi}{2}$

d'après (3) $d\varphi \rightarrow \infty$

Au voisinage de $\varphi = \theta = \frac{\pi}{2}$

$$(1) \text{ s'écrit : } \sin \varepsilon_i = \frac{1}{2h} \sin 2(\varepsilon_i - \delta\alpha_i) \quad (5)$$

Nous avons résolu numériquement l'équation (5) et tracé les familles de courbes $\varepsilon_i = f(\delta\alpha_i)$ pour h donné - figure 22.

En supposant $\delta\alpha_i$ réparti uniformément entre deux valeurs limites, nous définissons $\frac{\delta\alpha_i}{2}$.

A l'aide des courbes de la figure 29, nous pouvons déterminer $\frac{\varepsilon_i}{2}$ pour $\frac{\delta\alpha_i}{2}$ et h donné.

Sur la figure 23, nous avons porté $\varepsilon = f(h)$ pour diverses valeurs de $\frac{\delta\alpha_i}{2}$. Ces courbes mettent bien en évidence la différence de comportement entre les couches faiblement et fortement dispersées.

De plus, elles permettent de mesurer l'écart type de la dispersion d'axe facile sur des couches faiblement dispersées.

La valeur trouvée est en bon accord avec celle mesurée à l'effet Kerr :

$$\text{effet Kerr } \delta\alpha = 1^\circ$$

Ecart type mesuré par magnétorésistance $\delta\alpha = 12^\circ$

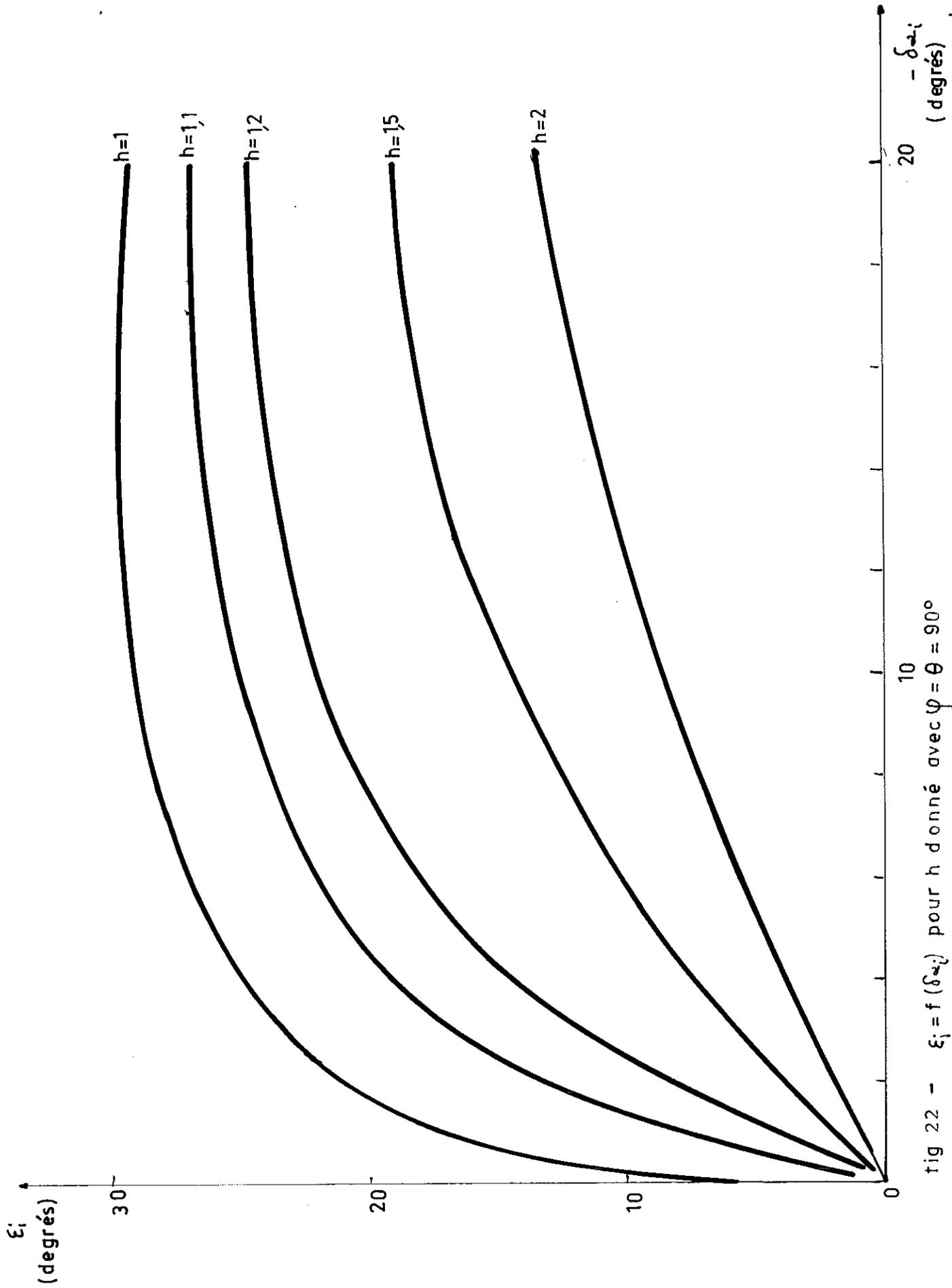


fig 22 - $\varepsilon_i = f(\delta_{2-i})$ pour h donné avec $\varphi = \theta = 90^\circ$

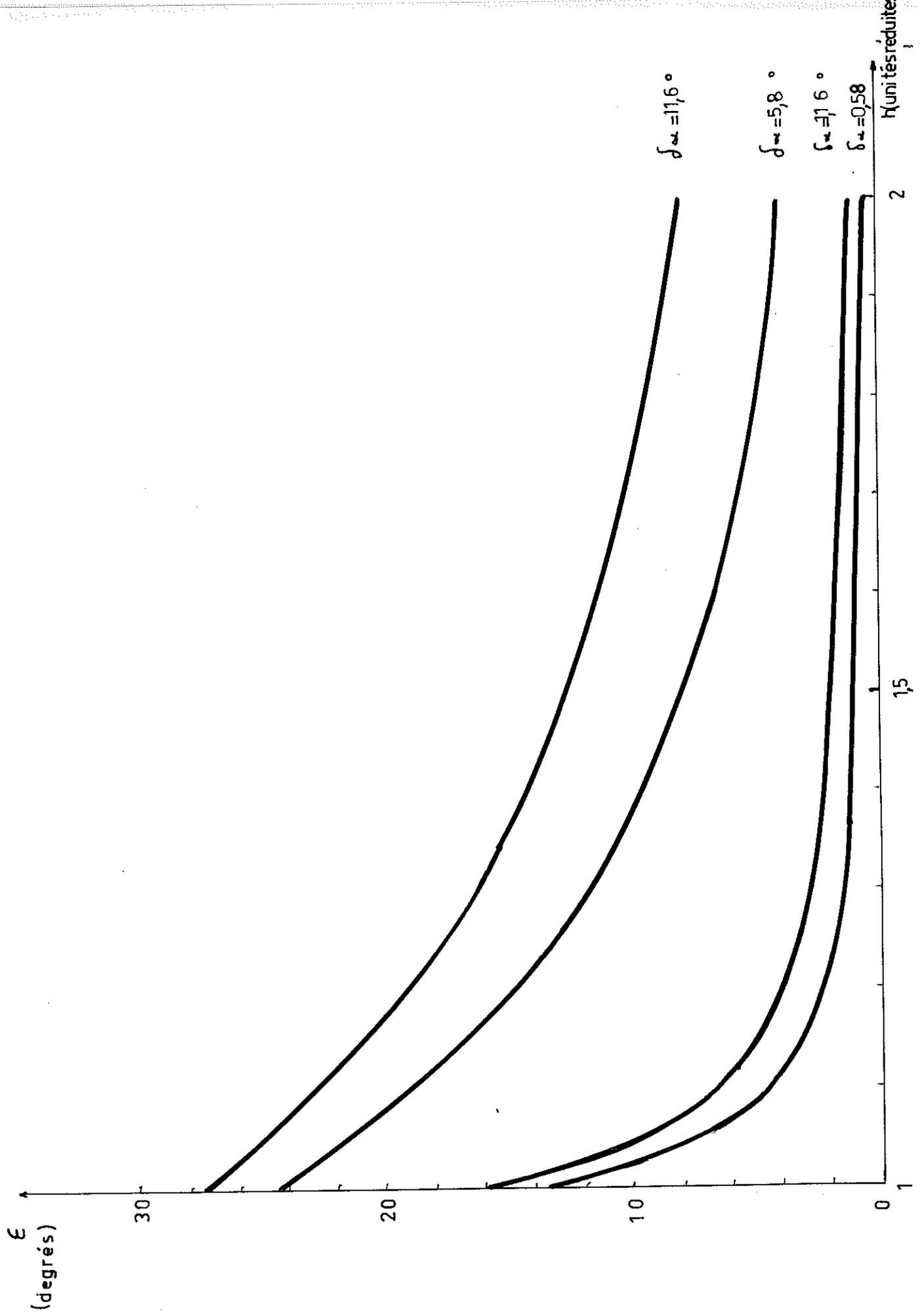


fig 23 - dispersion dans l'axe difficile en fonction du champ réduit pour diverses valeurs de $\delta\alpha$

2/ RELATION ENTRE LA DISPERSION, L'ENERGIE MAGNETOCRISTALLINE ET L'ENERGIE INDUITE

Roth a étudié (20) la dispersion de l'aimantation dans l'axe facile en tenant compte des effets dus à l'énergie magnétocristalline et aux variations d'intensité et de direction de l'anisotropie induite.

Nous reprenons son calcul en l'étendant à toutes les directions de l'aimantation.

a) Energie d'anisotropie d'un cristallite

Plaçons nous dans le repère des axes quaternaires du cristallite. Soit γ_i les cosinus directeurs de l'aimantation M et β_i ceux du champ magnétique appliqué pendant la formation de la couche.

L'énergie d'anisotropie s'écrit alors :

$$E_a = K \sum_{i < j} \gamma_i^2 \gamma_j^2 - \rho \left(\sum_i \beta_i^2 \gamma_i^2 + k \sum_{i < j} \beta_i \beta_j \gamma_i \gamma_j \right) \quad (6)$$

où K est le coefficient d'énergie magnétocristalline, O et k caractérisent l'anisotropie induite.

Soit, dans le plan de la couche, oz la direction moyenne de facile aimantation, ses cosinus directeurs sont ceux du champ appliqué pendant la formation de la couche, et oy perpendiculaire à oz de cosinus directeurs c_i dans le repère lié au cristallite.

Soit φ l'angle entre l'aimantation et l'axe facile de la couche. Dans ces conditions (6) s'écrit :

$$E_a = K \left[\frac{1}{2} \cos^4 \varphi (1 - \sum \beta_i^2) + \frac{1}{2} \sin^4 \varphi (1 - \sum c_i^2) + \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi (1 - 3 \sum \beta_i^2 c_i^2) \right. \\ \left. - 2 \sin \varphi \cos \varphi \sum (\cos^2 \varphi \beta_i^2 + \sin^2 \varphi c_i^2) \beta_i c_i \right] \\ - \rho \left[\frac{\rho}{2} \cos^2 \varphi + \left(1 - \frac{\rho}{2}\right) \sum \beta_i^2 (\beta_i \cos \varphi + c_i \sin \varphi)^2 \right] \quad (7)$$

On vérifie que dans le cas d'un ensemble de cristallites orientés au hasard (couche polycristalline)

$$E_a \text{ est de la forme } K_a \sin^2 \varphi \quad (\S 1 B b)$$

En effet, en remplaçant dans (7) les cosinus directeurs par leur valeur moyenne (cf. annexe), on trouve :

$$E_a = -\rho \left[\frac{K}{2} + \frac{2}{5} \left(1 - \frac{K}{2}\right) \right] \omega^2 \varphi + \text{constante} \quad (8)$$

par un choix convenable de l'origine des énergies,

$$(8) \text{ s'écrit } E_a = K_a \sin^2 \varphi$$

$$\text{avec } K_a = \rho \left[\frac{K}{2} + \frac{2}{5} \left(1 - \frac{K}{2}\right) \right] \quad (9)$$

Supposons que M s'écarte de $\delta\varphi$ autour de φ , en se limitant au second ordre (7) s'écrit :

$$\begin{aligned} E_a(\varphi, \delta\varphi) = & E_a(\varphi, \theta) + \delta\varphi \left[-K(1 - \sum \beta_i^4) \omega^2 \varphi \sin 2\varphi + K(1 - \sum c_i^4) \sin^2 \varphi \sin 2\varphi + \frac{K}{2} (1 - 3 \sum \beta_i^3 c_i) \sin 4\varphi \right. \\ & - K \sum (\beta_i^3 c_i - \beta_i c_i^3) (2 \cos 2\varphi \cos^2 \varphi - \sin^2 2\varphi) - 2K \sum \beta_i c_i^3 \cos 2\varphi + \rho \frac{K}{2} \sin 2\varphi \\ & \left. + \rho \left(1 - \frac{K}{2}\right) \sum (\beta_i^4 - \beta_i^2 c_i^2) \sin 2\varphi - 2\rho \left(1 - \frac{K}{2}\right) \sum \beta_i^3 c_i \cos 2\varphi \right] \\ & + \frac{\delta\varphi^2}{2} \left[K \frac{(1 - \sum c_i^4)}{2} (3 \sin^2 2\varphi - 4 \sin^4 \varphi) + K \frac{(1 - \sum \beta_i^4)}{2} (3 \sin^2 2\varphi - 4 \sin^4 \varphi) + 2K \cos 4\varphi (1 - 3 \sum \beta_i^3 c_i) \right. \\ & + K \sum (\beta_i^3 c_i - \beta_i c_i^3) (4 \sin 2\varphi \cos^2 \varphi + 3 \sin 4\varphi) + 4K \sum \beta_i c_i^3 \sin 2\varphi + \rho K \cos 2\varphi + 2\rho \left(1 - \frac{K}{2}\right) \sum (\beta_i^3 - \beta_i^2 c_i) \cos 2\varphi \\ & \left. + 4\rho \left(1 - \frac{K}{2}\right) \sum \beta_i^3 c_i \sin 2\varphi \right] \quad (10) \end{aligned}$$

b) Hypothèses simplificatrices (20)

a) La couche est formée de cristallites cylindriques de hauteur d , épaisseur de la couche et de base quelconque de dimension linéaire a .

b) Soit ox la direction moyenne de l'aimantation dans la couche et ox' la direction qui lui est perpendiculaire dans le plan de la couche ; l'étude des forces magnétostatiques dues à la densité de charges magnétiques $\rho = \text{div } \vec{M}$ montre (21) que seul $\frac{\partial \psi}{\partial x}$ est important et que l'aimantation ne sort pas du plan de la couche car le champ démagnétisant est grand dans la direction perpendiculaire au plan de la lame.

Appliquons un champ à la lame et considérons alors la bande de largeur a , de longueur Na à x constant, la densité d'énergie totale $e_t(x)$.

$$e_t(x) = \frac{1}{NV} \sum_1^N E_n(\psi) \delta\psi + A \left(\frac{d\delta\psi}{dx} \right)^2 - MH \cos(\psi - \theta) + MH \sin(\psi - \theta) + MH \frac{\delta\psi^2}{2} \cos(\psi - \theta) \quad (11)$$

où :

- V est le volume d'un cristallite - n une numérotation des cristallites à x constant, A la constante d'échange,
- M l'aimantation à saturation du Fe-Ni - H le champ appliqué à la couche - θ l'angle de ce champ avec l'axe facile.

Dans le calcul de $e_t(x)$ nous remarquons que :

$$Ku \approx \frac{d}{NV} \left[N \frac{K}{2} + (1 - \frac{K}{2}) \sum_n (\beta_{in}^2 - \epsilon_{in}^2) \beta_{in}^2 \right]$$

et que $\sum_n \beta_{in}^4 - 3\beta_{in}^2 \epsilon_{in}^2 \approx 0$

c) Calcul de la dispersion

L'énergie totale de la couche s'écrit :

$$E_t = \int e_t(x) dx$$

Nous devons trouver la fonction $\delta\varphi(x)$ qui minimise cette énergie ; en appliquant le théorème des variations, nous obtenons l'équation

$$\frac{d^2(\delta\varphi)}{dx^2} - \frac{\delta\varphi}{\lambda_0^2} = - \frac{\delta\varphi_0(x)}{\lambda_0^2} \quad (12)$$

avec

$$\lambda_0^2 = \frac{2A}{2Ka \cos 2\varphi + MH(1 - \frac{Ka^2 \sin^2 \varphi}{M^2 H^2})^{\frac{1}{2}}}$$

et

$$\delta\varphi_0(x) = \frac{A \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi + B \sin^2 \varphi \sin^2 \varphi + C \sin^4 \varphi + D(2 \cos^2 \varphi \cos^2 \varphi - \sin^2 2\varphi) + E \cos^2 \varphi + F \sin^2 \varphi}{N (2Ka \cos 2\varphi + MH(1 - \frac{Ka^2 \sin^2 \varphi}{M^2 H^2})^{\frac{1}{2}})}$$

où $A = -K(1 - \sum \beta_m^2)$; $B = K(1 - \sum \gamma_m^2)$; $C = \frac{K}{2}(1 - 3\sum \beta_m^2 \gamma_m^2)$; $D = -\sum [K(\beta_m^2 \gamma_m^2 - \beta_m \gamma_m^3)]$

$$E = -2 \sum \beta_m \gamma_m^3 - 2\rho(1 - \frac{\rho}{2}) \sum \beta_m^3 \gamma_m ; F = \rho \frac{h}{2} - Ka$$

La fonction de Green $G(x, x')$ de l'équation (12) s'écrit :

$$G(x, x') = \frac{\lambda_0}{2} e^{-\frac{|x-x'|}{\lambda_0}}$$

d'où

$$\delta\varphi(x) = \frac{1}{2\lambda_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta\varphi_0(x') e^{-\frac{|x-x'|}{\lambda_0}} dx'$$

D'après Roth, l'écart type de $\delta\varphi(x)$ noté $\delta\varphi_\sigma$ est relié à celui de $\delta\varphi_0(x)$ noté $\delta\varphi_{0\sigma}$ par la relation

$$\delta\varphi_\sigma = \left(\frac{\sigma}{4\lambda_0}\right)^{\frac{1}{2}} \delta\varphi_{0\sigma}$$

or

$$\delta\varphi_{0\sigma} = \frac{[8K^2 + 4K\rho(1 - 56\sin^6 \varphi + 86\sin^4 \varphi - 37\sin^2 \varphi + 1) + 105(\rho \frac{h}{2} - Ka)^2 \sin^2 2\varphi + 8\rho^2(1 - \frac{\rho}{2})^2 \sin^2 \varphi]^{\frac{1}{2}}}{[105N]^{\frac{1}{2}} (2Ka \cos 2\varphi + MH)}$$

Hoffmann (21) définit une zone à aimantation couplée autour d'un point. Nous prendrons avec Roth (20) cette zone égale à N_a .

$$\text{Soit } N_a = \frac{A}{\left(2 K_u \cos 2\varphi + MH \left(1 - \frac{K_a^2 \sin^2 \varphi}{M^2 H^2}\right)\right)^{3/8}}$$

On en déduit alors

$$\delta \varphi = \frac{B \left[8K^2 + 4KD(1 - 56\sin^6 \varphi + 86\sin^4 \varphi - 34\sin^2 \varphi + 4) + 105 \left(\rho \frac{B}{2} - Ka\right)^2 \sin^2 \varphi + 8\rho^2 \left(1 - \frac{B}{2} K_a^2 \varphi\right) \right]^{1/2}}{\left(2 K_u \cos 2\varphi + MH \left(1 - \frac{K_a^2 \sin^2 \varphi}{M^2 H^2}\right)\right)^{3/8}} \quad (13)$$

où B est une constante indépendante de φ

L'équation (13) montre :

1/ la dépendance en fonction du champ est de la forme

$$\frac{1}{\left(2 K_u \cos 2\varphi + MH \left(1 - \frac{K_a^2 \sin^2 \varphi}{M^2 H^2}\right)\right)^{3/8}}$$

Ce mode de décroissance vérifie bien la courbe de la figure 14 pour $\varphi = 60^\circ$, alors que le modèle phénoménologique ne le permettait pas.

2/ La dépendance angulaire ne peut être correctement décrite si l'on ne tient compte que des effets liés à l'anisotropie magnéto-cristalline.

Dans ce cas, on aurait
$$\delta \varphi = \frac{B \sqrt{2} |K|}{\left(2 K_u \cos 2\varphi + \left(1 - \frac{K_a^2 \sin^2 \varphi}{M^2 H^2}\right)\right)^{3/8}}$$

Le maximum de dispersion serait toujours situé à $\varphi \cong 90^\circ$.

On a représenté sur la figure 24, la courbe $\delta \varphi = f(\varphi)$ pour $k = 4$ $K_u = 2000 \text{ erg/cm}^3$ $K = 3750 \text{ erg/cm}^3$

$H = 8 \text{ oe}$ $M = 800 \text{ gauss}$

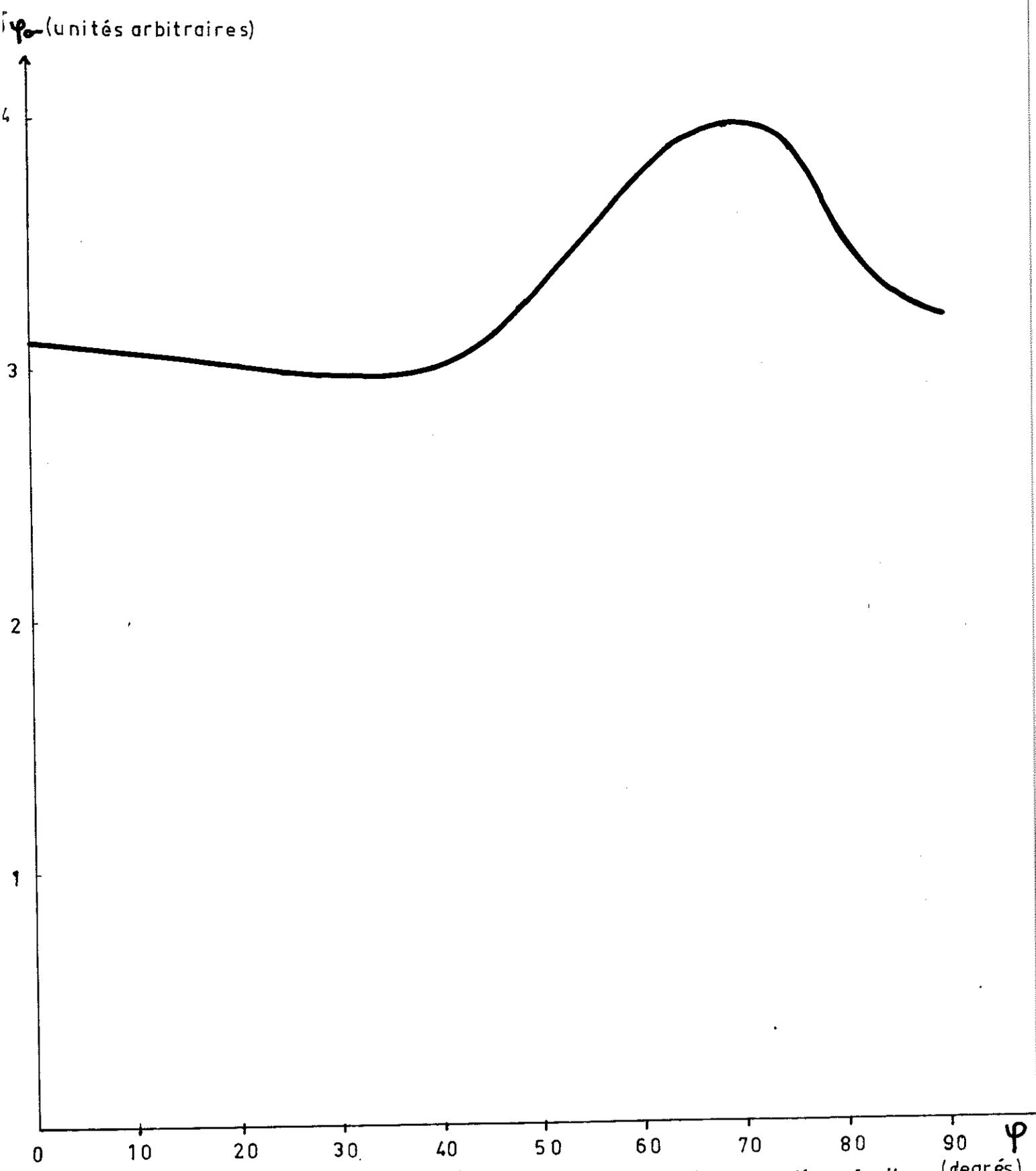


fig 24- dispersion en fonction de l'angle de l'aimantation avec l'axe facile (degrés)

La valeur de K étant prise chez Roth (20) et celle de k chez Fujii et ses collaborateurs (22).

En définitive, nous avons obtenu les résultats suivants :

- 1/ la dispersion varie avec le champ appliqué de deux manières différentes, selon que les couches possèdent ou non des fluctuations notables de la direction de l'axe facile.
- 2/ La dispersion varie suivant l'angle de champ appliqué avec l'axe facile. Ces variations sont décrites de manière satisfaisante par un modèle phénoménologique simple.
- 3/ Une étude plus précise des causes de la dispersion montre la nécessité de tenir compte des effets de l'ordre directionnel pour décrire correctement la variation angulaire de la dispersion.

A. RESULTATS DES MESURES

Nous étudions le comportement magnéto-résistif d'une couche de Fer Ni couplée à une couche de Fe Ni Mn présentant des propriétés antiferromagnétiques.

Ce type de couche ayant été étudié très complètement par C. Schlenker sur l'ensemble Co, CoO, nous nous sommes attaché, plus précisément, à éclaircir l'évolution de l'aimantation antiferromagnétique lorsque nous faisons faire un demi-tour au champ tournant.

Ajoutons que pour effectuer des mesures suffisamment précises, il est nécessaire que l'angle entre l'aimantation et le champ soit d'une dizaine de degrés lorsque le couple appliqué par le champ à l'aimantation est maximum, ce qui nous oblige à utiliser un champ tournant d'amplitude assez faible (10 à 15 oe).

L'étude des résultats obtenus avec un champ tournant montre qu'il serait bien plus simple, comme le laisse prévoir le § IB 2b, d'ajouter à ce champ tournant un champ constant opposé au champ de couplage.

Les résultats expérimentaux présentés sont ceux d'une couche présentant les caractéristiques suivantes : champ d'anisotropie 8 oe, champ de couplage 3 oe, épaisseur de Fer Ni 1000 Å.

1°) Etude en champ tournant sans compensation du champ de couplage

Les résultats de cette étude sont à rapprocher des courbes de couple obtenues à la balance de torsion par C. Schlenker (23-24); en effet, $M H \sin \psi - \theta$ représente le couple appliqué à la couche par le champ extérieur. Or, nous

nous intéressons à l'angle $\varphi - \theta$ qui est toujours inférieur à 15° .
On a donc $\sin \varphi - \theta \approx \varphi - \theta$.

a) Etude sans demi-tour

La figure (25) représente un pointé obtenu pour $H = 11$ oe.

La courbe représentant $\varphi - \theta = f(\varphi)$ (fig. 26) fait principalement apparaître des composantes en $\sin \varphi$ et $\sin 2\varphi$, caractéristiques de l'anisotropie uniaxiale et unidirectionnelle de la couche. Les composantes d'ordre plus élevé pouvant s'expliquer par la faiblesse du champ appliqué qui a autorisé une certaine dispersion de l'aimantation. En outre, l'aire comprise entre la courbe et l'axe des φ est négative, ce qui montre l'existence de l'hystérésis de rotation. Les origines de φ et θ n'étant pas repérées avec suffisamment de précision, nous ne pouvons donner de valeur de cette hystérésis.

b) Etude avec demi-tour

La figure 27 montre

le comportement des points sur le cycle après un demi tour du champ.

Nous remarquons que

les seize premiers points marqués après le demi tour ne sont plus jamais pointés lorsque le champ repasse dans la même position.

La figure 28 représente $\varphi - \theta = f(\varphi)$, φ variant de 0 à 520° . La fonction $f(\varphi)$ n'est alors pas tout à fait périodique.

Appelons $(\varphi - \theta)_1$ l'écart angulaire entre le champ et l'aimantation pour les points marqués juste après le demi tour et $(\varphi - \theta)_2$ ce même écart pour des points marqués après un tour complet de l'aimantation. La figure 29 représente la courbe $(\varphi - \theta)_1 - (\varphi - \theta)_2 = f(\varphi)$. Elle montre la façon dont se stabilise l'aimantation après un demi tour du champ.

Il importe surtout de remarquer que l'on peut clarifier le cycle magnétorésistif en compensant le champ de couplage (fig. 30 et 25). Nous rappelons qu'entre deux points consécutifs le champ a tourné de 10° .

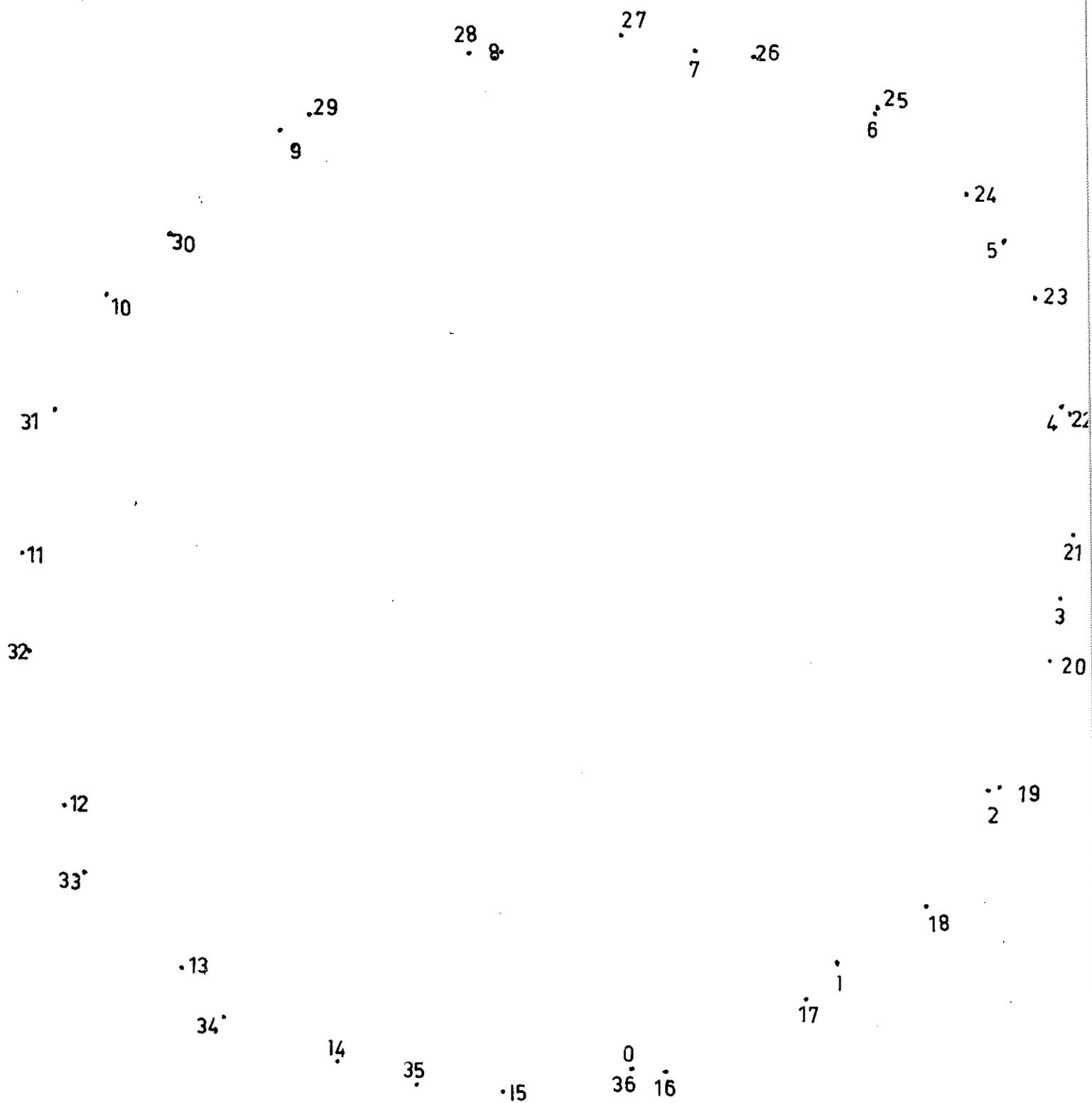


Fig. 25 - Pointé obtenu pour une couche de FeNi, FeNiMn (H = 11ae)

../. .

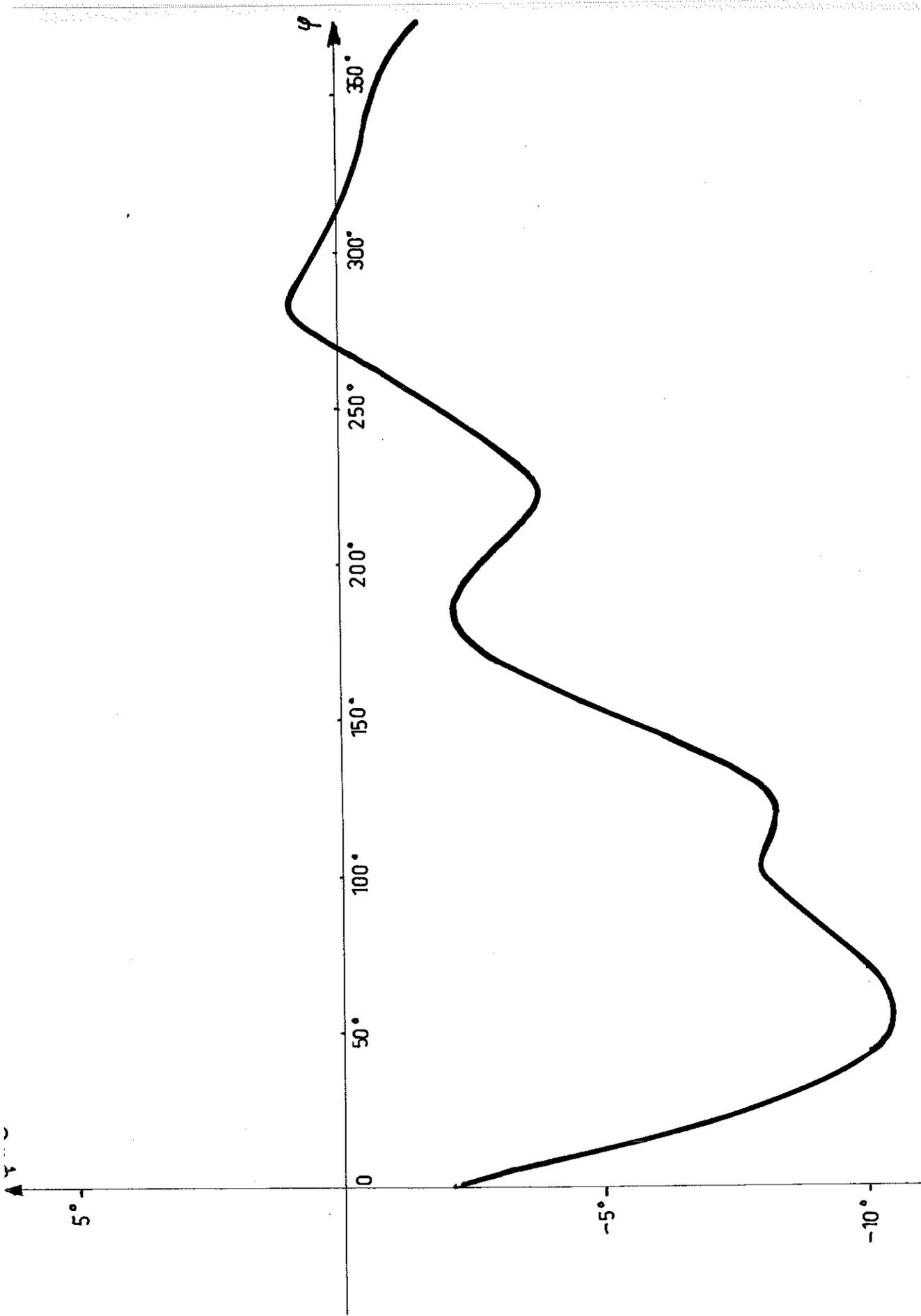


Fig. 26 - Ecart angulaire entre le champ et l'aimantation en fonction de l'angle de l'aimantation avec l'axe facile ($H = 300e$)

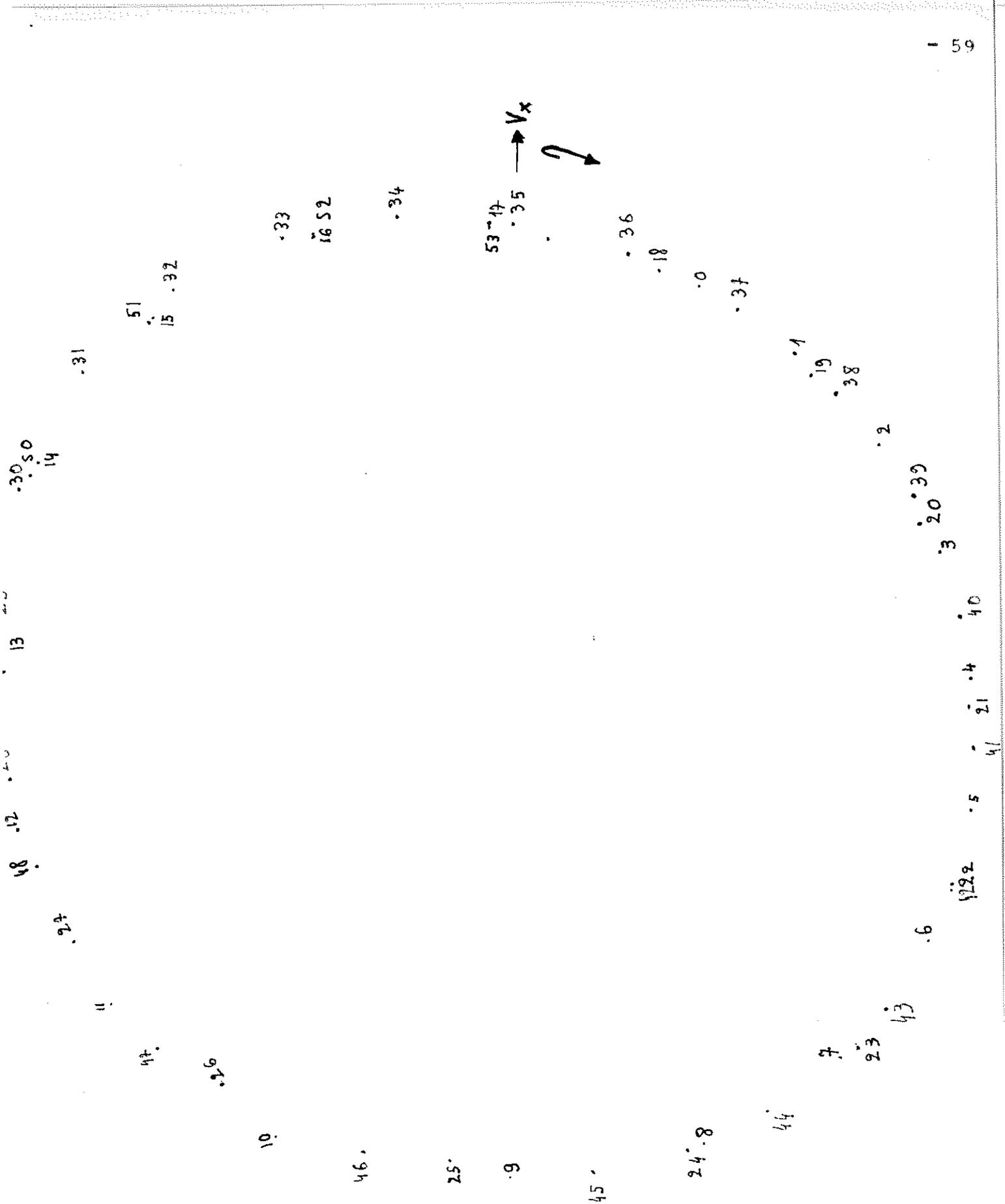


fig27 - pointé obtenu après un demi tour du champ ($H = 11$ oe)

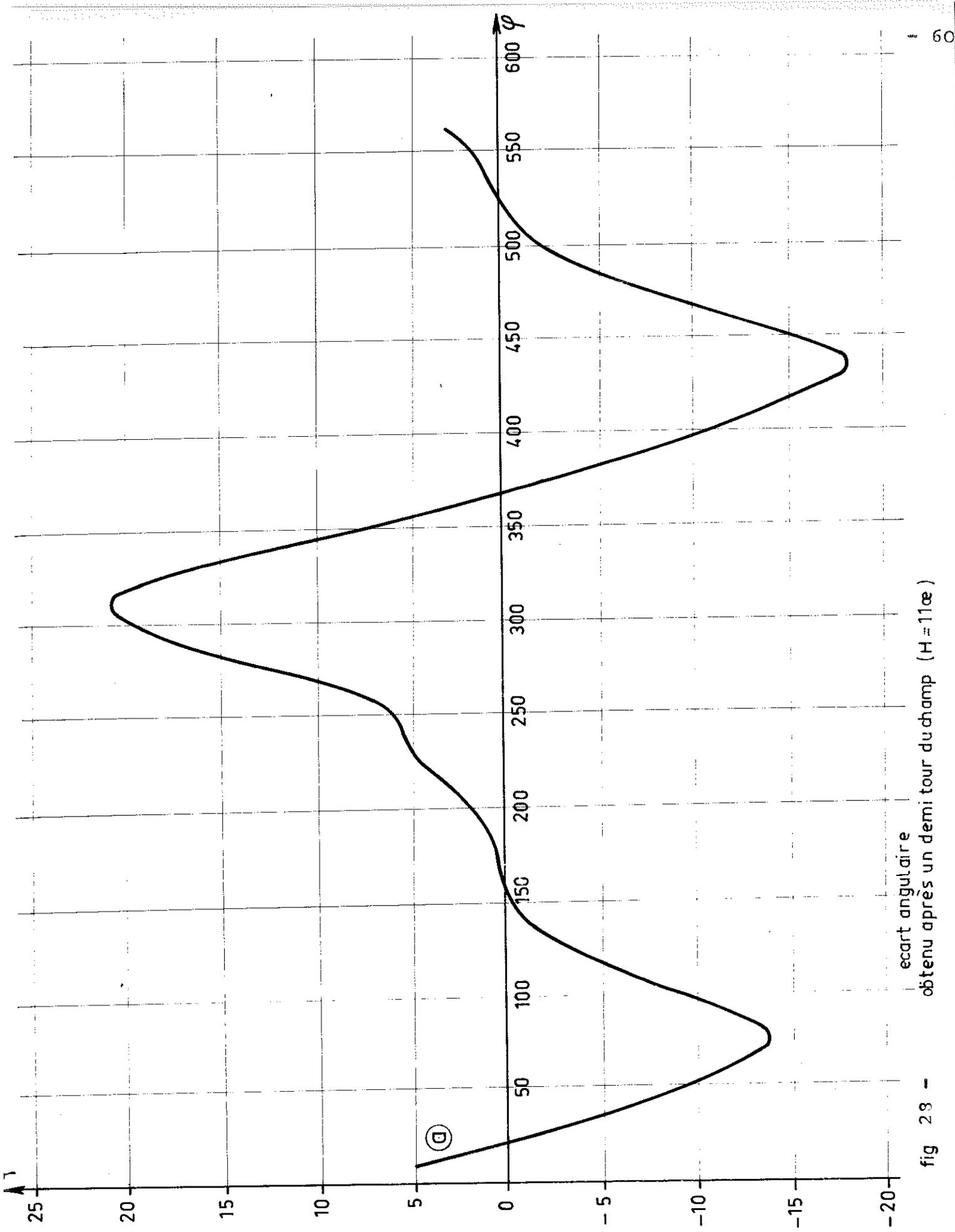


fig 28 -- ecart angulaire obtenu après un demi tour du champ ($H = 11\alpha$)

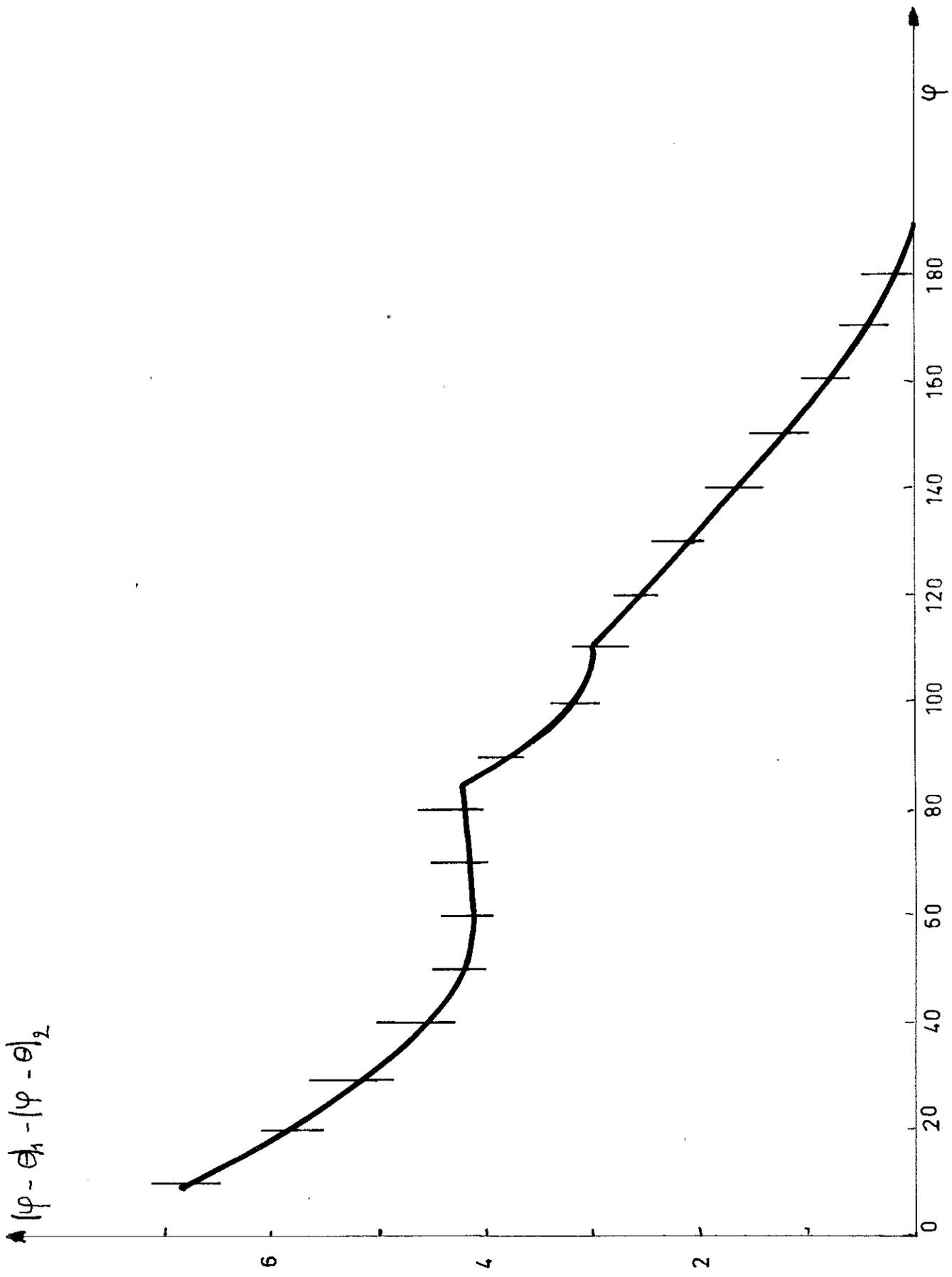


Fig. 29 - Stabilisation de l'aimantation après un demi tour du champ

2°) Etude des couches couplées en présence d'un champ tournant et d'un champ constant compensant le champ de couplage

L'intérêt de la compensation du champ de couplage réside en deux points essentiels :

- 1/ D'un point de vue pratique ; les pointés sont plus clairs car les points correspondant à deux positions opposées du champ sont pratiquement confondus (fig. 30).
- 2/ D'un point de vue plus fondamental ; l'aimantation ferromagnétique qui agit comme un champ sur l'aimantation superficielle antiferromagnétique varie moins au cours de la rotation car elle est sollicitée de manière plus symétrique et nous pouvons alors plus justement considérer que l'antiferromagnétique est soumis à un champ tournant constant.

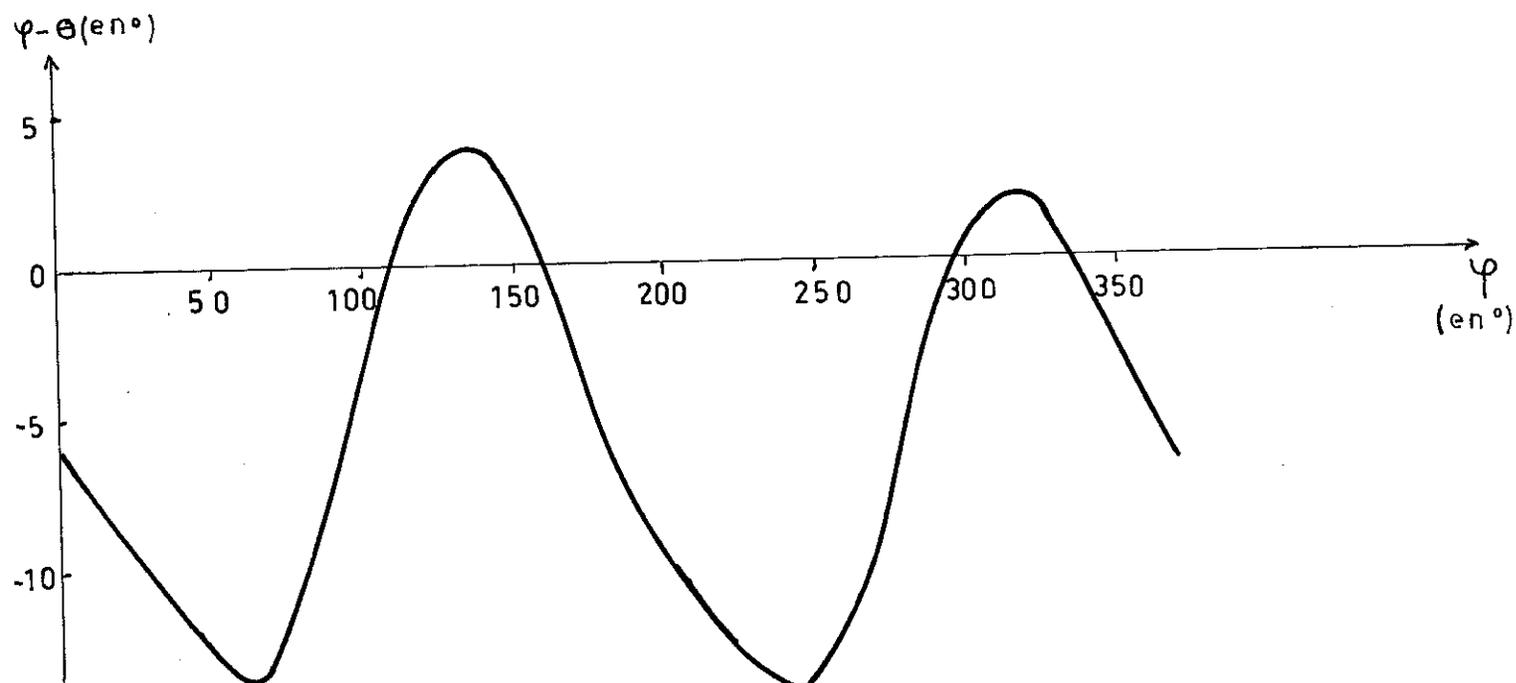
Les courbes $(\varphi - \theta) = f(\varphi)$ - fig. (31 a et 31 b) - ne présentent plus de composantes en $\sin \varphi$ mais uniquement une composante en $\sin 2\varphi$, les effets de l'anisotropie unidirectionnelle étant éliminés par le champ de compensation.

Les composantes d'ordre supérieur peuvent s'expliquer :

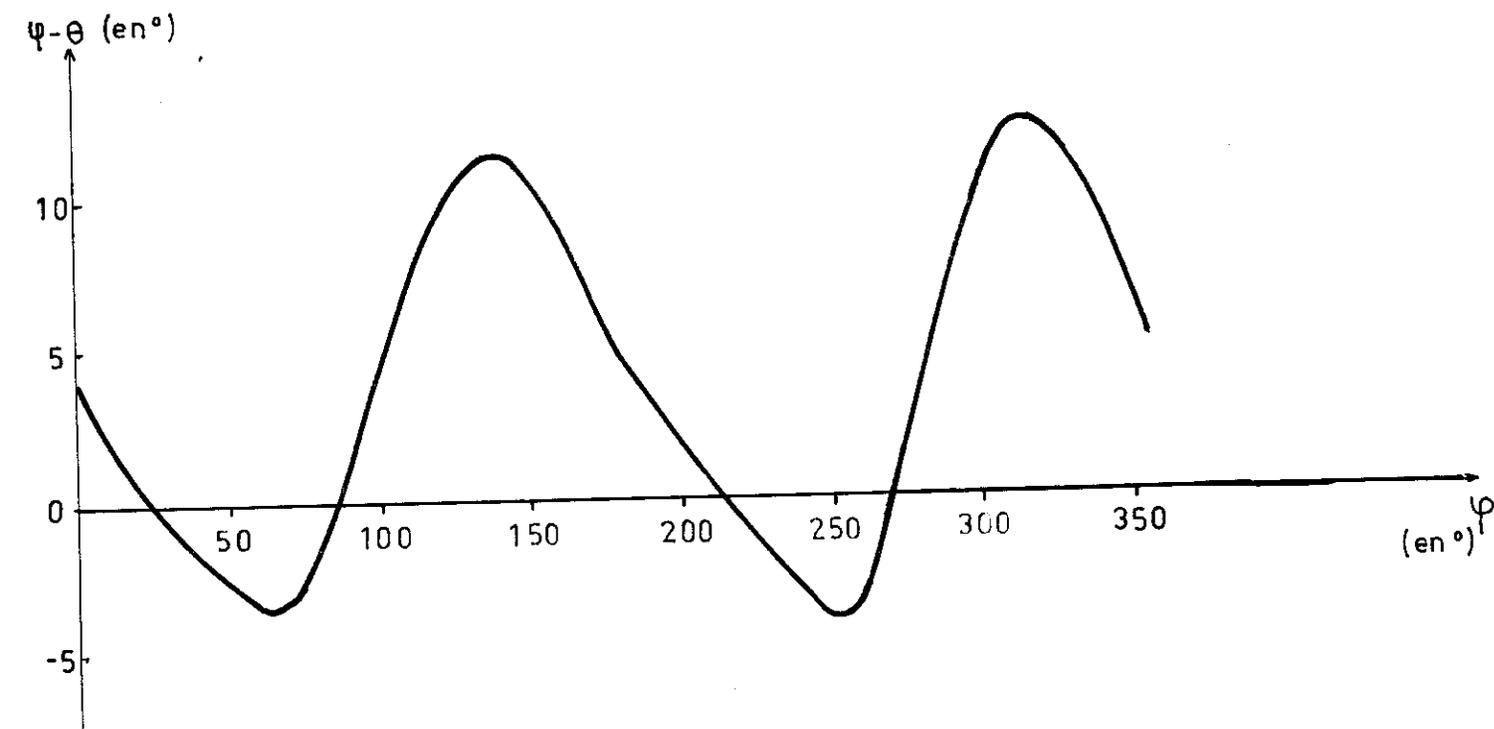
- 1/ par des effets dus à la dispersion de l'aimantation ferromagnétique,
- 2/ par la structure inhomogène possible du ferromagnétique et de l'antiferromagnétique.

Après un demi tour du champ, nous obtenons des résultats semblables à ceux du paragraphe précédent. Les figures 32 a, b représentent l'écart angulaire entre le champ et l'aimantation en fonction de l'angle de celle-ci avec l'axe facile. La fonction $(\varphi - \theta) = f(\varphi)$ n'est pas périodique tant que φ est inférieur à 160° . En définissant $(\varphi - \theta)_1$ et $(\varphi - \theta)_2$ de la même manière qu'au paragraphe précédent, nous pouvons tracer la courbe $(\varphi - \theta)_1 - (\varphi - \theta)_2 = f(\varphi)$ - fig. (33 a, b)

Dans ce cas, l'aimantation ne se stabilise pas de la même manière lorsque nous faisons le demi tour, l'aimantation ferromagnétique se trouvant dans le sens du champ de couplage ou en sens inverse.



b) champ tournant dans le sens inverse



a) champ tournant dans le sens direct

Fig. 31 - Ecart angulaire entre le champ et l'aimantation en fonction de l'angle de celle-ci avec l'axe facile ($H = 10$ oe).

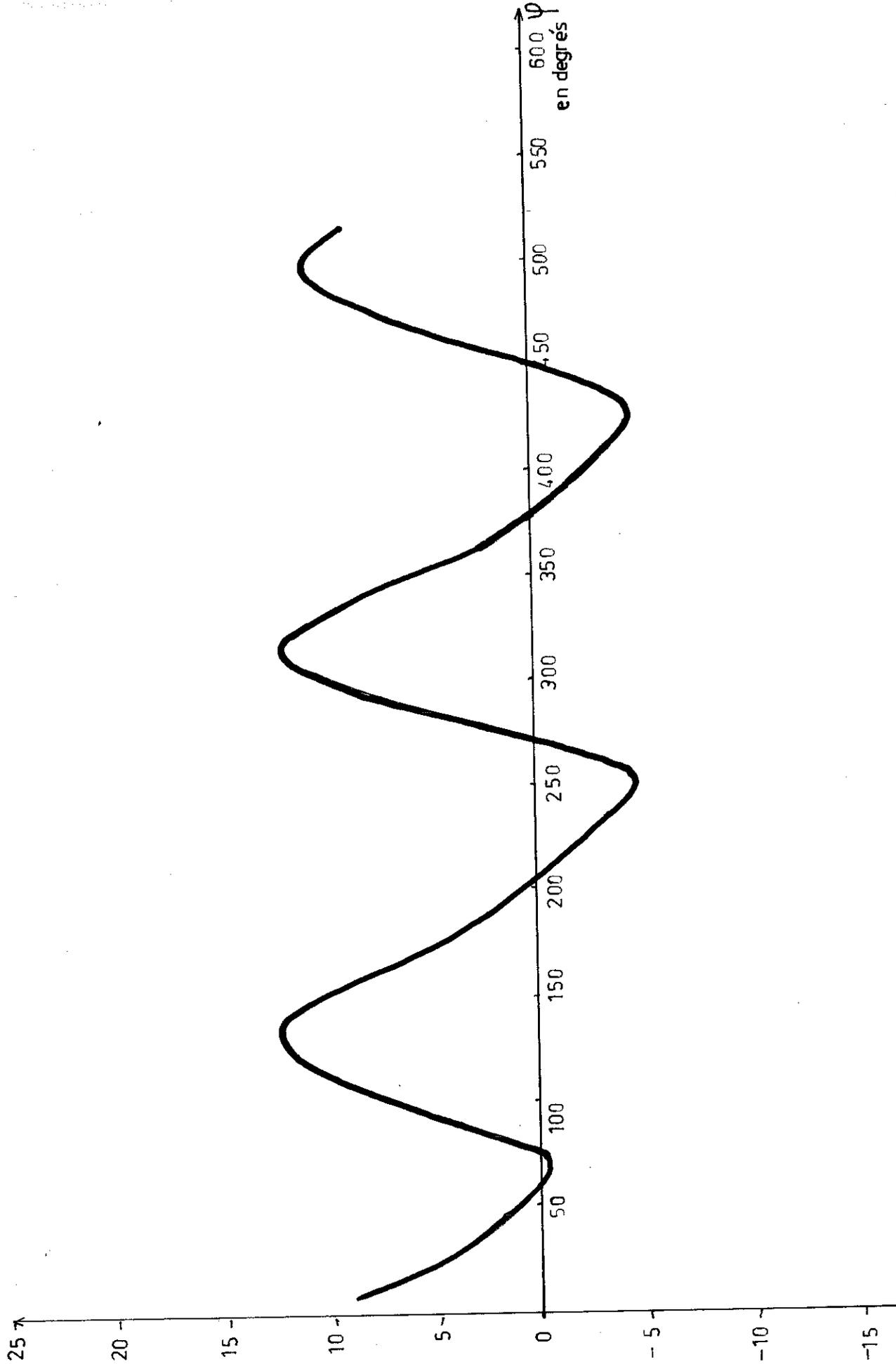


Fig. 32 a - Ecart angulaire entre le champ et l'aimantation en fonction de l'angle de celle-ci avec l'axe facile ($H = 10$ oe, le demi tour s'effectuant dans le sens direct, l'aimantation étant dans la direction du champ de couplage)

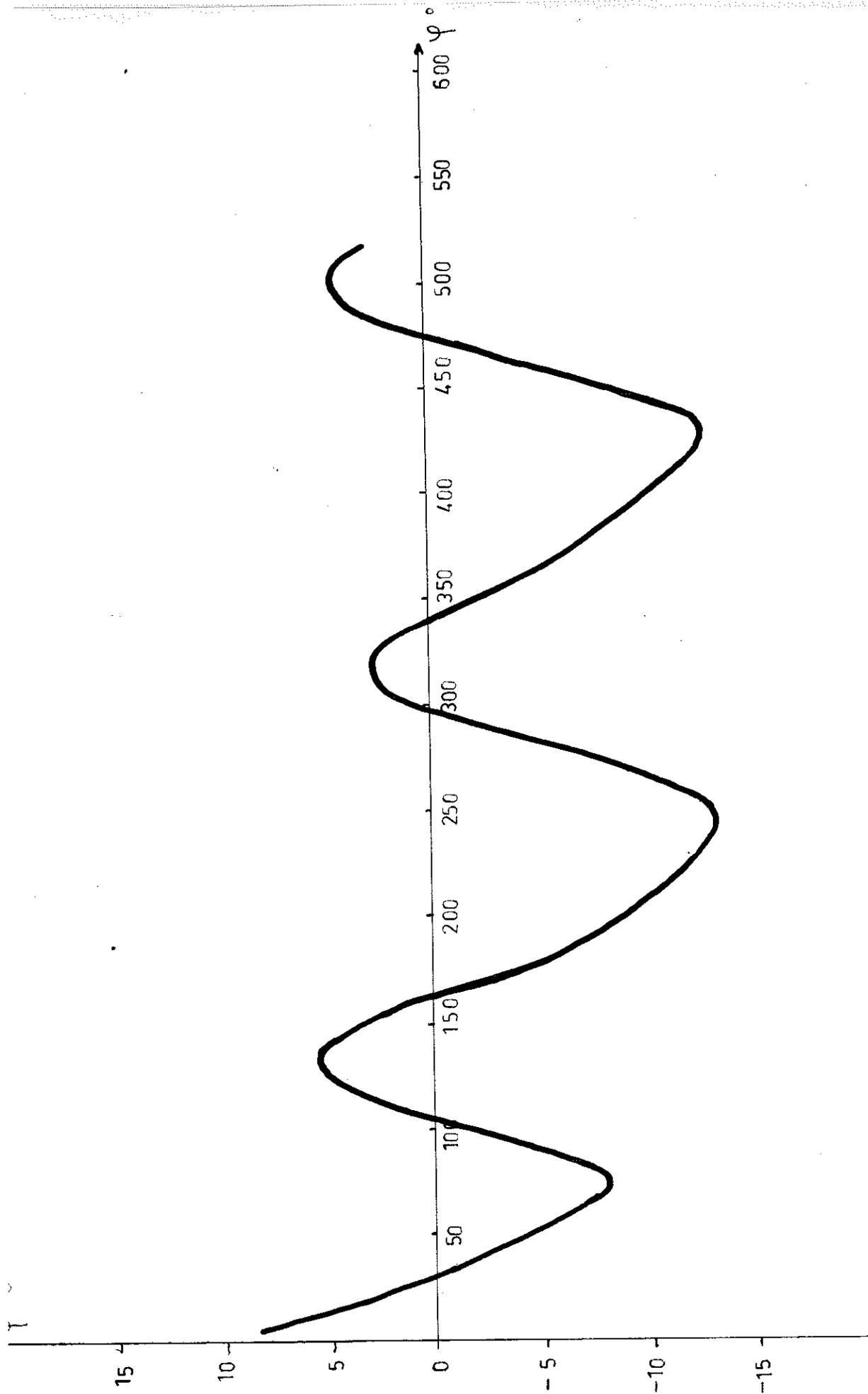


Fig. 32b - Ecart angulaire entre le champ et l'aimantation en fonction de l'angle de celle-ci avec l'axe facile ($H = 10$ oe, l'aimantation étant opposée au champ de couplage).

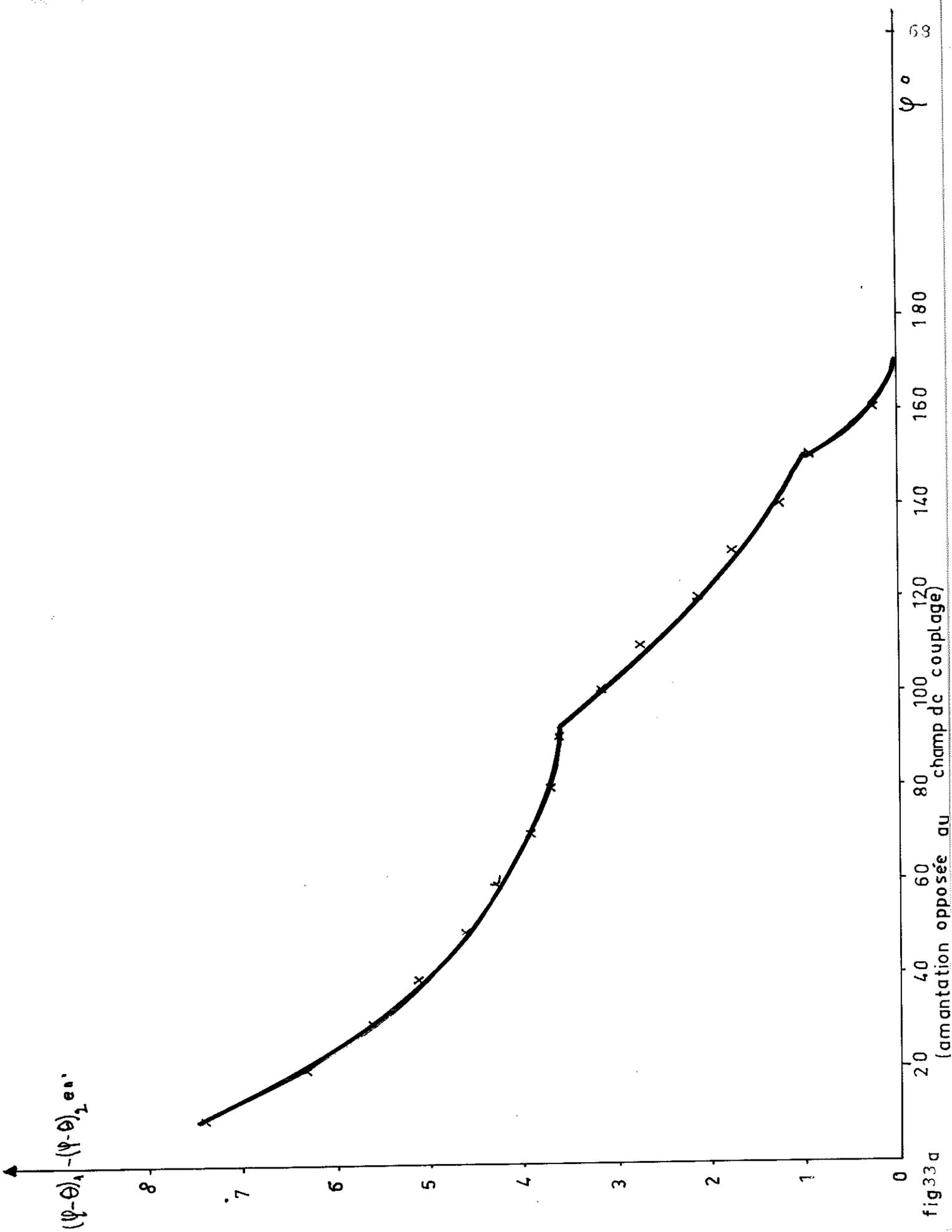


fig33a

(amantation opposée au champ de couplage)

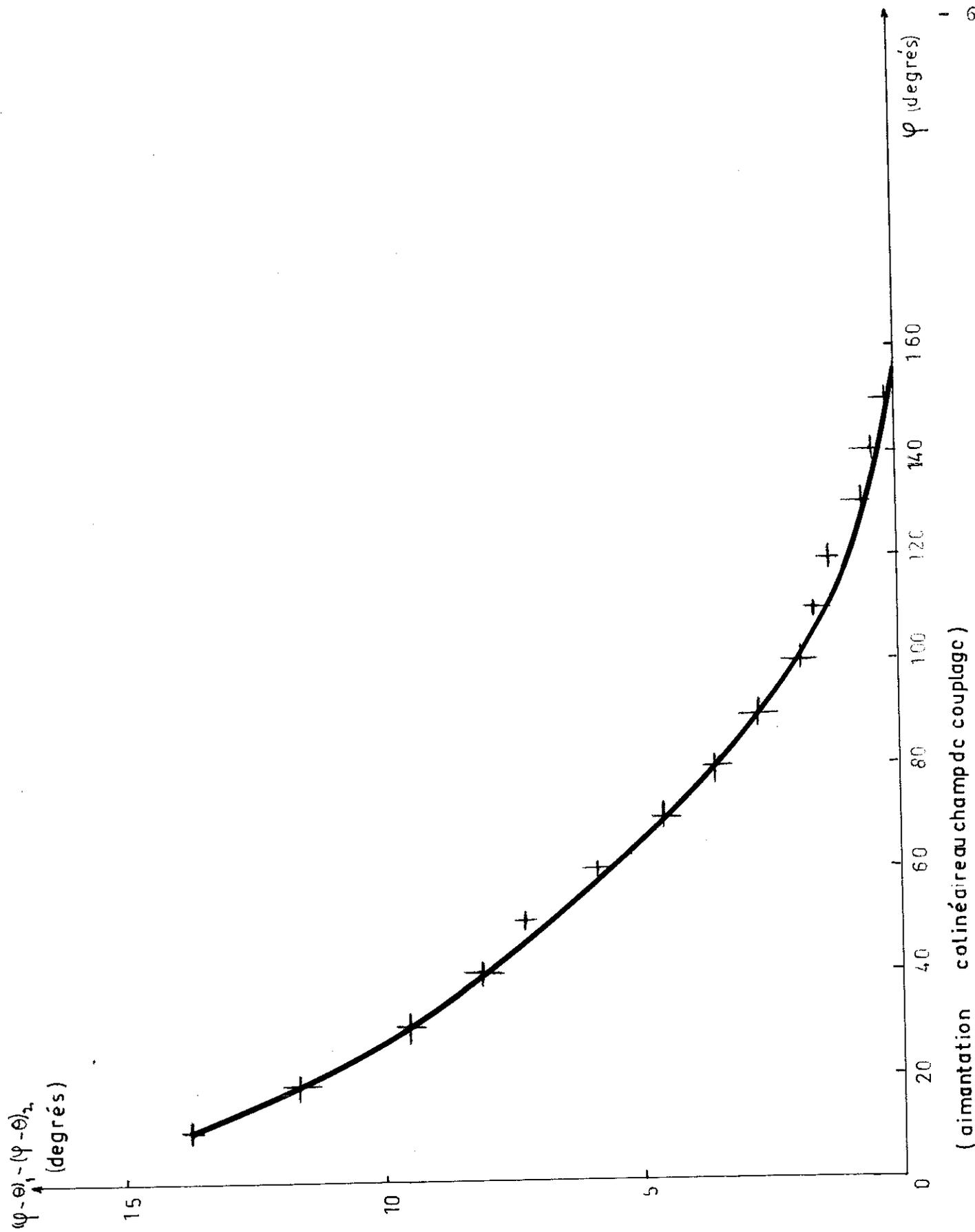


Fig 33 b (aimantation colinéaire au champ dc couplage)

INTERPRETATION DES RESULTATS RELATIFS AUX COUCHES DE FeNi, FeNiMn

Pour interpréter l'hystérésis observé par C. Schlenker (24) dans les structures Co-CoO, L. Néel suppose que :

- 1/ La couche ferromagnétique en tournant agit sur la couche antiferromagnétique comme un champ tournant de l'ordre de 10^6 oe.
- 2/ Les cristallites antiferromagnétiques participant à l'hystérésis sont tous identiques et leurs axes faciles sont répartis de manière isotrope dans le plan de la couche.

Les couches multiples CoO-Co et FeNiMn-FeNi ont un comportement semblable (23).

Nous admettrons donc que la couche antiferromagnétique de FeNiMn est divisée en régions indépendantes que nous nommerons "cristallites" et dont le comportement est identique à celles de CoO.

Nous appellerons par la suite cristallites, les zones antiferromagnétiques participant à l'hystérésis. Nous admettrons, par analogie avec le comportement d'une couche ferromagnétique uniaxiale, que les cristallites sont soumises de la part du champ fictif tournant à un couple dont la forme est schématisée fig (34).

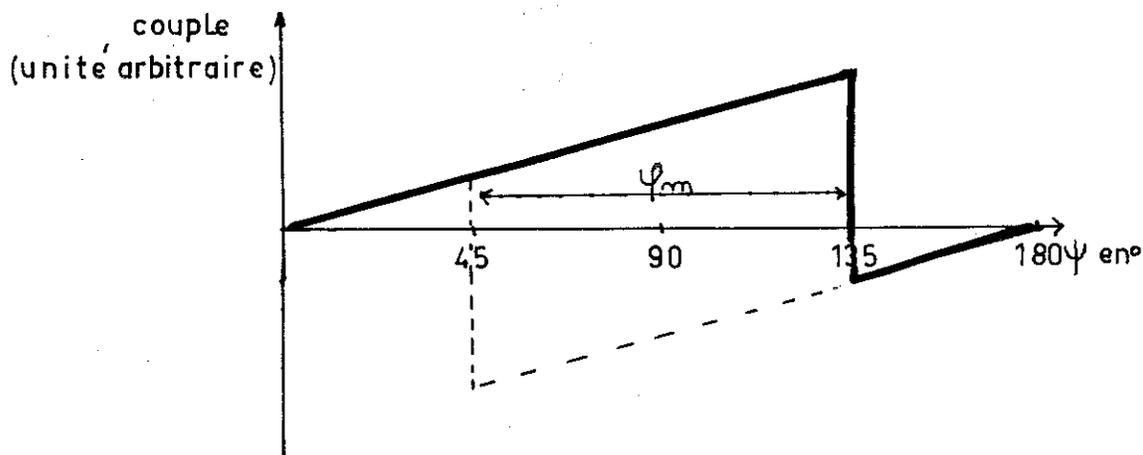


fig. (34) - forme du couple appliqué par l'aimantation ferromagnétique à un cristallite antiferromagnétique en fonction de ψ l'angle de l'aimantation ferromagnétique avec l'axe facile du cristallite.

Les cristallites étant dirigés au hasard, pour une direction donnée du champ fictif, chaque point de la courbe en trait plein représente le couple exercé par le champ fictif sur un cristallite situé dans une position donnée. Dans ces conditions, la figure (34) montre immédiatement que le champ fictif exerce sur l'ensemble des cristallites un couple moyen indépendant de l'angle de ce champ avec les axes de références, à condition que le champ tourne toujours dans le même sens. Autrement dit, l'ensemble des cristallites antiferromagnétiques applique à l'aimantation ferromagnétique un couple négatif constant au cours de la rotation de l'aimantation ferromagnétique, à condition que celle-ci tourne toujours dans le même sens. Ce couple est à l'origine de l'hystérésis antiferromagnétique.

Si le champ fictif fait demi tour, l'ensemble des points de la courbe en trait plein (fig.34) va se déplacer en décrivant la courbe en pointillé. Le couple négatif (le champ ne tournant plus dans le même sens, le couple change de signe) exercé par le champ sur l'ensemble des cristallites va s'annuler, puis prendre la valeur opposée à sa valeur de départ. Le couple exercé par les cristallites sur l'aimantation ferromagnétique a le comportement opposé.

Un calcul simple montre que ce couple noté γ suit la loi (1)

$$\gamma = \gamma_0 \left(1 - \frac{2\varphi}{\varphi_m} \right) \quad \text{pour } 0 < \varphi \leq \varphi_m \quad (1)$$

$$\gamma = -\gamma_0 \quad \text{pour } \varphi \geq \varphi_m$$

où γ_0 est le module du couple exercé par les cristallites sur l'aimantation ferromagnétique, φ_m défini sur la figure (34) caractérise les cristallites.

Les courbes expérimentales $(\varphi - \theta)_1 - (\varphi - \theta)_2 = f(\varphi)$ mesurent l'évolution de γ . En effet, nous avons

$$\gamma + \gamma_0 = (\varphi - \theta)_1 - (\varphi - \theta)_2$$

L'accord entre la théorie et l'expérience est mauvais :

- Les courbes expérimentales sont très différentes de la droite

prévue par l'équation (1)

- La théorie ne laisse pas prévoir l'évolution du couple pour ψ supérieur à 90° (ψ_m maximum = 90°). L. Néel a montré (25), en considérant des couches à aimantation déformable à la séparation des matériaux ferromagnétique et antiferromagnétique, que cet angle ψ_m pourrait être bien supérieur à 90° .

Il reste donc le premier point de désaccord. Nous allons le supprimer en supposant que les cristallites sont toujours dirigés au hasard et qu'ils sont caractérisés par des ψ_m différents. La distribution des ψ_m étant uniforme entre 0 et ψ_m - fig. (35).

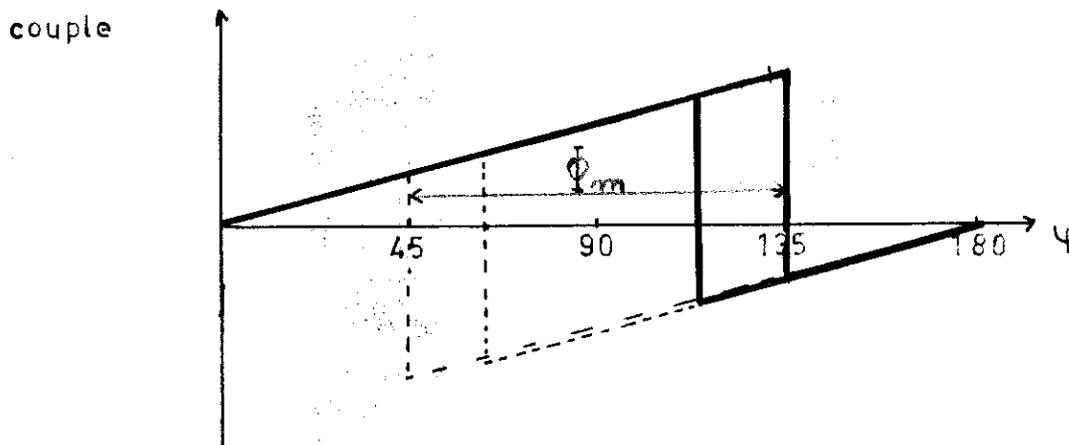


fig35 Couple exercé sur es cristallites de ψ_m différents

Après un demi-tour pour $\psi < \psi_m$
pour une rotation $d\psi$ du champ fictif, on a

$$d\gamma = B (\psi_m - \psi) d\psi$$

$$\text{soit } \gamma = \gamma_0 \left(1 - \frac{4\psi}{\psi_m} + \frac{2\psi^2}{\psi_m^2} \right) \quad (2)$$

en coordonnées réduites

$$\text{avec } y = \gamma / \gamma_0 \quad x = \frac{\psi}{\psi_m}$$

$$(2) \text{ s'écrit } y = 1 - 4x + 2x^2$$

En remarquant que $(\varphi - \theta)_1 - (\varphi - \theta)_2 = \gamma + \gamma_0$

Nous avons reporté (fig 36) en coordonnées réduites les courbes d'équation

$(\varphi - \theta)_1 - (\varphi - \theta)_2 = f(\varphi)$, le champ de couplage étant compensé
et $y = 2 - 4x + 2x^2$

- L'accord est excellent pour un demi-tour effectué, l'aimantation étant dans le sens du champ de couplage. (fig 36)
- L'accord est moins bon pour un demi-tour effectué, l'aimantation étant à l'opposé du champ de couplage. (fig. 33a)

Cependant, l'accord est correct si l'on considère l'évolution du couple jusqu'à $\varphi = 90^\circ$ seulement. Jusqu'à $\varphi = 90^\circ$, tout se passe comme si les cristallites à aimantation déformable ne participaient pas à l'évolution du couple (fig 37)

Il semble donc que les cristallites responsables du champ de couplage jouent un certain rôle, même lorsque le champ a été compensé. Il n'a pas été possible de définir clairement ce rôle :

- Soit ces cristallites dispersent l'aimantation ferromagnétique rendant alors le champ fictif moins intense (effet parasite),
- Soit ces cristallites bloquent les régions à aimantation déformable.

En résumé, nous avons donc vérifié les points suivants :

Les cristallites responsables de l'hystérésis ont

1°/ leurs axes faciles répartis de manière isotrope,

2°/ leurs angles critiques distribués de manière uniforme entre

$\frac{\pi}{4}$ et $\frac{\pi + \phi_m}{2}$

3°/ ϕ_m étant supérieur à $\frac{\pi}{2}$, l'aimantation se déforme dans l'épaisseur de la couche.

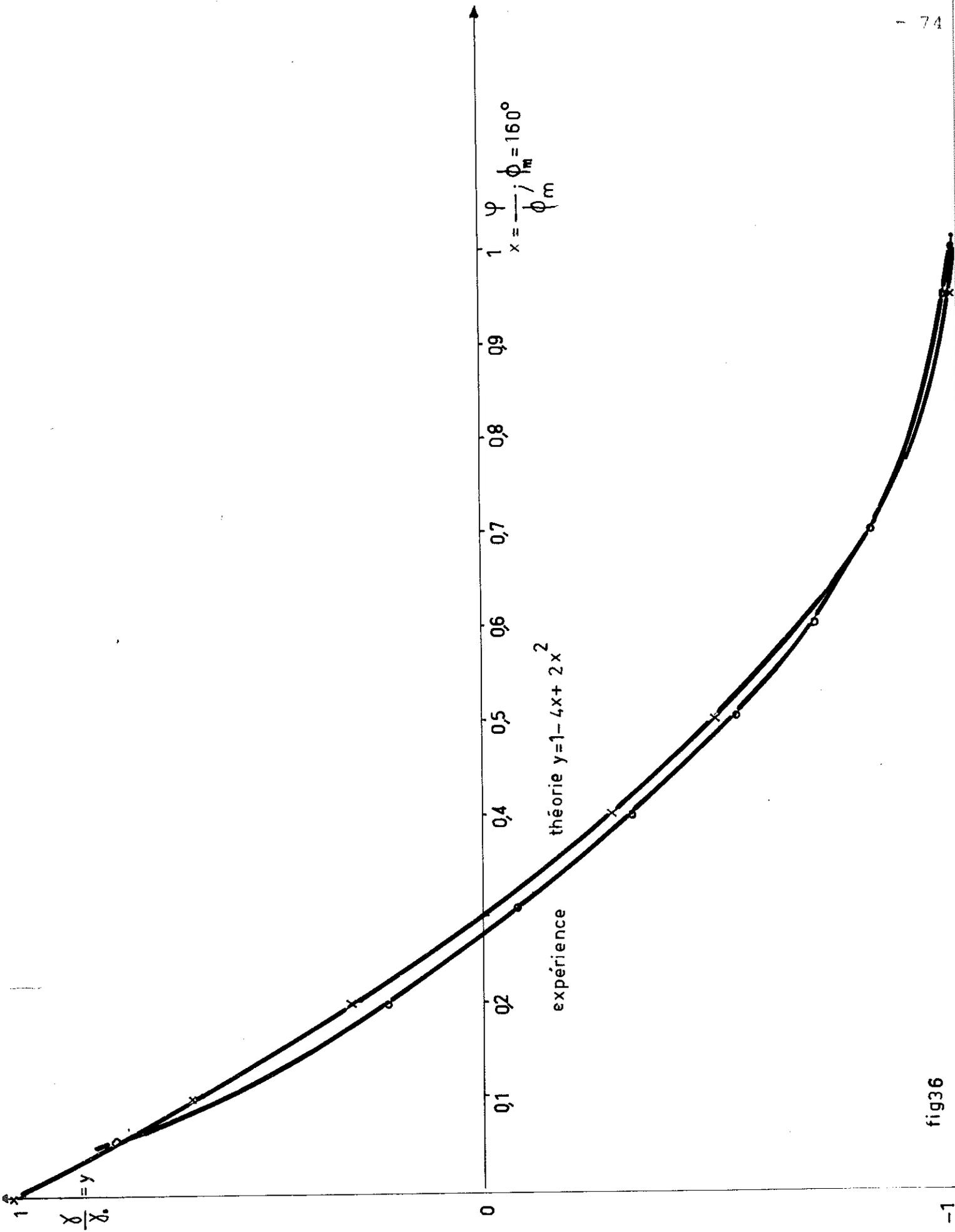


fig36

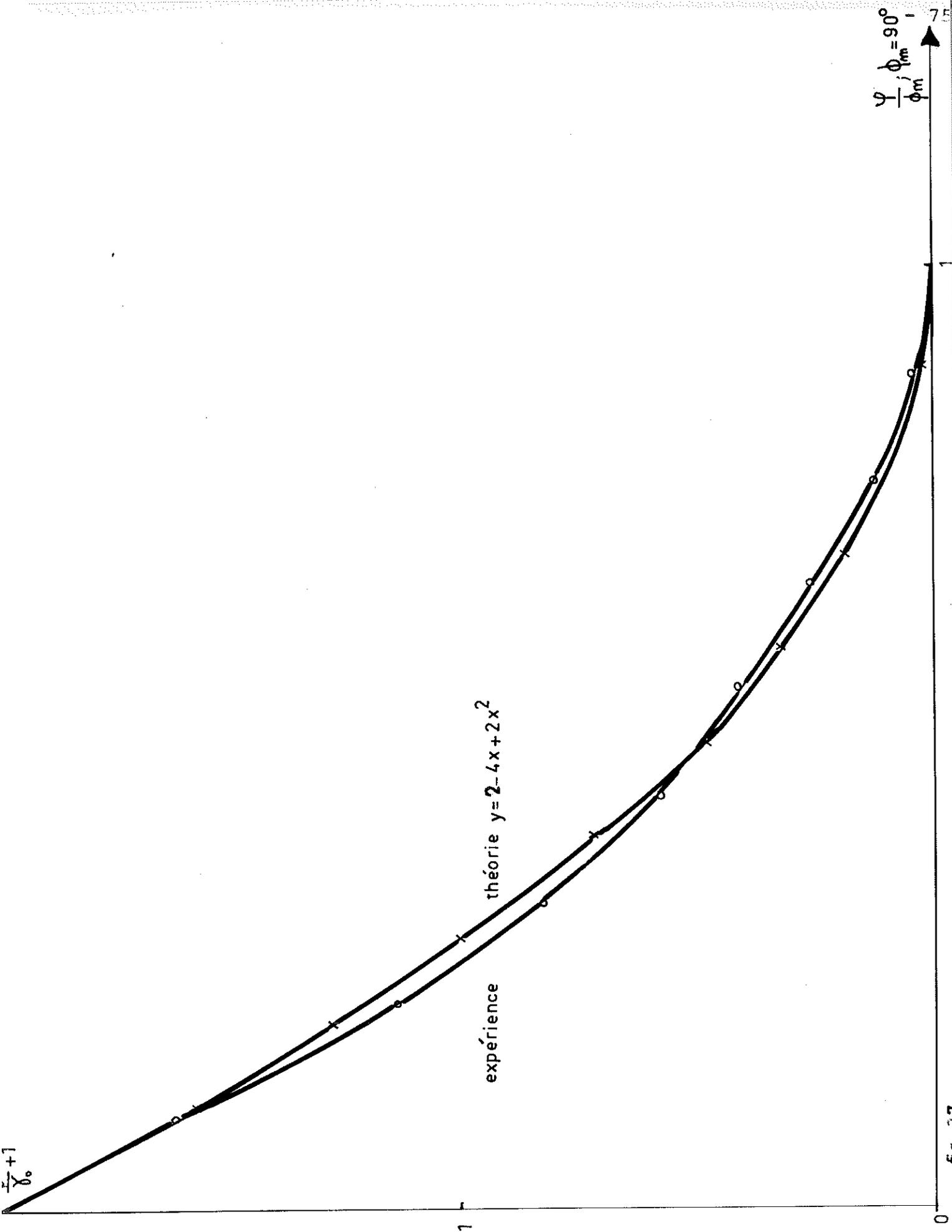


fig 37

CONCLUSION

Le traceur de cycles magnéto-résistifs que nous avons réalisé nous a permis d'effectuer deux types de mesures sur les couches minces magnétiques :

1°/ Les mesures des rayons vecteurs des cycles magnéto-résistifs obtenus avec les couches de FeNi nous ont permis, malgré leur imprécision, d'obtenir quelques résultats originaux sur le comportement angulaire de la dispersion de l'aimantation dans les couches minces de Fer Nickel.

Ces résultats s'interprètent simplement par un modèle phénoménologique basé sur l'équation d'équilibre de l'aimantation dans une structure uniaxiale. Nous avons en outre montré, en généralisant les calculs de Roth et Hoffmann, que les résultats expérimentaux ne sont interprétables qu'en considérant les effets combinés de l'anisotropie magnétocristalline et de l'ordre directionnel, prouvant ainsi que ce second phénomène n'est pas toujours négligeable dans l'étude de la dispersion de l'aimantation des films minces uniaxiaux.

2°/ Les mesures d'angle entre le champ tournant appliqué et l'aimantation, effectuées sur des couches couplées FeNi, FeNiMn nous ont permis de préciser le mécanisme du réarrangement de l'aimantation antiferromagnétique après un demi-tour du champ tournant appliqué.

Malgré l'inconvénient d'utiliser un champ tournant faible, la loi expérimentale obtenue nous permet de vérifier et de préciser les hypothèses de L. Néel.

Nous considérerons donc que :

- 1/ Les cristallites antiferromagnétiques responsables de l'hystérésis ont leurs axes faciles répartis de manière isotrope.
- 2/ Leurs angles critiques sont distribués de manière uniforme.
- 3/ L'aimantation se déforme dans l'épaisseur de la couche.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) Hebbert and Schwee,
Thin Film Magnetoresistance Magnetometer , The review of scientific instruments, Vol. 37, n° 10, Oct. 1966
- (2) Battard and Gallimier,
Optimization of the planar Hall effect in ferromagnetic thin films for device design, IEEE Trans. on Mag. Vol. Mag. 5, n° 1, March 69
- (3) Hirsch,
Influence of a magnetic field on the electrical resistance of thin ferromagnetic layers at low temperature, Physica 25, 581 - 589, 1959
- (4) R.C. Johnston,
Sensitive pulsed magnetoresistance measurement of magnetic film H_K , J.A.P., Vol. 37, n° 3, 1466-1467, Mars 1966
- (5) Smith, Weiss, Harte,
Measured relaxation time for the uniaxial anisotropy spectrum in non magnetostrictive permalloy films, J.A.P., Vol. 37, n° 3, 1464-1465, 1. Mars 1966
- (6) Coren and Juretschke,
Magnetoresistance and domain structure in thin Nickel films, Phys. Rev., Vol. 126, n° 4, 1378 - 1385, May 1962
- (7) Fujii, U. Chiyoma, T. Sunashima, Sakaki, Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Nagoya University, Nagoya, Japon,
- (8) Ehresman and Olson,
Variation in Anisotropy magnitude and magnetization direction in planar films under equilibrium conditions, J.A.P., Vol. 37, n° 3, 1. Mars 1966
- (9) Comstock, Sharp, Frontsvog, Pohm,
Average ripple - angle magnitude, wall pinning and susceptibility in thin permalloy films
- (10) Bozorth, p. 745
- (11) L. Néel,
Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d'orientation, Journal de Physique et Radium, tome 15, n° 4, Avril 1954

- (12) Prutton,
Thin ferromagnetic films, p. 55 à 60 et 114 à 120
- (13) Ranc,
La technique des couches minces et son application à la
microscopie électronique, Rapport C.E.A. 1117
- (14) J.C. Bruyère,
Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Grenoble,
"Contribution à l'étude d'une interaction magnétique variable
se manifestant entre deux couches minces ferromagnétiques
non en contact direct", 7 Juillet 1966
- (15) Midelhoek,
Thèse : Ferromagnetic domains in thin films
- (16) Kouvel and Kaspers,
Long range antiferromagnetism in disordered FeNiMn alloys,
J. Phys. Elem. Solids, 24 - 529, 1963
- (17) Vautier,
Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Rouen (1967)
- (18) H. Roux-Buisson and J.C. Bruyère,
Magnetoresistance effect in thin magnetic structures,
J. of Vac. Science and Technology, Vol. 6 n° 4
- (19) Filbrick, Manual
- (20) Roth,
Phys. Status Solidi, 14, 1115 (1966)
- (21) Hoffmann,
Quantitative calculation of the magnetic ripple of uniaxial
thin permalloy films, J.A.P., Vol. 35, n° 6, 1790-1793,
June 1964
- (22) Fujii et al.,
Random anisotropy of crystallites in thin films, Faculty
of Engineering, Nagoya University, Nagoya, Japon,
- (23) C. Schlenker,
Couplage ferro-antiferromagnétique et traînage magnétique
dans les couches minces multiples Co CoO et Ni NiO, Phys.
Stat. Sol. 28, 507 (1968)
- (24) C. Schlenker,
Etude des pertes par hystérésis oscillante dans des couches
minces multiples avec couplage ferro-antiferromagnétique,
Journal de Physique, Suppl. au n° 2-3, tome 29, Mars 1968,
page C 2 - 157

- (25) L. Néel,
Etude théorique du couplage ferro-antiferromagnétique dans
les couches minces, Ann. Phys., t. 2, 1967, pp. 61-80

- (26) F. Gallissot et R. Vergne,
Les propriétés physiques des polycristaux considérées comme
des valeurs moyennes de celles des monocristaux, Publications
scientifiques et techniques du Ministère de l'Air.

ANNEXE I

Valeurs moyennes de monômes de cosinus directeurs (26)

Soient un repère orthogonal fixe $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$, et un repère orthogonal mobile $\vec{\varepsilon}_1, \vec{\varepsilon}_2, \vec{\varepsilon}_3$. fig. (1).

Le plan $(\vec{\varepsilon}_2, \vec{\varepsilon}_1)$ coupe le plan (\vec{e}_1, \vec{e}_2) selon la direction $\vec{\varepsilon}$. Soient ψ l'angle $(\vec{e}_1, \vec{\varepsilon})$ compris entre 0 et 2π et μ l'angle $(\vec{\varepsilon}, \vec{\varepsilon}_1)$ compris entre 0 et 2π .

Soit θ l'angle $(\vec{e}_3, \vec{\varepsilon}_3)$ compris entre 0 et π

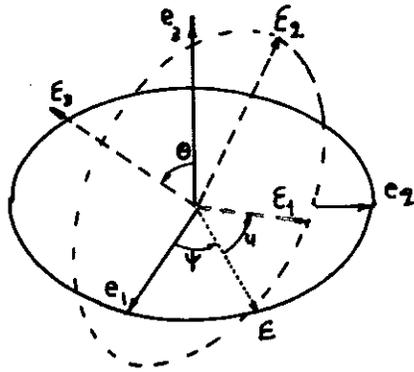


fig. 1

Les cosinus directeurs des vecteurs $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$, dans le repère e_1, e_2, e_3 , sont alors donnés par le tableau suivant :

	<u>ϵ_1</u>		<u>ϵ_2</u>
e_1	$\cos u \cos \psi - \sin u \cos \theta \sin \psi$		$-\sin u \cos \psi - \cos u \cos \theta \sin \psi$
e_2	$\cos u \sin \psi + \sin u \cos \theta \cos \psi$		$-\sin u \sin \psi + \cos u \cos \theta \cos \psi$
e_3	$\sin u \sin \theta$		$\cos u \sin \theta$

	<u>ϵ_3</u>
e_1	$\sin \theta \sin \psi$
e_2	$-\sin \theta \cos \psi$
e_3	$\cos \theta$

tableau 1

Nous voulons calculer la valeur moyenne d'un monôme M de cosinus directeurs sur tout l'espace.

soit \bar{M} cette valeur moyenne,

on a :

$$\bar{M} = \frac{1}{8\pi^2} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} M \sin \theta d\theta du d\psi$$

Les intégrales ci-dessous nous permettent de calculer facilement toutes les valeurs de \bar{M} .

$$J(2p, 2m) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\sin x)^{2p} (\cos x)^{2m} dx$$

$$= \frac{[(2p-1) \dots 3 \dots 1] [(2m-1) \dots 3 \dots 1]}{(2p+2m) (2p+2m-2) \dots 4 \dots 2}$$

$$K(2n, 2p) = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} (\sin x)^{2n+1} (\cos x)^{2p} dx = \frac{2 \cdot n \dots 2}{(2n+2p+1) \dots (2p+1)}$$

exemple :

Soit à calculer $\overline{\beta_i^2 C_i^6}$

On prend (cf tableau)

$$C_i = \cos \theta \quad \beta_i = \cos u \sin \theta$$

$$\overline{\beta_i^2 C_i^6} = \frac{1}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi} \sin^3 \theta \cos^6 \theta d\theta \int_0^{2\pi} \cos^2 u du$$

$$= J(2,0) \cdot K(2,6) = \frac{1}{2} \cdot \frac{2}{9 \cdot 7} = \frac{1}{63}$$

ANNEXE II

Erreur due à l'inhomogénéité du courant dans la lame.

Considérons une inhomogénéité dans une couche mince considérée comme homogène par ailleurs - fig. 1.

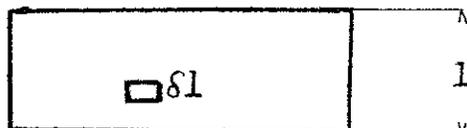


fig 1

Soit I , le courant total traversant la lame de largeur l et δI le courant passant dans l'inhomogénéité de largeur δl .

Soit ρ , la résistivité de la lame et $\rho + \delta\rho$ la résistivité de l'inhomogénéité. Appelons a l'épaisseur de la lame.

W étant l'énergie dissipée dans la tranche de longueur dx , on a :

$$W = \frac{\rho dx}{(l - \delta l)a} (I - \delta I)^2 + \frac{(\rho + \delta\rho) dx}{\delta l a} \delta I^2$$

A l'équilibre on a : $\frac{dW}{d\delta I} = 0$

$$\text{Soit } \frac{I}{al} \cdot \frac{a \delta l}{\delta I} = 1 + \frac{\delta\rho}{\rho} - \frac{\delta l \delta\rho}{\rho l}$$

Supposons que $\delta l \ll l$

Soit J_{moy} la densité de courant moyenne

et J_{loc} la densité de courant local,

$$\text{on a } J_{\text{loc}} = J_m \left(1 - \frac{\delta\rho}{\rho}\right) \text{ si } \delta\rho \ll \rho$$

or $\delta\rho$ est de la forme $\Delta\rho d\varphi$.

$\Delta\rho$ étant le rayon du cercle magnétorésistif et $d\varphi$ l'écart de l'aimantation par rapport à la direction moyenne.

La variation de J apporte donc au signal magnétorésistif une contribution de la forme $\frac{\Delta\rho}{\rho} d\varphi$ alors que la variation de résistivité apporte une contribution de la forme $d\varphi$.

$\frac{\Delta\rho}{\rho}$ étant petit (inférieur à 1 %).

Nous pouvons négliger la variation de J dans la couche. C'est ce que notent Coren et Juretschke (6).

VU

Grenoble, le

Le Président de la Thèse,

A handwritten signature in black ink, appearing to be 'H. H. H.', written in a cursive style.

VU

Grenoble, le

Le Doyen de la Faculté des Sciences,