

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Guy AUBERT

Agrégé de l'Université

Ancien élève de l'Ecole Normale Supérieure de Saint-Cloud

PREMIÈRE THÈSE

Étude de l'anisotropie magnétocristalline
Application au Nickel

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 7 juillet 1966 devant la Commission d'examen

MM. L. NÉEL

Président

J. FRIEDEL

P. BRISSONNEAU

R. PAUTHENET

} Examineurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Doyen Honoraire

M. MORET

Doyen

M. WEIL L. Chaire de Thermodynamique

Professeurs Titulaires

MM. NÉEL L.	Chaire de Physique Expérimentale	MM. VAUQUOIS B.	Chaire de Calcul Electronique
HEILMANN R.	Chaire de Chimie	SILBER R.	Professeur à titre personnel
KRAVTCHEKOV J.	Chaire de Mécanique Rationnelle	BARBIER J. C.	Chaire de Physique
CHABAUTY C.	Chaire de Calcul Différentiel et Intégral	KOSZUL J. L.	Chaire de Mathématique MPC
PARDE M.	Chaire d'Hydrologie Fluviale	BUYLE-BODIN M.	Chaire d'Electronique
BENOIT J.	Chaire de Radioélectricité	DREYFUS B.	Professeur à titre personnel
CHENE M.	Chaire de Chimie Papetière	KLEIN J.	Professeur à titre personnel
BESSON J.	Chaire de Chimie	VAILLANT F.	Professeur à titre personnel
FELICI N.	Chaire d'Electrostatique	ARNAUD P.	Chaire de Chimie MPC
KUNTZMANN J.	Chaire de Mathématiques Appliquées	SENGEL P.	Chaire de Zoologie
BARBIER R.	Chaire de Géologie Appliquée	BARJON R.	Professeur à titre personnel
SANTON L.	Chaire de Mécanique des Fluides	BRISSENEAU P.	Professeur à titre personnel
OZENDA P.	Chaire de Botanique	Mme KOFLE L.	Professeur à titre personnel
FALLOT M.	Chaire de Physique Industrielle	MM. BARNOUD F.	Chaire de Biosynthèse de la Cellulose
GALVANI O.	Professeur à titre personnel	GAGNAIRE D.	Chaire de Chimie Physique
MOUSSA A.	Chaire de Chimie Nucléaire	GIRAUD P.	Professeur sans chaire
TRAYNARD P.	Chaire de Chimie Générale	GIDON P.	Professeur sans chaire
SOUTIF M.	Chaire de Physique Générale	PERRET R.	Professeur sans chaire
CRAYA A.	Chaire d'Hydrodynamique	Mme BARBIER M. J.	Professeur sans chaire
REULOS R.	Professeur à titre personnel	Mme SOUTIF J.	Professeur sans chaire
AYANT Y.	Professeur à titre personnel	MM. COHEN J.	Professeur sans chaire
GALLISSOT F.	Professeur à titre personnel	DEPASSEL R.	Professeur sans chaire
Mlle LUTZ E.	Chaire de Mathématiques	ANGLES D'AURIAC	Professeur sans chaire
MM. BLAMBERT M.	Professeur à titre personnel	DUCROS P.	Professeur sans chaire
BOUCHEZ R.	Professeur à titre personnel	GASTINEL A.	Professeur sans chaire
LLIBOUTRY L.	Chaire de Géologie et Minéralogie	GLENAT R.	Professeur sans chaire
MICHEL R.	Chaire d'Electrochimie et	LACAZE A.	Professeur sans chaire
BONNIER E.	Electrometallurgie	BARRA J.	Professeur sans chaire
DESSAUX G.	Chaire de Physiologie Animale	COUMES A.	Professeur sans chaire
PILLET E.	Chaire de Physique Industrielle et	DEGRANGE C.	Professeur sans chaire
DEBELMAS J.	Electrotechnique	PEBAY-PEROUA	Professeur sans chaire
GERBER R.	Chaire de Géologie Générale	PERRIAUX J.	Professeur sans chaire
PAUTHENET R.	Professeur à titre personnel	RASSAT A.	Professeur sans chaire
	Professeur à titre personnel	ROBERT A.	Professeur sans chaire

Professeurs associés

MM. NAPP-ZINN	M. MATSUSHIMA Yozo
DUTTON Guy	

Maîtres de Conférences

MM. BIAREZ J. P.	MM. BRIERE G.
DODU J.	DESRE P.
HACQUES G.	LAJZEROWICZ J.
LANCIA R.	VALENTIN P.
Mme KAHANE J.	BERTRANDIAS J. P.
MM. POLOUJADOFF M.	BONNETAIN L.
DEPOMMIER P.	LAURENT P.
DEPORTES C.	CAUBET J. P.
Mme BOUCHE L.	PAYAN J. J.
MM. SARROT-REYNAULD	Mme BERTRANDIAS F.
CAUQUIS G.	MM. FONTANGES R.
BONNET G.	LONGUEUE J. P.
BONNIER M. J.	NIVAT M.
KAHANE A.	SOHM J. C.
DOLIQUE J. M.	ZADWORYN F.

Maîtres de Conférences Associés

MM. RADELLI	M. WAHIYAMA T.
KEYSTON J.	

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION.....	7
I - DESCRIPTION PHENOMENOLOGIQUE DE L'ANISOTROPIE FERROMAGNETIQUE ET METHODES EXPERIMENTALES DE DETERMINATION.....	9
1 - Définition de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline.....	9
2 - Méthodes expérimentales de détermination des constantes d'anisotropie..	10
II - L'APPAREILLAGE DE MESURE DE COUPLES.....	13
1 - Principe.....	13
2 - Schéma de base.....	13
3 - Couples parasites.....	14
4 - Forme de l'échantillon.....	16
5 - Fixation de l'échantillon.....	17
6 - Description d'ensemble de l'appareil.....	17
7 - Fonctionnement et performances.....	20
8 - Centrage et couples parasites résiduels.....	20
III - DETERMINATION DES CONSTANTES D'ANISOTROPIE MAGNETOCRISTALLINE ET DE L'ANISOTROPIE DE L'AIMANTATION A PARTIR DES MESURES DE COUPLES.....	23
1 - L'anisotropie de l'aimantation.....	23
2 - Calcul théorique du couple.....	23
3 - Expressions des couples pour les plans cristallographiques remarquables	26
4 - Influence des erreurs d'orientation du cristal.....	26
5 - Calcul de la courbe de couple en fonction de l'orientation du champ par rapport au cristal.....	28
6 - Détermination des constantes d'anisotropie K_n' à partir des courbes de couples en fonction de l'orientation du champ par rapport au cristal, dans les plans {100} et {110}.....	31
7 - Remarque sur la valeur de l'aimantation à saturation du Nickel.....	36

	Pages
8 - Détermination des constantes d'anisotropie K_n et de l'anisotropie de l'aimantation.....	37
9 - Résultats.....	39
10 - Etude du plan {111}.....	44
IV - MESURE DIRECTE DE L'ANISOTROPIE DE L'AIMANTATION.....	49
1 - Principe de la mesure.....	49
2 - Calcul de la force électromotrice induite.....	49
3 - Description de l'appareil.....	50
4 - Effets des courants de Foucault dans l'échantillon.....	52
5 - Résultats.....	53
6 - Conclusion.....	53
V - CONSIDERATIONS THEORIQUES.....	55
1 - Rappel de l'état actuel des théories de l'anisotropie.....	55
2 - Constantes d'anisotropie à pression constante et à paramètres du réseau constants.....	58
3 - Un nouveau modèle de l'anisotropie dans les cristaux ferromagnétiques métalliques.....	59
4 - La détermination des constantes d'anisotropie par résonance ferromagnétique.....	63
CONCLUSION.....	65
BIBLIOGRAPHIE.....	67

Le travail faisant l'objet de cet exposé a été effectué au Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal à Grenoble, Laboratoire dirigé par Monsieur le Professeur NÉEL, Membre de l'Institut.

Monsieur NÉEL a toujours suivi le développement de ces recherches avec le plus vif intérêt et m'a prodigué de nombreux et précieux conseils. Je tiens à lui exprimer ma profonde et respectueuse gratitude.

Ma reconnaissance va également à Monsieur le Professeur BRISSONNEAU qui a guidé avec bienveillance mes débuts dans ce Laboratoire, et n'a pas cessé de contribuer à l'avancement de mon travail par ses critiques très objectives et ses conseils avisés.

Je tiens tout particulièrement à remercier Monsieur le Professeur FRIEDEL qui a bien voulu s'intéresser à ce travail et me fait l'honneur de faire partie du Jury.

Les nombreuses discussions que j'ai eues avec Monsieur le Professeur PAUTHENET ont toujours été très fructueuses et son aide m'a souvent été précieuse. Qu'ils soit assuré de ma sincère reconnaissance.

Monsieur le Professeur BARBIER et Messieurs R. VERGNE et E. T. FERGUSON m'ont fait bénéficier de leur expérience de la recherche et m'ont aidé par leurs encouragements à surmonter beaucoup de difficultés. Je suis heureux de les en remercier.

Je remercie également Messieurs PERRIER de la BÂTHIE et THILLIER pour leur collaboration technique et pour la patience dont ils ont toujours fait preuve à mon égard.

Les difficultés expérimentales n'auraient pu être résolues sans la compétence de l'atelier de mécanique et l'aide toute particulière de Monsieur TREVISSON.

Le Laboratoire des Rayons X, le Laboratoire de Mathématiques Appliquées et le Laboratoire de Physique Générale ont aimablement mis leurs ressources à ma disposition. Je remercie ceux qui m'y ont très fraternellement accueilli et aidé en regrettant de ne pouvoir tous les nommer.

Que tous mes camarades et amis du Laboratoire sachent combien j'ai apprécié leur compréhension et leur dévouement à mon égard.

INTRODUCTION

Ce travail devait à l'origine s'inscrire dans la série des études menées au Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal, et relatives à l'ordre directionnel induit par un traitement thermique, dans les alliages binaires ferromagnétiques. Après les travaux de E. T. FERGUSON [1] et R. VERGNE [2] qui s'étaient limités à l'étude très complète d'échantillons polycristallins, il paraissait souhaitable de poursuivre l'analyse des mécanismes responsables de l'ordre directionnel sur des monocristaux de solutions solides diluées.

Nous nous sommes dès lors heurtés à des difficultés d'ordre expérimental [3]. Pour l'étude des solutions diluées de Silicium dans le Fer, par exemple, il faut mesurer une énergie d'anisotropie uniaxiale induite de quelques centaines d'ergs/cm³, superposée à l'énergie d'anisotropie intrinsèque du cristal, environ mille fois plus grande à température ambiante.

C'est afin de contrôler le bon fonctionnement de notre appareillage que nous nous sommes intéressés à l'anisotropie magnétocristalline du Nickel pur, pour lequel on disposait déjà d'une abondante littérature.

Nous avons alors constaté que le problème de la détermination des constantes d'anisotropie magnétocristalline n'était résolu que très approximativement pour la première constante et restait pratiquement entier pour les constantes d'ordre supérieur.

Par conséquent, nous avons abandonné provisoirement l'étude de l'ordre directionnel induit pour envisager d'abord celle des propriétés magnétiques anisotropes intrinsèques des cristaux ferromagnétiques.

L'exposé de ce travail est divisé en cinq chapitres.

Au chapitre I nous donnons la définition de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline et nous présentons les différentes méthodes expérimentales de détermination.

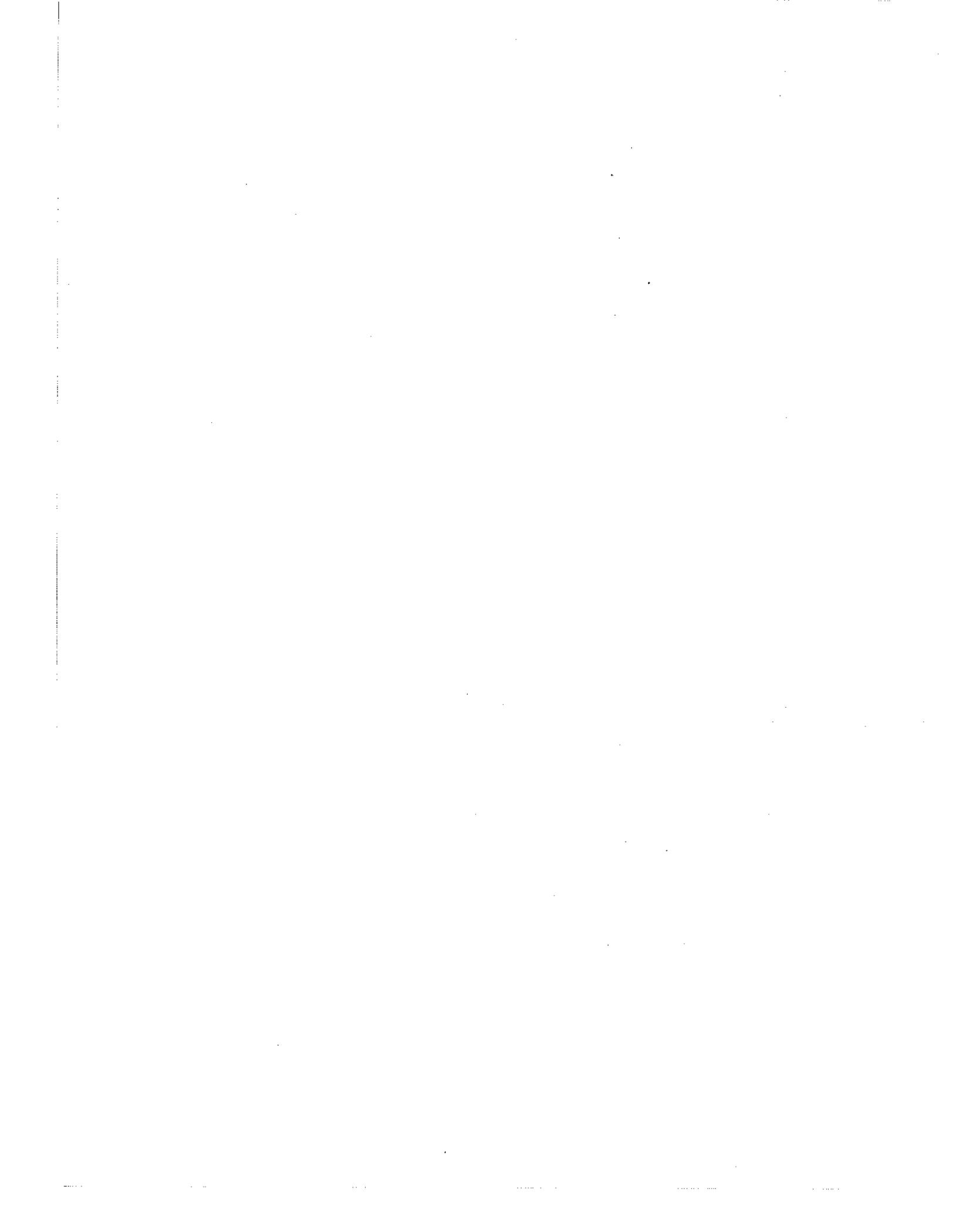
Le chapitre II est consacré à la description et au fonctionnement de l'appareillage réalisé.

Au chapitre III nous discutons la détermination des constantes d'anisotropie magnétocristalline et des composantes anisotropes de l'aimantation à partir des mesures de couples.

Au chapitre IV nous décrivons une méthode de mesure directe de l'anisotropie de l'aimantation.

Enfin dans le chapitre V, après un rappel sur l'état actuel des théories de l'anisotropie nous introduisons un nouveau modèle qui donne une interprétation plus satisfaisante des résultats expérimentaux.

Remarque - Nos expériences portant sur le Nickel, tous les calculs sont développés pour des cristaux cubiques. Leur adaptation à d'autres systèmes cristallins ne doit présenter à priori aucune difficulté particulière.



CHAPITRE I

DESCRIPTION PHÉNOMÉNOLOGIQUE
DE L'ANISOTROPIE FERROMAGNÉTIQUE
ET MÉTHODES EXPÉRIMENTALES DE DÉTERMINATION

1 - DEFINITION DE L'ENERGIE D'ANISOTROPIE MAGNETOCRISTALLINE

On introduit habituellement l'anisotropie magnétique d'un cristal ferromagnétique en exprimant l'énergie libre du cristal en fonction de la direction du vecteur aimantation \vec{M} par rapport aux axes cristallins. On peut développer cette expression en harmoniques sphériques $Y_n^m(\theta, \varphi)$ de la direction (θ, φ) de \vec{M} sous la forme :

$$E_a = \sum_n B_n \sum_{m=-n}^n C_n^m Y_n^m(\theta, \varphi) \quad (1)$$

où les C_n^m sont des nombres déterminés par la symétrie du réseau cristallin et les B_n sont des coefficients caractérisant les propriétés anisotropes du matériau et appelés constantes d'anisotropie.

Cette expression de l'énergie libre ne contient pas le terme $-\vec{M} \cdot \vec{H}$ d'interaction avec un champ extérieur \vec{H} , ni l'énergie du champ démagnétisant dépendant de la forme de l'échantillon. Enfin l'aimantation du cristal ou de la portion de cristal considérée, est supposée uniforme pour que la notion de vecteur aimantation ait un sens. Pour les cristaux à symétrie cubique cette expression prend la forme :

$$\begin{aligned} E_a = A_0 + A_4 \left[P_4(\cos\theta) + \frac{1}{168} \cos 4\varphi P_4^4(\cos\theta) \right] \\ + A_6 \left[P_6(\cos\theta) - \frac{1}{360} \cos 4\varphi P_6^4(\cos\theta) \right] \\ + A_8 \left[P_8(\cos\theta) + \frac{1}{5940} \cos 4\varphi P_8^4(\cos\theta) \right. \\ \left. + \frac{1}{3991680} \cos 8\varphi P_8^8(\cos\theta) \right] + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

Pour faciliter certains calculs on développe souvent E_a en fonction des cosinus directeurs $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ de \vec{M} par rapport aux axes quaternaires du cristal, et l'expression (2) peut s'écrire :

$$\begin{aligned} E_a = K_0 + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \\ + K_3 (\alpha_1^4 \alpha_2^4 + \alpha_2^4 \alpha_3^4 + \alpha_3^4 \alpha_1^4) + \dots \end{aligned} \quad (3)$$

Tous les termes du quatrième, sixième ou huitième ordre en α_i se réduisent à l'expression précédente en utilisant la relation $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1$.

Cette expression de l'énergie ne contient pas de termes impairs en α_1 , car l'énergie libre doit être indépendante du sens de \vec{M} , et pour les cristaux cubiques, les termes du second ordre sont absents car ils interviendraient sous la forme $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 \equiv 1$.

En supposant les développements suffisamment convergents pour négliger les termes supérieurs au huitième ordre en α_1 , on obtient les relations de passage suivantes entre les constantes d'anisotropie des développements (2) et (3).

$$\begin{aligned} K_1 &= -5A_4 - \frac{21}{2}A_6 - 18A_8 & A_4 &= -K_1/5 - K_2/55 - 24K_3/715 \\ K_2 &= \frac{231}{2}A_6 + 78A_8 & A_6 &= 2K_2/231 - 4K_3/385 \\ K_3 &= 65A_8 & A_8 &= K_3/65 \end{aligned} \quad (4)$$

2 - METHODES EXPERIMENTALES DE DETERMINATION DES CONSTANTES D'ANISOTROPIE

Les constantes d'anisotropie peuvent être mesurées par l'une des trois méthodes suivantes où l'on détermine respectivement l'expression de E_a elle-même, ses dérivées premières ou ses dérivées secondes par rapport à la direction de \vec{M} .

a) La mesure des courbes d'aimantation du cristal suivant différentes directions du champ appliqué

On trace, pour plusieurs directions du champ appliqué \vec{H} , les courbes $M(H_1)$, aimantation du cristal dans la direction de \vec{H} , en fonction du champ H_1 , champ extérieur appliqué corrigé du champ démagnétisant.

Ce champ doit atteindre une valeur H_{1s} suffisante pour obtenir la saturation technique c'est-à-dire pour que l'échantillon soit monodomaine ; l'aimantation est alors l'aimantation à saturation M_s .

On calcule $\int_0^{H_{1s}} M dH_1$ pour chacune de ces courbes.

Or

$$\int_0^{H_{1s}} M dH_1 = M_s H_{1s} + E_{a0} - E_a(\vec{\alpha}_1) \quad (5)$$

où E_{a0} est l'énergie libre de l'échantillon dans l'état désaimanté et $E_a(\vec{\alpha}_1)$ l'énergie libre de l'échantillon aimanté à saturation dans la direction $\vec{\alpha}_1$. On peut donc mesurer $E_a(\vec{\alpha}_1)$ pour plusieurs directions $\vec{\alpha}_1$ et déterminer les constantes d'anisotropie.

Cette méthode, la plus ancienne, prête cependant à certaines critiques :

- Tout d'abord une objection de principe : si les constantes d'anisotropie dépendent du champ appliqué, cette méthode ne peut donner qu'une valeur moyenne entre 0 et H_{1s} de ces constantes.

- Les constantes d'anisotropie sont déterminées à partir de différences petites de termes beaucoup plus grands, donc sont beaucoup plus sensibles aux erreurs de mesure que ne le sont les déterminations de l'aimantation elle-même.

- La formule (5) suppose que l'énergie de l'état désaimanté E_{a0} est une quantité reproductible et que les déplacements de parois se font avec une dépense d'énergie négligeable. Il en serait ainsi pour des cristaux parfaits mais pour les cristaux réels, il ne s'agit que d'une première approximation.

Donc, si cette méthode permet bien d'évaluer les différences d'énergie d'aimantation suivant plusieurs directions, elle reste trop imprécise pour une étude complète des constantes d'anisotropie, en particulier pour la détermination des constantes d'ordre supérieur et des éventuelles variations avec le champ.

b) Les mesures de couples

On mesure le couple nécessaire pour maintenir un échantillon monocristallin placé dans un champ extérieur suffisant pour le saturer, en fonction de la direction de ce champ par rapport au cristal. Dans la position d'équilibre du vecteur aimantation le couple dû à l'énergie d'anisotropie est compensé par le couple exercé par le champ appliqué et ce dernier est connu à partir du couple mécanique nécessaire pour maintenir l'échantillon.

On peut ainsi déterminer les constantes d'anisotropie pour une valeur donnée du champ, si celle-ci est suffisante pour que l'échantillon soit monodomaine quelle que soit la direction de ce champ.

La reproductibilité de l'état désaimanté et les déplacements de parois n'interviennent plus, puisque l'on opère toujours à saturation. Enfin, les mesures mécaniques de couples peuvent atteindre une précision très supérieure à celle obtenue dans les mesures d'aimantation. C'est cette méthode que nous avons utilisée et que nous développerons plus en détail aux chapitres II et III.

c) La résonance ferromagnétique

Soit un cristal placé dans un champ extérieur continu suffisant pour le saturer. La précession des spins autour de leur position d'équilibre est excitée par un champ alternatif perpendiculaire au champ continu. La fréquence de ce champ pour laquelle se produit la résonance, c'est-à-dire le maximum d'absorption d'énergie du champ alternatif, dépend de l'énergie d'anisotropie du cristal.

Si F est l'énergie libre du cristal (comprenant E_a , $-\vec{M} \cdot \vec{H}$ et l'énergie d'anisotropie de forme de l'échantillon) on montre que la pulsation de résonance ω_0 est donnée par [4].

$$\omega_0^2 = \frac{\gamma^2}{M^2 \sin^2 \theta_0} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right] \quad (6)$$

pour le mode de précession uniforme ou mode de Kittel.

Dans cette expression les dérivées secondes de l'énergie libre sont prises pour les valeurs θ_0 et φ_0 de la position d'équilibre de \vec{M} dans le champ continu et $\gamma = g e / 2mc$, g étant le facteur de décomposition spectrale ou rapport gyromagnétique.

Cette méthode semblerait présenter beaucoup d'intérêt pour la détermination des constantes d'ordre supérieur, car la formule (6) fait intervenir les dérivés secondes de E_a . Il faut cependant noter les inconvénients suivants :

- Alors que dans la méthode b) les constantes d'anisotropie constituaient les termes fondamentaux de l'expression du couple, elles n'interviennent dans (6) que comme termes correctifs, ce qui diminue considérablement la précision de leur détermination.

- La résonance ferromagnétique se produit en général dans le domaine des ondes centimétriques. Il en résulte des difficultés considérables dans le cas des métaux comme le montre par exemple D. S. RODBELL [5].

- Les conditions expérimentales conduisent à utiliser une ou deux fréquences fixes et rendent donc une étude des constantes d'anisotropie en fonction du champ pratiquement impossible.

Ainsi, comme nous le montrerons au chapitre V, ces expériences sont surtout fondamentales pour l'étude des divers phénomènes de relaxation ferromagnétique, quand les constantes d'anisotropie ont été déterminées par une des méthodes statiques précédentes.

CHAPITRE II

L'APPAREILLAGE DE MESURE DE COUPLES

1 - PRINCIPE

La méthode de mesure de couples que nous avons utilisée est basée sur le principe bien connu des balances magnétiques de torsion dont il existe de nombreuses réalisations. Dans l'impossibilité d'en dresser une liste exhaustive, nous en citerons seulement quelques unes [1], [3], [7], [8], [9].

L'échantillon est fixé à un système suspendu par un fil de torsion. Un électroaimant mobile permet de faire tourner le champ magnétique dans un plan normal à l'axe du système. Les couples exercés par l'échantillon sont mesurés soit par la déviation de la balance à partir de sa position de zéro mécanique soit par le courant envoyé dans une bobine de compensation placée dans le champ d'un aimant permanent.

D'autres systèmes de mesure de couples, utilisant par exemples des jauges de contraintes [10], ont également été employés, dont le principal avantage serait d'assurer plus facilement la stabilité de l'échantillon au centre de l'entrefer de l'électroaimant.

En effet, le centre de l'entrefer constitue une position d'équilibre instable vis à vis des forces d'origine magnétique, pour des déplacements de l'échantillon suivant l'axe des pièces polaires. Il est donc nécessaire d'assurer mécaniquement la stabilité. On peut envisager plusieurs solutions :

- Un fil de torsion et une masse de centrage.
- Système tendu entre deux fils de torsion.
- Un fil de torsion et deux paliers sans frottement.

Nous avons écarté la disposition comportant des paliers, car les paliers fluides sont pratiquement inutilisables sous vide ou en atmosphère contrôlée, et les paliers à roulements à billes introduisent toujours un couple de frottement solide incompatible avec la précision souhaitée pour notre appareillage.

Le système à deux fils de torsion, parfois très commode, présente de grosses difficultés de centrage [3], dans la mesure où l'on veut atteindre une grande précision.

Nous avons donc retenu la disposition à un fil de torsion et une masse de centrage, bien qu'elle conduise à quelques complications dans sa réalisation.

2 - SCHEMA DE BASE (Figure 1)

L'échantillon S, porté par une tige isolante T, est placé à la partie supérieure de l'appareil afin que l'on puisse faire varier sa température sans modifier celle d'aucune autre partie du système.

Soient (figure 2) dans le plan horizontal contenant l'échantillon :

M la trace de l'axe de rotation de l'électroaimant,

G le centre de l'entrefer,

B la trace de l'axe de la balance,

S le centre de l'échantillon de volume V et d'aimantation à saturation M_s .

$\overline{MG} = \delta_g$ compté suivant l'axe Gz des pièces polaires.

$MB = \delta_M$

$BS = \delta_S$

BS garde une direction fixe dans l'espace car la balance est supposée travailler en méthode de zéro.

$$\varphi = (\overrightarrow{BS}, \overrightarrow{Gz})$$

$$\beta = (\overrightarrow{BS}, \overrightarrow{MB})$$

En présence du champ magnétique, S est soumis à une force \vec{F} résultant des forces d'images introduites au paragraphe précédent et de gradients de champ éventuels que nous prendrons sous la forme $\frac{\partial H}{\partial z} = pz$ et $\frac{\partial H}{\partial r} = q$ en première approximation ; p caractérise une répartition parabolique du champ suivant l'axe des pièces polaires et q représente un défaut de parallélisme de celles-ci. Sous l'action de \vec{F} , B et S viennent en B' et S'.

$$BB' = SS' = \delta'_S$$

δ'_S ayant le sens et la direction de \vec{F} .

Le calcul du couple parasite Γ_p exercé dans ces conditions sur l'appareil donne

$$\begin{aligned} \Gamma_p = & \frac{a}{2} \delta_S \delta_M \sin \beta - a \delta_S \delta_g \sin \varphi + b \delta_S \cos \varphi \\ & + \frac{a}{2} \left[\delta_S^2 \sin 2\varphi + \delta_S \delta_M \sin(2\varphi - \beta) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

avec

$$a = \frac{k + pM_s V}{1 - (k + pM_s V)/K}$$

et

$$b = qM_s V$$

Les ordres de grandeur des termes intervenant dans (7) ont été calculés [1] [3] et nous avons montré que pour atteindre la précision souhaitée, les décentrages δ_S , δ_M et δ_g devaient être au maximum de l'ordre du centième de millimètre. Nous avons donc prévu les réglages correspondants et apporté le soin nécessaire à la réalisation mécanique du système.

On peut envisager encore d'autres causes de couples parasites, mais qui ne donnent dans notre cas que des effets du second ordre.

D'autre part nous avons contrôlé les susceptibilités des matériaux entrant dans la construction des parties mobiles de la balance soumises au champ de l'électroaimant, et nous avons cherché à conserver, dans la mesure du possible, la symétrie de révolution autour de l'axe de la balance.

4 - FORME DE L'ECHANTILLON

L'interprétation des résultats des mesures de couples suppose une aimantation uniforme dans tout le volume de l'échantillon. Les seules formes possibles sont donc des formes ellipsoïdales. Les difficultés d'une réalisation mécanique précise imposent pratiquement des échantillons sphériques.

De nombreux auteurs ont choisi d'utiliser des échantillons en forme de disques afin de diminuer le champ démagnétisant. Cette solution présente de graves inconvénients :

- L'aimantation n'est pas uniforme dans l'échantillon et l'interprétation des résultats conduit à une extrapolation des courbes de couples jusqu'à une valeur infinie du champ.

Cette extrapolation constitue, comme nous le verrons plus loin, une très grossière approximation.

- La précision possible dans la réalisation d'un disque est moins bonne que celle obtenue pour une sphère.

- Si le plan du disque n'est pas rigoureusement confondu avec le plan dans lequel tourne le champ magnétique, il apparaît un couple parasite supplémentaire dû à cette inclinaison [1] [3].

Si l'échantillon n'est pas parfaitement sphérique, on introduit un couple dû à l'anisotropie de forme de l'échantillon. Nous l'avons calculé en considérant qu'un écart maximum $\Delta\Phi/\Phi = \varepsilon$ sur les diamètres donnerait un couple d'anisotropie de forme de l'ordre de grandeur de celui produit par un ellipsoïde de révolution allongé ou aplati dont le rapport des axes serait $1 \pm \varepsilon$ et dont l'axe de révolution serait dans le plan ou tourne le champ magnétique. Connaissant les coefficients de champ démagnétisant des ellipsoïdes [11], on trouve un couple

$$\Gamma_d = \frac{4\pi M_s^2 V \varepsilon}{5} \sin 2\varphi \quad (8)$$

Pour une sphère de Nickel à température ambiante, l'amplitude est donc de l'ordre de $6\varepsilon \cdot 10^5$ dynes.cm/cm³. Les couples d'anisotropie magnétocristalline étant à cette température d'environ $3 \cdot 10^4$ dynes.cm/cm³, ε devra être inférieur à $5 \cdot 10^{-5}$ pour que le couple d'anisotropie de forme soit inférieur au 1/1 000 des couples qui nous intéressent.

Il apparaît donc que la précision exigée dans la réalisation des échantillons est très grande, et qu'elle ne peut être atteinte sur des échantillons trop petits.

Nous avons fabriqué nos échantillons selon la méthode bien connue dite des lapidaires [12]. Nous obtenons des sphères de 8 à 9 mm de diamètre, présentant des écarts à la sphéricité de l'ordre du micron. Contrairement à certains auteurs [13] nous n'enlevons pas la couche perturbée par le polissage mécanique, au moyen d'un traitement chimique ou électrolytique. En effet, nous avons constaté que cette couche, de quelques dizaines de microns d'épaisseur, avait un effet négligeable, dans le cas du Nickel, sur les mesures d'anisotropie, car celles-ci ne sont pas affectées par des recuits prolongés. Par contre les polissages chimiques ou électrolytiques donnent des échantillons moins parfaitement sphériques. Les contrôles de sphéricité ont été effectués avec un appareil de notre fabrication utilisant une variation de capacité et appliquant une pression de l'ordre du poids de

la bille. Les appareils industriels dont nous disposions alors avaient des pressions de mesure d'au minimum 20 g produisant des déformations de plusieurs microns de la sphère monocristalline.

5 - FIXATION DE L'ECHANTILLON

On doit, pour fixer l'échantillon, lui appliquer des contraintes qui, par l'intermédiaire des couplages magnétoélastiques introduiront, d'une manière générale, un couple superposé au couple d'anisotropie magnétocristalline. Afin de rendre la valeur de ce couple aussi petite que possible, nous fixons l'échantillon en lui appliquant un système de contraintes possédant une symétrie de révolution autour de l'axe de la balance.

Pratiquement, l'échantillon est serré entre deux cônes en cuivre au moyen d'un ressort dont la tension réglable est suffisante pour empêcher la bille de tourner. Ce ressort a également pour but de rendre les efforts appliqués indépendants des dilatations de l'échantillon et de ses supports. Le porte-échantillon vient s'emboîter sur un cône en molybdène fixé à l'extrémité supérieure de la tige d'alumine T (Figure 1), le serrage étant assuré par le même ressort. D'autre part, on peut le transporter en bloc, au moyen d'un dispositif approprié, sur un goniomètre à rayons X afin d'orienter l'échantillon.

Nous parvenons ainsi à placer un plan cristallographique de l'échantillon dans le plan de rotation du champ magnétique avec une précision de l'ordre de 10 minutes, précision dont nous donnerons plus loin un contrôle par les mesures de couples elles-mêmes.

6 - DESCRIPTION DE L'ENSEMBLE DE L'APPAREIL (photo 1)

(Les numéros cerclés correspondent aux références sur le schéma général, planche 1)

L'électroaimant ⑤ possède des pièces polaires réglables (paramètre de décentrage δ_0). Les pôles sont en forme de cône creux afin de réaliser la meilleure homogénéité spatiale [14] (paramètres p et q des couples parasites).

Le système de rotation est constitué par deux roulements à rouleaux coniques ②.

Une pompe ③ réalise l'alimentation en eau et les balais ④ l'alimentation en courant de sorte que la rotation, commandée par le moteur ①, ne soit pas limitée. Les fluctuations de l'axe au cours de la rotation sont inférieures au 1/100 de mm.

La rotation de l'électroaimant est repérée au moyen de 36 miroirs ⑥, réglables indépendamment, qui permettent de le positionner de 10° en 10° avec une précision de ± 6 secondes.

Avec l'entrefer utilisé, le champ maximum réalisable est de 12 000 oersteds et les mesures sont toujours effectuées pour des valeurs du courant d'alimentation où le champ a été déterminé par résonance magnétique nucléaire.

L'ensemble de l'appareil est contenu dans une enceinte étanche ⑩ remplie généralement d'hélium, dont la partie supérieure ⑦ peut être soit un four, soit un vase Dewar. Nous couvrons ainsi la gamme de températures de 100 à 1100°K, les températures étant régulées à $\pm 0,05$ ou $\pm 0,1^\circ\text{C}$ suivant les cas.

La température de l'échantillon est mesurée par une résistance de platine contenue dans le porte-échantillon ⑧, résistance qui a été étalonnée au point d'ébullition de l'oxygène, au point triple de l'eau et à la fusion de l'Aluminium.

Le fil de torsion est en ⑨.

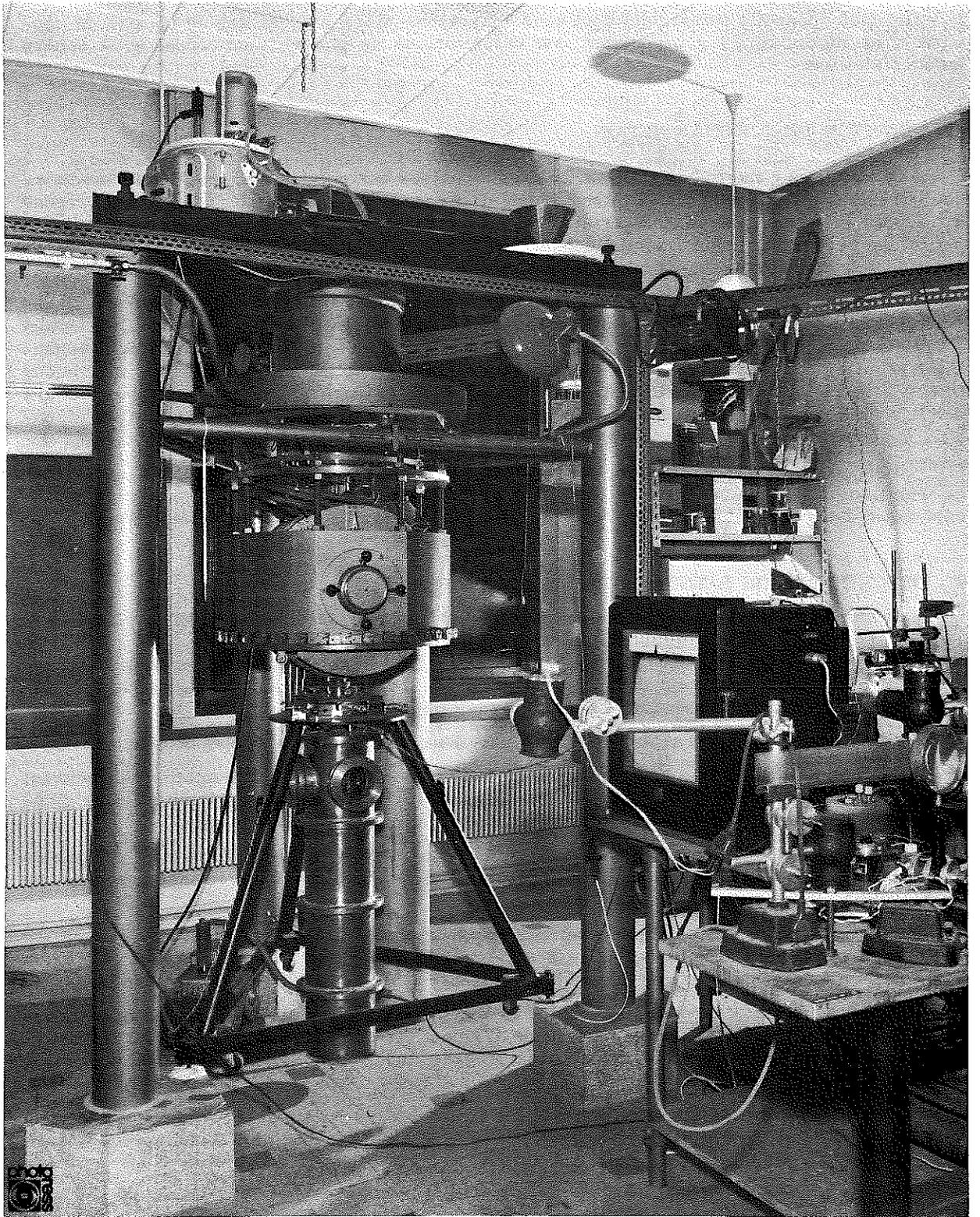


Photo 1

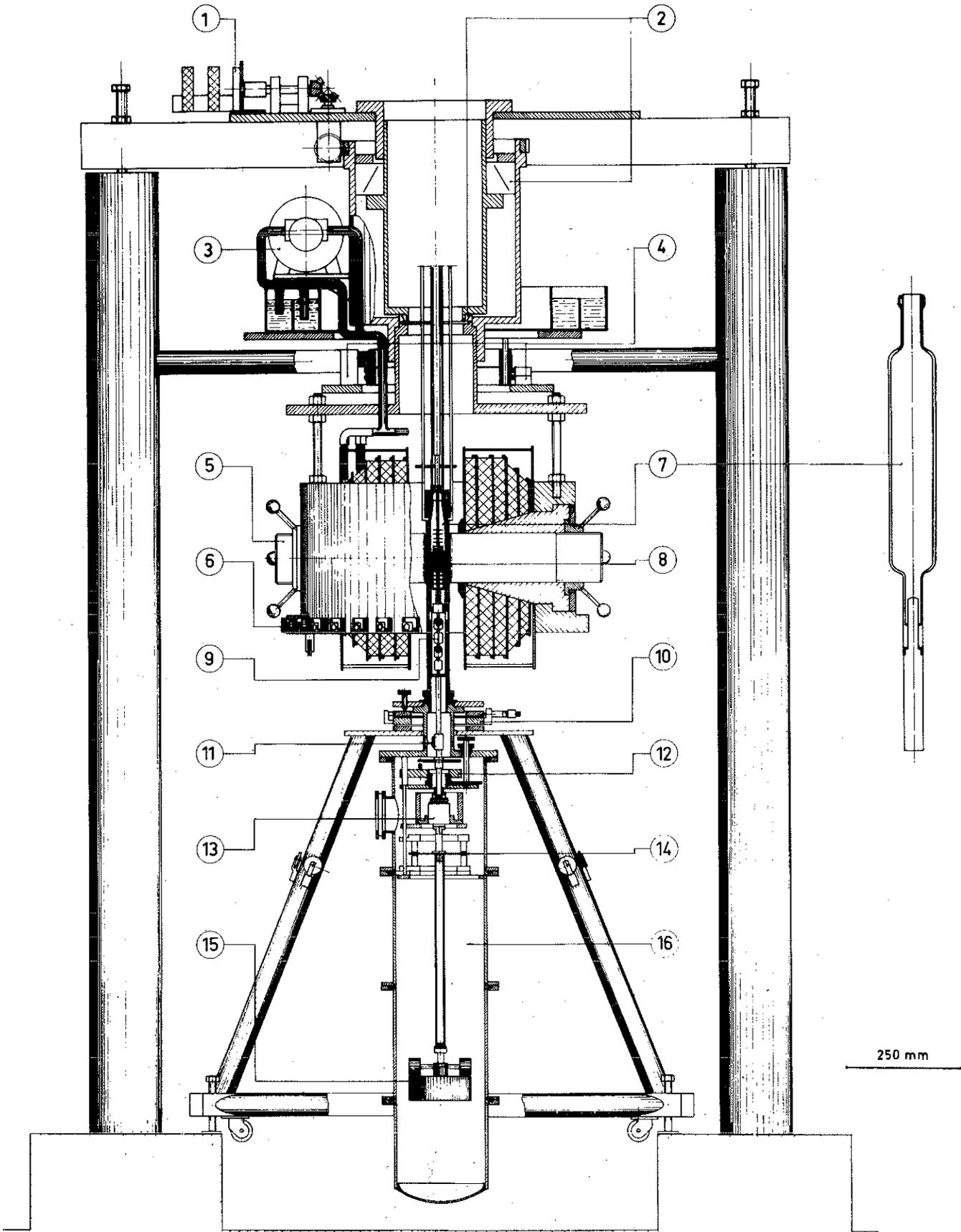


Planche 1

En (10), un chariot muni de butées micrométriques permet de déplacer l'ensemble par rapport à l'électroaimant (paramètre de décentrage δ_M).

Deux miroirs (11) fournissent, l'un le signal servant à l'asservissement du zéro de la balance, l'autre un contrôle du bon fonctionnement de cet asservissement.

En (12), un dispositif permet de bloquer l'ensemble au cours des changements d'échantillons.

La bobine de compensation du couple et son aimant permanent (13) sont entourés d'un double blindage magnétique pour qu'il n'y ait aucune influence du champ de fuite de l'électroaimant sur la constante de compensation.

Un disque de cuivre (14), placé entre des aimants permanents assure l'amortissement des oscillations du système.

Enfin on trouve en (15) la masse de centrage pourvue de masses additionnelles mobiles (paramètre de décentrage δ_g).

7 - FONCTIONNEMENT ET PERFORMANCES

Le couple exercé par l'échantillon provoque une déviation de la balance détectée par des cellules photorésistantes différentielles. Une électronique d'asservissement fait passer dans la bobine de compensation un courant annulant la déviation. Nous avons déjà décrit par ailleurs [3] une première réalisation de ce dispositif. La déviation résiduelle a été rendue inférieure à 6" (précision dans le positionnement de l'électroaimant) et le couple du fil de torsion pour cette déviation est inférieur aux erreurs expérimentales.

La courbe de couple peut être tracée en enregistrement continu en fonction de l'angle dont tourne le champ magnétique par rapport à l'échantillon, ou en fonction de la température pour une position donnée du champ. Mais les mesures plus précises qui font l'objet de cet exposé sont faites en statique, pour chacune des 36 positions repérées de l'électroaimant.

Le couple minimum détectable est de 1 à 2 dynes.cm, le couple maximum mesurable est supérieur à 10^5 dynes.cm, la puissance dissipée dans la bobine de compensation étant alors de l'ordre de 1 watt. L'électronique d'asservissement est suffisamment stable pour que le courant de compensation puisse être mesuré au potentiomètre avec 5 chiffres significatifs. Nous commençons ainsi, quelle que soit la valeur du couple mesuré, une erreur absolue de ± 1 à 2 dynes.cm. La précision a été pratiquement limitée par les vibrations du laboratoire. Nous avons dû par ailleurs réguler la température de la pièce pour éliminer les dérives thermiques. Il est important de constater que la précision relative obtenue sur les grandes valeurs des couples est meilleure que 10^{-4} .

8 - CENTRAGE ET COUPLES PARASITES RESIDUELS

Le centrage de l'appareil (paramètres δ_g , δ_M , δ_g) est assez délicat. Nous en donnerons seulement le principe. On réalise mécaniquement un réglage préliminaire qui permet de ramener δ_g , δ_M et δ_g à quelques centièmes de millimètre. On introduit ensuite une variation connue d'un des paramètres de centrage. D'après la formule (7) nous connaissons la symétrie du couple parasite obtenu et nous pouvons améliorer le réglage sur d'autres paramètres.

Nous arrivons ainsi, par approximations successives, à réduire les couples parasites à quelques dizaines de dynes.cm et parfois quelques dynes.cm seulement.

On a donc des couples parasites résiduels de l'ordre du millième des couples d'anisotropie magnétocristalline. Le calcul (7) a montré que ces couples intervenaient, dans le

développement de Fourier de la courbe mesurée, comme un terme constant et des termes de période 2π et π . Il en est de même en première approximation pour les termes dûs à l'anisotropie de forme résiduelle de l'échantillon. Afin d'obtenir la meilleure précision sur les constantes d'anisotropie, nous n'utilisons pour leur calcul que les composantes de Fourier de période inférieure à π du développement de la courbe de couple. Nous sommes alors certains que, pour ces composantes, les erreurs dues aux couples parasites résiduels seront très nettement inférieures au millième.

CHAPITRE III

DÉTERMINATION DES CONSTANTES D'ANISOTROPIE MAGNÉTOCRISTALLINE ET DE L'ANISOTROPIE DE L'AIMANTATION A PARTIR DES MESURES DE COUPLES

1 - L'ANISOTROPIE DE L'AIMANTATION

L'aimantation, comme toute autre propriété d'un cristal, peut dépendre de la direction cristallographique considérée. Cette anisotropie de l'aimantation est faible devant la partie principale isotrope, et n'a jamais été mise en évidence par les techniques habituelles de mesure de l'aimantation. On ne peut cependant pas négliger à priori, sa contribution à l'anisotropie de l'énergie. Par exemple, pour le Nickel à température ambiante, une différence d'aimantation $\Delta M = 10^{-3} M$ difficilement mesurable, conduit dans un champ $H = 10\ 000$ oersteds, à une différence d'énergie importante $\Delta W = -H\Delta M \sim -5\ 000$ ergs/cm³.

Il faut donc prévoir formellement l'influence de l'anisotropie de l'aimantation sur les mesures de couple, si l'on veut éviter des erreurs d'interprétation. La solution la plus rigoureuse est apportée par une étude thermodynamique.

2 - CALCUL THEORIQUE DU COUPLE

Considérons l'unité de volume d'un cristal ferromagnétique placé dans un champ extérieur \vec{H} suffisant pour le saturer, c'est-à-dire pour qu'il soit monodomaine. Soient \vec{M} le vecteur aimantation de l'unité de volume et $N = 4\pi/3$ le coefficient de champ démagnétisant de l'échantillon sphérique. Le champ à l'intérieur de l'échantillon est alors $\vec{H}_i = \vec{H} - N\vec{M}$.

L'échantillon et le champ extérieur étant fixés, la position du vecteur aimantation est celle pour laquelle l'expression de l'énergie libre F est minimum à température et à pression constantes.

$$F = E_a - \vec{H} \cdot \vec{M} + \frac{1}{2} N \vec{M}^2 \quad (9)$$

Nous obtenons alors le couple dû à l'anisotropie magnétocristalline, exercé par l'échantillon sur l'appareil par

$$\vec{\Gamma}_a = \vec{M} \wedge \vec{H} \quad (10)$$

Pour trouver le minimum de l'expression (9) il est nécessaire de connaître les variables indépendantes des constantes d'anisotropie de l'expression E_a [15].

L'énergie interne U de l'unité de volume du cristal à pression constante est fonction de quatre variables indépendantes : l'entropie S et l'aimantation \vec{M} .

$$U = U(S, \vec{M}) = U(S, M, \theta, \varphi) \quad (11)$$

où $M = |\vec{M}|$. On ne considère pas dans cette expression le terme $-\vec{H} \cdot \vec{M}$ d'interaction avec le champ extérieur.

$$dU = TdS + \vec{H} \cdot d\vec{M} \quad (12)$$

Soient H_M, H_θ, H_φ les composantes du champ extérieur \vec{H} dans le système de coordonnées sphériques utilisé. Introduisons la fonction de Gibbs :

$$G(T, H_M, \theta, \varphi) = U - TS - M H_M \quad (13)$$

Les quatre variables indépendantes de G sont T, H_M, θ et φ .

$$dG = -S dT - M dH_M + H_\theta M d\theta + H_\varphi M \sin\theta d\varphi \quad (14)$$

d'où l'on tire :

$$M = -\frac{\partial G}{\partial H_M} \quad (15)$$

On peut développer G en harmoniques sphériques suivant la forme :

$$G = \sum_n B'_n(T, H_M) \sum_{m=-n}^n C_n^m Y_n^m(\theta, \varphi) \quad (16)$$

Cette expression caractérise les propriétés magnétiques anisotropes de l'échantillon monocristallin considéré et les C_n^m sont déterminés par les conditions de symétrie non seulement du réseau mais aussi de l'échantillon. Si l'échantillon est sphérique, ce qui est supposé ici, $C_n^m = C_n^m$ de l'expression (1) de E_a .

La formule (15) montre que le module de l'aimantation est anisotrope [16] :

$$M = \sum_n M_n \sum_{m=-n}^n C_n^m Y_n^m(\theta, \varphi) \quad (17)$$

avec

$$M_n = -\frac{\partial B'_n}{\partial H_M} \quad (18)$$

Pour un échantillon sphérique, les relations de passage entre les B_n et les B'_n sont faciles à établir, en effet :

$$\frac{1}{2} N \vec{M}^2 = \sum_n D_n \sum_{m=-n}^n C_n^m Y_n^m(\theta, \varphi) \quad (19)$$

d'où

$$B'_n = B_n - M_n H_M + D_n \quad (20)$$

L'expérience montre que les composantes anisotropes de l'aimantation sont très petites devant la partie isotrope M_0 .

Donc :

$$D_n = N M M_n \quad (21)$$

La relation (20) devient alors :

$$B'_n = B_n - M_n H_{1M} \quad (22)$$

On peut d'autre part [15] trouver une relation entre B_n et M_n . De (18) et (22) on tire :

$$\frac{\partial B_n}{\partial H_{1M}} = H_{1M} \frac{\partial M_n}{\partial H_{1M}} \quad (23)$$

Calculons maintenant le minimum, à T et \vec{H} constants, de l'expression (9).

$$F = G + M H_M - \vec{H} \cdot \vec{M} \quad (24)$$

$$dF = \frac{\partial G}{\partial H_M} dH_M + \frac{\partial G}{\partial \theta} d\theta + \frac{\partial G}{\partial \varphi} d\varphi + M dH_M + H_M dM - \vec{H} \cdot d\vec{M} \quad (25)$$

Soit \vec{u} le vecteur unitaire de \vec{M}

$$\vec{M} = M \vec{u}(\theta, \varphi) \quad \frac{\partial \vec{u}}{\partial \theta} = \vec{i}_\theta \quad \frac{\partial \vec{u}}{\partial \varphi} = \sin\theta \vec{i}_\varphi \quad (26)$$

\vec{i}_θ et \vec{i}_φ étant également des vecteurs unitaires.

L'expression (25) devient alors, moyennant (15) et (26),

$$dF = \frac{\partial G}{\partial \theta} d\theta + \frac{\partial G}{\partial \varphi} d\varphi - M \vec{H} \cdot \vec{i}_\theta d\theta - M \sin\theta \vec{H} \cdot \vec{i}_\varphi d\varphi \quad (27)$$

L'énergie est minimum pour :

$$\frac{\partial G}{\partial \theta} - M \vec{H} \cdot \vec{i}_\theta = 0 \quad (28)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \varphi} - M \sin\theta \vec{H} \cdot \vec{i}_\varphi = 0$$

c'est-à-dire

$$\vec{M} \wedge \vec{H} = \frac{\partial G}{\partial \theta} \vec{i}_\varphi - \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial G}{\partial \varphi} \vec{i}_\theta \quad (29)$$

L'expression de \vec{H} (10) contient donc les coefficients B'_n de l'expression (16) et non les constantes d'anisotropie B_n de l'expression (1) de E_a .

On déterminera ainsi expérimentalement les B'_n et on pourra alors, à partir de (22) et moyennant certaines hypothèses, calculer les constantes d'anisotropie B_n et les composantes anisotropes de l'aimantation M_n .

Dans la suite de l'exposé nous utiliserons les développements de E_a et de M en cosinus directeurs, faisant intervenir les constantes K_1, K_2, K_3 et M_1, M_2, M_3 avec $K'_1 = K_1 - M_1 H_{1M}$ et les deux relations semblables pour K'_2 et K'_3 .

3 - EXPRESSIONS DES COUPLES POUR LES PLANS CRISTALLOGRAPHIQUES REMARQUABLES

Supposons que le vecteur aimantation tourne dans un plan xOy avec $\theta = (\vec{Ox}, \vec{M})$. On obtient des expressions simples de la composante suivant Oz de $\vec{\Gamma}_a$ si xOy est un des trois plans cristallographiques du cristal $\{100\}$, $\{110\}$ ou $\{111\}$.

Plan (001), $Ox \equiv [100]$

$$\Gamma_{az} = \left(\frac{K'_1}{2} + \frac{K'_3}{8} \right) \sin 4\theta - \frac{K'_2}{16} \sin 8\theta \quad (30)$$

Plan (110), $Ox \equiv [001]$

$$\begin{aligned} \Gamma_{az} = & \left(\frac{K'_1}{4} + \frac{K'_2}{64} + \frac{7K'_3}{128} \right) \sin 2\theta + \left(\frac{3K'_1}{8} + \frac{K'_2}{16} + \frac{K'_3}{128} \right) \sin 4\theta \\ & + \left(-\frac{3K'_2}{64} + \frac{3K'_3}{128} \right) \sin 6\theta - \frac{9K'_3}{256} \sin 8\theta \end{aligned} \quad (31)$$

Plan (111), $Ox \equiv [\bar{1}10]$

$$\Gamma_{az} = \frac{1}{18} (K'_2 - 2K'_3) \sin 6\theta \quad (32)$$

Le plan $\{100\}$ semble être commode pour déterminer K'_1 et K'_3 et le plan $\{111\}$ très intéressant pour déterminer K'_2 car l'expression de Γ_{az} ne contient pas de termes en K'_1 qui est en général beaucoup plus grand que K'_2 . Par contre la situation dans le plan $\{110\}$ est plus compliquée car les trois constantes interviennent ; ce plan présente cependant l'avantage de permettre leur détermination simultanée.

La situation expérimentale est donc la suivante :

- On fait tourner le champ extérieur \vec{H} dans un des plans précédents.
- On mesure la courbe de couple $\Gamma_z(\varphi)$ où $\varphi = (\vec{Ox}, \vec{H})$.

Il faut ensuite à partir de la courbe $\Gamma_z(\varphi)$ déterminer les constantes d'anisotropie K' .

Avant d'envisager ce problème il importe d'examiner une cause d'erreur supplémentaire dans ces mesures de couples.

4 - INFLUENCE DES ERREURS D'ORIENTATION DU CRISTAL

L'interprétation des mesures de couples à partir des courbes de couples théoriques suppose que l'aimantation tourne rigoureusement dans le plan cristallographique choisi : s'il y a une petite erreur d'orientation et que l'on fasse tourner l'aimantation dans un plan légèrement incliné par rapport au plan considéré, il en résulte des termes supplémentaires dans les expressions (30) (31) et (32). Définissons l'orientation du cristal par les angles ξ , η , ζ , représentés sur la figure 3.

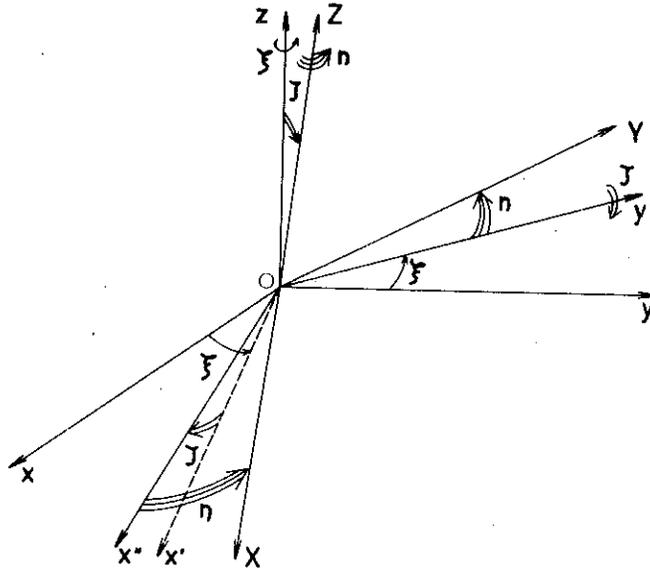


Figure 3

OXYZ est le système lié au cristal utilisé dans le calcul des formules (30) (31) et (32).

Oxy est le plan dans lequel tourne l'aimantation et le couple est mesuré suivant Oz.

$$\varphi = (\vec{Ox}, \vec{H})$$

$$\theta = \varphi - \xi$$

ζ est supposé petit.

On trouve pour les trois plans précédents les corrections Γ_1 (33) (34) et (35), en négligeant les termes d'ordre supérieur à ζ^2 et les termes en K_3' dans les expressions d'ordre supérieur à ζ .

Plan (001), $Ox \equiv [100]$

$$\Gamma_1 = -\zeta^2 \left[\left(\frac{3K_1'}{4} + \frac{K_2'}{8} \right) \sin 2\theta + \left(\frac{K_1'}{4} - \frac{K_2'}{16} \right) \sin(2\theta - 4\eta) + \left(\frac{K_1'}{2} - \frac{K_2'}{4} \right) \sin 4(\theta - \eta) - \frac{3K_2'}{16} \sin(6\theta - 4\eta) \right] \quad (33)$$

Plan (110), $Ox \equiv [001]$

$$\Gamma_1 = \zeta^2 \left[\left(\frac{3K_1'}{16} + \frac{15K_2'}{128} \right) \sin 2\theta - \left(K_1' - \frac{9K_2'}{128} \right) \sin 2(\theta - \eta) + \frac{5K_2'}{128} \sin(2\theta - 3\eta) - \left(\frac{3K_1'}{16} + \frac{3K_2'}{128} \right) \sin(2\theta - 4\eta) \right. \\ \left. - \left(\frac{3K_1'}{8} + \frac{3K_2'}{16} \right) \sin 4(\theta - \eta) - \left(\frac{7K_1'}{8} + \frac{3K_2'}{32} \right) \sin(4\theta - 2\eta) + \frac{5K_2'}{32} \sin(4\theta - 3\eta) + \frac{9K_2'}{128} \sin 6(\theta - \eta) \right. \\ \left. - \frac{15K_2'}{128} \sin(6\theta - 5\eta) \right] \quad (34)$$

Plan (111), $Ox \equiv [\bar{1}10]$

$$\begin{aligned}
 \Gamma_1 = & \zeta \frac{\sqrt{2}}{3} \left(K'_1 + \frac{K'_2 + K'_3}{6} \right) [\cos(2\theta - 3\eta) + 2\cos(4\theta - 3\eta)] \\
 & + \zeta^2 \left[\left(\frac{13K'_1}{54} - \frac{K'_2}{54} \right) \sin 2\theta - \left(\frac{5K'_1}{9} + \frac{K'_2}{27} \right) \sin 2(\theta - \eta) \right. \\
 & - \left(\frac{K'_1}{54} + \frac{K'_2}{54} \right) \sin(2\theta - 4\eta) - \left(\frac{K'_1}{27} + \frac{K'_2}{27} \right) \sin 4(\theta - \eta) \\
 & \left. - \left(\frac{4K'_1}{9} + \frac{K'_2}{54} \right) \sin(4\theta - 2\eta) - \frac{K'_2}{54} \sin(4\theta - 6\eta) - \frac{K'_2}{36} \sin 6(\theta - \eta) \right] \quad (35)
 \end{aligned}$$

Les plans {100} et {110} étant des plans de symétrie du cristal il n'y a pas de termes du premier ordre en ζ . Nos orientations sont réalisées avec une précision de l'ordre de $10'$ donc $\zeta \sim 3 \cdot 10^{-3}$ et les termes en ζ^2 sont parfaitement négligeables. Par contre dans le plan {111}, ζ intervient au premier ordre, ce qui nous a permis de vérifier par les mesures de couples la précision des orientations.

5 - CALCUL DE LA COURBE DE COUPLE EN FONCTION DE L'ORIENTATION DU CHAMP PAR RAPPORT AU CRISTAL

Si l'on trouve un couple $\vec{\Gamma}_a$ on voit d'après (10) que les vecteurs \vec{M} et \vec{H} ne sont pas colinéaires. Donc la courbe $\Gamma_z(\varphi)$ n'est pas identique à la courbe prévue théoriquement $\Gamma_{az}(\theta)$. De nombreux auteurs ont, soit ignoré cette difficulté, soit pensé la résoudre par une extrapolation des couples mesurés en champs finis à une valeur infinie du champ, \vec{M} et \vec{H} devenant alors colinéaires. Cette méthode semble également convenir pour l'utilisation d'échantillons en forme de disques car l'extrapolation permet de tenir compte de la non saturation de certaines parties du disque.

En réalité ceci constitue une très grossière approximation pour les raisons suivantes:

- Nous avons calculé (voir ci-dessous) $\Gamma_z(\varphi)$ à partir de $\Gamma_{az}(\theta)$ par un développement en série qui montre que la différence entre les deux expressions est constituée par une série de termes en $1/HM$, $1/(HM)^2$ etc..., série convergeant très lentement dans de nombreux cas, en particulier pour le Nickel car M est relativement petit. Donc une extrapolation linéaire en $1/H$ ne peut pas convenir.

- L'influence de la non saturation des échantillons en forme de disques serait mieux représentée par une extrapolation en $1/\sqrt{H}$.

- Une telle extrapolation suppose que les constantes d'anisotropie K'_n sont indépendantes du champ, c'est-à-dire que les M_n sont nuls. Il est évidemment impossible d'étudier ainsi la variation éventuelle des K'_n avec le champ.

- Dans la plupart des cas une extrapolation linéaire des maximums des courbes de couple ou des pentes de ces courbes aux points de couple nul paraît toujours possible, aussi bien en $1/H$ qu'en $1/\sqrt{H}$, car on ne peut faire les mesures que dans une zone de valeurs du champ relativement réduite et les points semblent s'aligner aux erreurs expérimentales près.

Un bon exemple des résultats obtenus par cette méthode est donné par S. ARAJS, H. CHESSIN et D.S. MILLER [17] qui trouvent quatre valeurs différant d'environ 10 % pour la constante K_1 d'un Fer-Silicium, suivant qu'ils extrapolent des maximums ou des pentes de courbes de couples en fonction de $1/H$ ou $1/\sqrt{H}$.

Les résultats obtenus pour la constante d'ordre supérieur K_2 sont encore beaucoup plus divergents et les valeurs publiées, [5] et [18] à [27], pour la constante K_2 du Nickel à la température ambiante varient entre $-6,06 \cdot 10^4$ et $+5,3 \cdot 10^4$ ergs/cm³ (dans ces références nous citons également des valeurs déterminées à partir de courbes d'aimantation ou d'expériences de résonance ferromagnétique). Remarquons que ces divergences ne sont pas toutes expliquées par l'extrapolation précédente et nous verrons plus loin d'autres sources d'erreurs dans l'utilisation du plan {111}.

Enfin la constante K_3 n'a jamais été introduite ni mesurée sinon par L. V. KIRENSKII, R. S. NOSOVA et N. V. RESHETNIKOVA [27] qui mentionnent, toujours dans le cas du Nickel, une constante $K_3 = K_1/3$ entre 20°C et 160°C. Cette valeur si importante de K_3 ne peut également résulter que d'une mauvaise interprétation des courbes de couples.

Pour le calcul de la courbe $\Gamma_z(\varphi)$ à partir de la courbe $\Gamma_{az}(\theta)$ la situation n'est pas la même dans le plan {111} que dans les plans {100} et {110}. En effet, ces deux derniers plans sont des plans de symétrie de cristal, donc si le champ est contenu dans un de ces plans le vecteur aimantation l'est également. Par contre le plan {111} n'étant pas un plan de symétrie, si le champ est contenu dans ce plan, l'aimantation ne s'y trouvera que si la direction de \vec{H} est une direction $\langle 110 \rangle$. Nous examinerons donc séparément dans un autre paragraphe le cas du plan {111} qui est en fait beaucoup plus compliqué que ne le laissait prévoir la formule [32].

Soient dans les plans (001) ou (110)

$$\theta = (\vec{Ox}, \vec{M}), \quad \varphi = (\vec{Ox}, \vec{H}) \quad \text{et} \quad \varepsilon = \varphi - \theta$$

Pour une position déterminée de \vec{H} on mesure un couple

$$\Gamma_z = MH \sin \varepsilon \quad (36)$$

$$\Gamma_z(\varphi) = \Gamma_{az}(\varphi - \varepsilon) \quad (37)$$

D'où l'on tire

$$\Gamma_z(\varphi) = \Gamma_{az}(\varphi) - \frac{\Gamma_{az}(\varphi)}{HM} \frac{d\Gamma_{az}(\varphi)}{d\varphi} + \frac{\Gamma_{az}^2(\varphi)}{2(HM)^2} \frac{d^2\Gamma_{az}(\varphi)}{d\varphi^2} + \frac{\Gamma_{az}(\varphi)}{(HM)^2} \left[\frac{d\Gamma_{az}(\varphi)}{d\varphi} \right]^2 + O \left[\frac{\Gamma_{az}^4(\varphi)}{(HM)^3} \right] \quad (38)$$

Le calcul donne alors en négligeant K'_3 dans les termes en $1/(HM)^2$ du plan (110), les formules (39) et (40).

Plan (001), $Ox \equiv [100]$

$$\Gamma_z(\varphi) =$$

$$\begin{aligned} \sin 4\varphi \left[\left(\frac{K'_1}{2} + \frac{K'_3}{8} \right) - \frac{1}{HM} \left(\frac{K'_1 K'_3}{16} + \frac{K'_3{}^2}{64} \right) \right. \\ \left. + \frac{1}{(HM)^2} \left(-\frac{K'_1{}^3}{4} - \frac{3K'_1{}^2 K'_3}{16} - \frac{7K'_1 K'_3{}^2}{128} - \frac{3K'_3{}^3}{512} \right) \right] + \\ \sin 8\varphi \left[-\frac{K'_3}{16} - \frac{1}{HM} \left(\frac{K'_1{}^2}{2} + \frac{K'_1 K'_3}{4} + \frac{K'_3{}^2}{32} \right) \right. \\ \left. + \frac{1}{(HM)^2} \left(\frac{K'_1{}^2 K'_3}{4} + \frac{K'_1 K'_3{}^2}{8} + \frac{9K'_3{}^3}{512} \right) \right] + \end{aligned} \quad (39)$$

$$\begin{aligned}
\sin 12 \varphi & \left[-\frac{1}{HM} \left(-\frac{3K_1'K_3'}{16} - \frac{3K_3'^2}{64} \right) \right. \\
& \left. + \frac{1}{(HM)^2} \left(\frac{3K_1'^3}{4} + \frac{9K_1'^2K_3'}{16} + \frac{51K_1'K_3'^2}{256} + \frac{3K_3'^3}{1024} \right) \right] + \\
\sin 16 \varphi & \left[-\frac{1}{HM} \left(+\frac{K_3'^2}{64} \right) \right. \\
& \left. + \frac{1}{(HM)^2} \left(-\frac{K_1'^2K_3'}{2} - \frac{K_1'K_3'^2}{4} - \frac{K_3'^3}{32} \right) \right] \quad (39)
\end{aligned}$$

Plan (110), Ox \equiv [001]

$\Gamma_z(\varphi) =$

$$\begin{aligned}
\sin 2 \varphi & \left[\left(\frac{K_1'}{4} + \frac{K_2'}{64} + \frac{7K_3'}{128} \right) - \frac{1}{HM} \left(-\frac{3K_1'^2}{32} - \frac{K_1'K_2'}{256} + \frac{K_2'^2}{512} - \frac{K_1'K_3'}{32} - \frac{103K_2'K_3'}{16384} + \frac{7K_3'^2}{32768} \right) \right. \\
& \left. + \frac{1}{(HM)^2} \left(-\frac{11K_1'^3}{256} - \frac{111K_1'^2K_2'}{8192} + \frac{77K_1'K_2'^2}{32768} - \frac{327K_2'^3}{262134} \right) \right] + \\
\sin 4 \varphi & \left[\left(\frac{3K_1'}{8} + \frac{K_2'}{16} + \frac{K_3'}{128} \right) - \frac{1}{HM} \left(\frac{K_1'^2}{16} + \frac{K_1'K_2'}{32} + \frac{7K_2'^2}{4096} + \frac{43K_1'K_3'}{1024} + \frac{43K_2'K_3'}{4096} + \frac{K_3'^2}{1024} \right) \right. \\
& \left. + \frac{1}{(HM)^2} \left(-\frac{51K_1'^3}{256} - \frac{K_1'^2K_2'}{16} - \frac{223K_1'K_2'^2}{8192} - \frac{3K_2'^3}{512} \right) \right] + \\
\sin 6 \varphi & \left[\left(-\frac{3K_2'}{64} + \frac{3K_3'}{128} \right) - \frac{1}{HM} \left(\frac{9K_1'^2}{32} + \frac{33K_1'K_2'}{512} + \frac{3K_2'^2}{1024} + \frac{3K_1'K_3'}{32} + \frac{201K_2'K_3'}{16384} + \frac{231K_3'^2}{32768} \right) \right. \\
& \left. + \frac{1}{(HM)^2} \left(-\frac{69K_1'^3}{512} + \frac{1137K_1'^2K_2'}{8192} + \frac{501K_1'K_2'^2}{32768} + \frac{327K_2'^3}{65536} \right) \right] + \\
\sin 8 \varphi & \left[-\frac{9K_3'}{256} - \frac{1}{HM} \left(\frac{9K_1'^2}{32} + \frac{3K_1'K_2'}{64} + \frac{5K_2'^2}{1024} + \frac{9K_1'K_3'}{256} + \frac{7K_2'K_3'}{1024} + \frac{43K_3'^2}{8192} \right) \right. \\
& \left. + \frac{1}{(HM)^2} \left(\frac{3K_1'^3}{16} + \frac{K_1'^2K_2'}{8} + \frac{475K_1'K_2'^2}{16384} + \frac{73K_2'^3}{32768} \right) \right] + \quad (40) \\
\sin 10 \varphi & \left[-\frac{1}{HM} \left(\frac{45K_1'K_2'}{512} - \frac{15K_2'^2}{1024} + \frac{45K_2'K_3'}{16384} - \frac{285K_3'^2}{32768} \right) \right. \\
& \left. + \frac{1}{(HM)^2} \left(\frac{225K_1'^3}{512} + \frac{1125K_1'^2K_2'}{8192} + \frac{664K_1'K_2'^2}{32768} + \frac{195K_2'^3}{131072} \right) \right] + \\
\sin 12 \varphi & \left[-\frac{1}{HM} \left(+\frac{27K_2'^2}{4096} - \frac{81K_1'K_3'}{1024} - \frac{81K_2'K_3'}{4096} \right) \right. \\
& \left. + \frac{1}{(HM)^2} \left(\frac{81K_1'^3}{256} - \frac{81K_1'K_2'^2}{8192} + \frac{155K_2'^3}{32768} \right) \right] +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \sin 14\varphi \left[-\frac{1}{HM} \left(+\frac{189K_1K_2}{16384} - \frac{189K_3^2}{32768} \right) \right. \\
& \quad \left. + \frac{1}{(HM)^2} \left(-\frac{1323K_1^2K_2}{8192} - \frac{1647K_1K_2^2}{32768} - \frac{2255K_2^3}{524288} \right) \right] + \\
& \sin 16\varphi \left[-\frac{1}{HM} \left(\frac{81K_3^2}{16384} \right) + \frac{1}{(HM)^2} \left(\frac{189K_1K_2^2}{16384} + \frac{29K_2^3}{16384} \right) \right] + \\
& \sin 18\varphi \left[\frac{1}{(HM)^2} \left(\frac{243K_2^3}{524288} \right) \right] \tag{40}
\end{aligned}$$

Ces expressions montrent que l'on peut très facilement faire des erreurs grossières sur les déterminations de K_2^1 et K_3^1 car les termes correctifs en K_1^2/HM sont souvent plus grands que les termes fondamentaux en K_2^1 et K_3^1 . D'autre part, il est extrêmement difficile d'utiliser ces formules pour déterminer K_1^1 , K_2^1 et K_3^1 car on est conduit à une méthode d'approximations successives relativement peu convergente. Enfin, dans le cas du Nickel, il faudrait calculer les termes en allant au minimum à l'ordre suivant en $1/(HM)^3$, pour obtenir une précision suffisante.

C'est la raison pour laquelle nous avons mis au point une autre méthode de résolution, entièrement numérique, utilisant l'ordinateur IBM 7044 du Laboratoire de Mathématiques Appliquées.

6 - DETERMINATION DES CONSTANTES D'ANISOTROPIE K_n^1 A PARTIR DES COURBES DE COUPLES EN FONCTION DE L'ORIENTATION DU CHAMP PAR RAPPORT AU CRISTAL DANS LES PLANS {100} et {110}

Le calcul des constantes K_n^1 , à une température donnée et pour une valeur déterminée du champ de mesure, se décompose en quatre phases :

a) Mesure de 36 valeurs Y_i , $0 \leq i \leq 35$, du couple $\Gamma_z(\varphi)$ pour 36 valeurs de φ équidistantes, ($\varphi = i \pi/18$), l'électroaimant étant positionné au moyen de la couronne de 36 miroirs. La valeur $\varphi = 0$ est choisie de façon à correspondre le mieux possible avec la direction Ox du cristal. Exemple en planche 2 pour le plan {110}.

b) $\Gamma_z(\varphi)$ peut être décomposé en série de Fourier suivant la forme :

$$\Gamma_z(\varphi) = a_0 + \sum_{p=1}^n [a_p \cos p\varphi + b_p \sin p\varphi] \tag{41}$$

Comme les valeurs Y_i mesurées correspondent à des valeurs équidistantes de la variable φ on peut calculer rigoureusement les 36 premiers coefficients de Fourier du développement (41) suivant les formules :

$$\begin{aligned}
a_0 &= \frac{1}{36} \sum_{i=0}^{35} Y_i \\
a_p &= \frac{1}{18} \sum_{i=0}^{35} Y_i \cos pi \frac{\pi}{18} \\
& \quad 1 \leq p \leq 18 \tag{42}
\end{aligned}$$

$$b_p = \frac{1}{18} \sum_{i=0}^{35} Y_i \sin pi \frac{\pi}{18} \quad (42)$$

$$1 \leq p \leq 17$$

Sur la planche 3, les 4 premières lignes donnent les différences $Y_i - Y_{i+18}$ pour i variant de 0 à 18 avec $Y_{36} = Y_0$, qui permettent de détecter pratiquement toutes les erreurs de transcription des données et fournissent un ordre de grandeur des couples parasites.

La première colonne correspond aux b_p (b_{18} est calculé mais il est évidemment toujours égal à zéro, car nous n'avons pas d'information sur b_{18}); la deuxième colonne aux a_p , la troisième colonne est $\sqrt{a_p^2 + b_p^2}$ et la quatrième est $-(180/\pi) \text{Arc tg } a_p/b_p$ qui permet de vérifier que $\varphi = 0$ correspond bien à la direction Ox du cristal. On remarquera sur cet exemple la valeur des couples parasites résiduels. L'erreur commise sur les coefficients de Fourier significatifs, c'est-à-dire pairs, est de l'ordre de grandeur des coefficients impairs qui devraient être nuls (sauf celui en φ qui correspond à des couples parasites prévus).

c) On se propose maintenant de calculer le développement de Fourier $\Gamma_{az}(\theta)$ sachant que pour chaque valeur $\Gamma_z(\varphi)$, θ est donné par la formule $\varphi - \theta = \text{Arc sin } \Gamma_z(\varphi)/HM$ (43) à condition que les couples parasites de décentrage soient suffisamment faibles devant les couples d'anisotropie, car ils ne sont pas représentés par $\vec{M} \wedge \vec{H}$.

Si l'on fait ce calcul seulement pour les 36 valeurs mesurées de $\Gamma_z(\varphi)$ on obtient 36 valeurs de θ qui ne sont pas équidistantes et on ne peut donc plus tirer les coefficients du développement de Fourier $\Gamma_{az}(\theta)$ de formules du type (42).

On résout cette difficulté en remarquant que les termes d'ordre supérieur à 18 du développement (41) sont négligeables comme le montrent les formules (39) et (40). On suppose alors que la formule (41) est un polynôme trigonométrique d'ordre 18 et on peut calculer N valeurs de $\Gamma_z(\varphi)$, N étant aussi grand que l'on veut. Pour ces N valeurs de φ on obtient la valeur de θ correspondante par (43). On calcule alors les coefficients de Fourier a'_p et b'_p du développement $\Gamma_{az}(\theta)$ par les formules :

$$\begin{aligned} a'_0 &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Gamma_{az}(\theta) d\theta \\ a'_p &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \Gamma_{az}(\theta) \cos p\theta d\theta \\ b'_p &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \Gamma_{az}(\theta) \sin p\theta d\theta \end{aligned} \quad (44)$$

Ces intégrations sont réalisées par la méthode des trapèzes. On peut augmenter la précision du calcul de ces intégrales en augmentant N mais on augmente en même temps les erreurs d'arrondis de la machine qui ne sont pas à négliger car il y a un grand nombre de sinus et cosinus à calculer. Nous avons donc déterminé sur la machine dont nous disposons le compromis donnant la meilleure précision et les calculs sont effectués avec $N = 1440$.

Un exemple de résultat est donné à la planche 4 qui est à comparer à la planche 3. On constate que les termes d'ordre supérieur à 8 sont devenus très petits comme le laissait prévoir l'expression (31) et que les termes significatifs pour le calcul des constantes d'anisotropie sont profondément affectés par le changement de variable, ce qui confirme la discussion du paragraphe précédent.

- .19000000+01	.13000183+01	- .89996338+00	- .21000366+01	- .23999939+01	- .15999985+01
- .13000031+01	- .39999390+00	.50000000+00	- .99999998-01	- .10000000+01	- .21999969+01
- .22999954+01	- .20000000+01	- .12999878+01	- .20001221+00	.17000122+01	.41000061+01
.19000000+01					
	- .21971851+01				
- .62392092+00	- .44186592+00	.76454091+00	- .35306439+02	1	
- .20890476+04	- .77725868+01	.20890620+04	- .21317579+00	2	
- .11565018+00	- .48497772+00	.49857633+00	- .76587458+02	3	
- .33556645+04	- .45604095+01	.33556676+04	- .77865965-01	4	
.64326477+00	.15080929+00	.66070644+00	- .13194335+02	5	
- .14285540+03	.23276882+01	.14287436+03	.93349575+00	6	
.34295654+00	- .60255527-01	.34820959+00	.99648421+01	7	
- .23333972+03	.12845778+01	.23334326+03	.31542056+00	8	
.36674309+00	.55975979-02	.36678580+00	- .87443730+00	9	
- .15245636+02	.39281583+00	.15250696+02	.14759444+01	10	
.20820999+00	- .51789760-01	.21455438+00	.13968176+02	11	
- .24056286+02	.10540009+00	.24056517+02	.25103382+00	12	
.10421371+00	- .13885498-01	.10513470+00	.75894230+01	13	
- .18441296+01	- .12054443-01	.18441689+01	- .37451755+00	14	
.11555672+00	- .39710998-02	.11562493+00	.19681916+01	15	
- .24244084+01	- .34189224-01	.24246495+01	- .80793664+00	16	
.11173487-01	- .49718856-01	.50958920-01	.77334158+02	17	
.12859332-03	.27772903-01	.27773201-01	- .89734713+02	18	

d) A partir de b'_4 et b'_8 dans le plan $\{100\}$ on peut alors obtenir K'_1 et K'_3 d'après (30). Dans le plan $\{110\}$ nous calculons K'_1 , K'_2 et K'_3 d'après (31) en utilisant seulement b'_4 , b'_6 et b'_8 ; on recalcule alors b'_2 et la comparaison avec le b'_2 mesuré confirme l'ordre de grandeur des couples parasites qui peuvent intervenir sur ce terme.

Les constantes K'_1 et K'_3 déterminées à partir des mesures dans les plans $\{100\}$ et $\{110\}$ sont en bon accord. On constate parfois des écarts de quelques millièmes qui peuvent être attribués à plusieurs causes :

- erreurs expérimentales,
- erreurs dans le calcul du passage de $\Gamma_z(\varphi)$ à $\Gamma_{az}(\theta)$ dues principalement à l'imprécision sur M . Nous reviendrons ci-dessous sur ce point,
- effets de forme de l'échantillon d'ordre supérieur à deux, qui pourraient être introduits par de petites déformations plastiques de l'échantillon dans son support.

Les valeurs de constantes données plus loin proviennent des mesures dans le plan $\{110\}$.

On remarquera qu'il est nécessaire d'avoir initialement une précision assez grande sur la mesure des couples pour arriver à une détermination correcte des constantes K'_2 et K'_3 .

7 - REMARQUE SUR LA VALEUR DE L'AIMANTATION A SATURATION DU NICKEL

La valeur de l'aimantation du Nickel intervient au cours des calculs précédents dans l'expression (43). Utilisant initialement les valeurs de la littérature, soit 484,1 u. e. m. /cm³ à 20°C [28], et les variations thermiques déterminées par S. FONER et E.D. THOMPSON [29] et P. WEISS et R. FORRER [30], nous avons constaté que des termes significatifs en b'_{10} et b'_{12} persistaient, mais qu'ils disparaissaient en introduisant une valeur plus grande de M . D'autre part H. DANAN [31] déterminait à 20°C la valeur de 55,05 ± 0,05 u. e. m. /g soit 489,9 u. e. m. /cm³ en adoptant 8,90 comme densité. Cette valeur était obtenue à partir de la loi d'approche à la saturation d'un polycristal.

Nous avons donc estimé fondamental de réaliser une mesure absolue de l'aimantation sur un monocristal.

Une sphère monocristalline de Nickel est suspendue au plateau d'une balance de précision (permettant de mesurer le μg) et placée au centre d'un solénoïde sans fer compensé, dont le champ est uniforme au sixième ordre près [32]. Ce champ est appliqué dans une direction de facile aimantation et nettement supérieur au champ démagnétisant. Autour de cette bobine est placée une bobine de gradient de champ, mono-couche, de dimensions très bien connues, et dont le gradient est uniforme au quatrième ordre. La balance étant équilibrée en l'absence de courant dans la bobine de gradient on envoie un courant connu dans celle-ci et on rétablit l'équilibre de la balance (l'échelle optique de celle-ci nous assurant que l'échantillon se retrouve exactement dans la même position). Nous avons ainsi mesuré, avec une précision au moins égale au millième, une aimantation de 55,01 ± 0,05 u. e. m. /g à 20°C, valeur en bon accord avec celle de H. DANAN [31].

Nous avons utilisé les variations avec la température données en [29] et [30], car notre appareillage ne nous permettait de travailler qu'au voisinage de la température ambiante.

Les densités du Nickel en fonction de la température sont déduites des mesures de dilatation de F. C. NIX et D. MAC NAIR [33] en admettant une densité de 8,900 à 20°C.

Cette nouvelle valeur de l'aimantation du Nickel donne un bien meilleur accord avec l'interprétation des mesures de couples que la valeur communément admise [28].

8 - DETERMINATION DES CONSTANTES D'ANISOTROPIE K_n ET DE L'ANISOTROPIE DE L'AIMANTATION

Nous avons donc, à partir des coefficients d'ordre 4, 6 et 8 du développement de Fourier de $\Gamma_{\alpha\alpha}(\theta)$ dans le plan {110} calculé les constantes K_1' , K_2' et K_3' suivant les formules :

$$\begin{aligned} K_1' &= \frac{1}{27} (72b_4' + 96b_6' + 80b_8') \\ K_2' &= -\frac{1}{9} (192b_6' + 128b_8') \\ K_3' &= -\frac{256}{9} b_8' \end{aligned} \quad (45)$$

Nous constatons que pour une température déterminée K_1' , K_2' et K_3' varient avec le champ. La variation de K_1' avec le champ a déjà été signalée [34], [35], [36] :

Cette constante est alors considérée comme étant K_1 du développement de E_n , ces auteurs ne précisant pas si le terme $-\vec{M} \cdot \vec{H}$ d'interaction avec le champ extérieur est contenu dans E_n ou non. J. VEERMANN, J. J. M. FRANSE et G. W. RATHENAU [35] [36] en tirent effectivement le coefficient M_1 de l'anisotropie de l'aimantation par une relation identique à (18), leur résultat étant en accord avec nos déterminations. Quant à I. M. PUZEI [34], il interprète ses mesures comme une variation intrinsèque de K_1 et non comme l'effet de l'anisotropie de l'aimantation.

D'après notre formule (22) K_n' peut se mettre sous la forme :

$$K_n' = A + B H_1 + f(H_1) \quad (46)$$

A et B ne dépendant que de la température. On a alors

$$K_n (H_1 = 0) = A + f(H_1 = 0)$$

d'après (18)

$$M_n (H_1 = 0) = -B - \frac{\partial f}{\partial H_1} (H_1 = 0)$$

$$\frac{\partial M_n}{\partial H_1} = -\frac{\partial^2 f}{\partial H_1^2}$$

et d'après (23)

$$\frac{\partial K_n}{\partial H_1} = -H_1 \frac{\partial^2 f}{\partial H_1^2}$$

Nous ne disposons pour le moment que de mesures de K_n' dans une zone réduite de valeurs de H_1 (quelques milliers d'oersteds seulement) et il nous a été impossible de préciser exactement la fonction $f(H_1)$.

Nous avons pensé qu'il était physiquement raisonnable de prendre $f(H_1)$ sous la forme CH_1^2 où C ne dépend que de la température. On a alors $\partial M_n / \partial H_1 = -2C$. Les déterminations des coefficients A, B et C sont faites en utilisant une méthode de moindres carrés et un exemple de résultat est donné aux planches 5 et 6 qui font suite aux calculs des

CHAMP	CONSTANTE MESUREE	CONSTANTE CALCULEE	ECART	ECART RELATIF
(X)	(Y)	Z=A+B*X+C*X*X	(Y-Z)	(Y-Z)/Z
.92669200+04	-.59949237+05	-.59946041+06	-.31953125+02	.53303144-04
.76129199+04	-.59737375+06	-.59745054+06	.76789062+02	.12852790-03
.52739199+04	-.59444381+06	-.59436843+06	-.75375000+02	.12681528-03
.35719200+04	-.59191861+05	-.59194919+06	.30484375+02	.51498304-04
CONSTANTE EN CHAMP NUL (A)	ANISOTROPIE DE L AIMANTATION (-B)	DERIVEE PAR RAPPORT AU CHAMP (-2C)		
-.58638797+06	.16486298+01	-.51359582-04		

CHAMP	CONSTANTE MESUREE	CONSTANTE CALCULEE	ECART	ECART RELATIF
(X)	(Y)	Z=A+B*X+C*X*X	(Y-Z)	(Y-Z)/Z
.92669200+04	-.20338364+06	-.20353570+06	.15206445+03	.74711438-03
.76129199+04	-.20892382+05	-.20855799+06	-.36583203+03	.17541022-02
.52739199+04	-.21296090+05	-.21332063+06	.35973437+03	.16863552-02
.35719200+04	-.21520931+06	-.21506332+06	-.14598828+03	.67881533-03
CONSTANTE EN CHAMP NUL (A)	ANISOTROPIE DE L AIMANTATION (-B)	DERIVEE PAR RAPPORT AU CHAMP (-2C)		
-.21400165+06	.11920055+01	-.50100633-03		

CHAMP	CONSTANTE MESUREE	CONSTANTE CALCULEE	ECART	ECART RELATIF
(X)	(Y)	Z=A+B*X+C*X*X	(Y-Z)	(Y-Z)/Z
.92669200+04	-.75293400+05	-.75503940+05	.21054004+03	.27884642-02
.76129199+04	-.79017780+05	-.78511258+05	-.50652148+03	.64515776-02
.52739199+04	-.81998999+05	-.82497144+05	.49814453+03	.60383245-02
.35719200+04	-.85403140+05	-.85200969+05	-.20216992+03	.23728594-02
CONSTANTE EN CHAMP NUL (A)	ANISOTROPIE DE L AIMANTATION (-B)	DERIVEE PAR RAPPORT AU CHAMP (-2C)		
-.90337032+05	-.13358228+01	-.57155316-04		

Planche 5

CHAMP	CONSTANTE MESUREE	CONSTANTE CALCULEE	ECART	ECART RELATIF
(X)	(Y)	Z=A+B*X+C*X*X	(Y-Z)	(Y-Z)/Z
.92669200+04	.14090459+05	.14090847+05	-.38854980+00	.27574623-04
.76129199+04	.14068338+05	.14067407+05	.93090820+00	.66174825-04
.52739199+04	.14022253+05	.14023162+05	-.90881348+00	.64808028-04
.35719200+04	.13983162+05	.13982795+05	.36743164+00	.26277411-04
CONSTANTE EN CHAMP NUL (A)	ANISOTROPIE DE L AIMANTATION (-B)	DERIVEE PAR RAPPORT AU CHAMP (-2C)		
.13875696+05	-.34227416-01	.23762500-05		

CHAMP	CONSTANTE MESUREE	CONSTANTE CALCULEE	ECART	ECART RELATIF
(X)	(Y)	Z=A+B*X+C*X*X	(Y-Z)	(Y-Z)/Z
.92669200+04	-.10933170+03	-.10923435+03	-.97348212-01	.89118679-03
.76129199+04	-.11036760+03	-.11060176+03	.23415947+00	.21171405-02
.52739199+04	-.11081220+03	-.11358200+03	-.23019505+00	.20816682-02
.35719200+04	-.10903570+03	-.10912907+03	.93375205-01	.85564003-03
CONSTANTE EN CHAMP NUL (A)	ANISOTROPIE DE L AIMANTATION (-B)	DERIVEE PAR RAPPORT AU CHAMP (-2C)		
-.10213972+03	.27038530-02	-.41831930-06		

CHAMP	CONSTANTE MESUREE	CONSTANTE CALCULEE	ECART	ECART RELATIF
(X)	(Y)	Z=A+B*X+C*X*X	(Y-Z)	(Y-Z)/Z
.92669200+04	-.12941120+03	-.129777305+03	.36185646+00	.27883789-02
.76129199+04	-.13581250+03	-.13494192+03	-.87058258+00	.64515355-02
.52739199+04	-.14093650+03	-.14179269+03	.85619545+00	.60383607-02
.35719200+04	-.14667874+03	-.14643991+03	-.34748840+00	.23729077-02
CONSTANTE EN CHAMP NUL (A)	ANISOTROPIE DE L AIMANTATION (-B)	DERIVEE PAR RAPPORT AU CHAMP (-2C)		
-.15526753+03	-.22959426-02	-.98238459-07		

Planche 6

planches 3 et 4. La planche 5 donne successivement K_n ($H_i = 0$), $M_n(H_i = 0)$ et $\partial M_n / \partial H_i$ pour $n = 1, 2$ et 3 et pour 1 cm^3 . La planche 6 donne les mêmes informations mais pour un développement de E_a et de M selon la formule (2) et pour 1 g .

On constate que les écarts relatifs entre la courbe supposée de la forme $K'_n = A + B H_i + C H_i^2$ (47) et la courbe mesurée sont de l'ordre de 10^{-4} pour K'_1 , 10^{-3} pour K'_2 et 10^{-2} pour K'_3 . Ces écarts confirment la précision des expériences mais ne permettent absolument pas d'affirmer que $f(H_i)$ est de la forme supposée car la variation du champ n'est pas assez importante. D'autre part, à partir de 550°K environ et jusqu'à 631°K point de Curie les écarts avec une forme du type (47) atteignent parfois plusieurs %.

Ils peuvent avoir pour origine :

- la diminution de la précision relative des expériences car les couples d'anisotropie deviennent très faibles.

- le fait que $\partial M_n / \partial H_i = \text{Cte}$ pour $n = 1, 2, \text{ et } 3$ devient certainement une très mauvaise approximation, car à partir de ces températures même la partie principale isotrope M_0 -de l'aimantation n'a plus une variation linéaire avec le champ [30].

9 - RESULTATS

Les résultats que nous présentons ci-dessous ont été obtenue sur une sphère de Nickel de $2,72 \text{ g}$ taillée dans un monocristal provenant du Virginia Institute for Scientific Research, Richmond, U.S.A, et obtenu par tirage. Sa pureté est d'environ $99,98 \%$. Des mesures effectuées sur des monocristaux préparés dans notre laboratoire et de puretés semblables donnent des résultats concordant à la précision des expériences près.

a) Constantes d'anisotropie en champ nul (figure 4).

Ce sont les coefficients K_n ($n = 1, 2$ et 3) du développement (3) de E_a dont la valeur en champ nul est donnée par le coefficient A de (47). On constate une variation extrêmement rapide avec la température en particulier pour K_3 qui n'avait pas été déterminée jusqu'alors.

Aux basses températures K_1 , K_2 et K_3 sont tous trois négatifs contrairement à ce qui était annoncé par de nombreux auteurs pour K_2 . Nous avons déjà indiqué les causes possibles de cette erreur et nous y reviendrons plus loin dans l'étude du plan $\{111\}$. Cette valeur négative de K_2 confirme le signe déterminé récemment par D. S. RODBELL [5] à partir de mesures de résonance ferromagnétique.

D'autre part, il était communément admis [37] que la constante K_1 changeait de signe à 400°K pour prendre les valeurs positives dépassant 5000 ergs/cm^3 vers 500°K . Nous ne retrouvons pas du tout un tel comportement et à 400°K , K_1 est encore de l'ordre de -6000 ergs/cm^3 . La précision de nos expériences étant, pour les raisons exposées au paragraphe précédent, fortement diminuée au voisinage du point de Curie (partie des courbes en pointillé), il nous est impossible d'assurer si K_1 change de signe ou non. Il est par contre certain que le changement de signe, s'il existe, a lieu à une température beaucoup plus proche du point de Curie que 400°K et que les valeurs positives que pourrait alors prendre K_1 ne dépasseraient pas 500 ergs/cm^3 . Notons que cette constante K_1 contient des contributions d'origine magnéto-élastiques dont nous donnerons le signe et l'ordre de grandeur au chapitre V.

b) Anisotropie de l'aimantation en champ nul (figure 5).

Ce sont les coefficients M_n ($n = 1, 2, 3$) du développement analogue à (3) du module du vecteur aimantation. Ils sont donnés par le coefficient B de (47), $M_n = -B$.

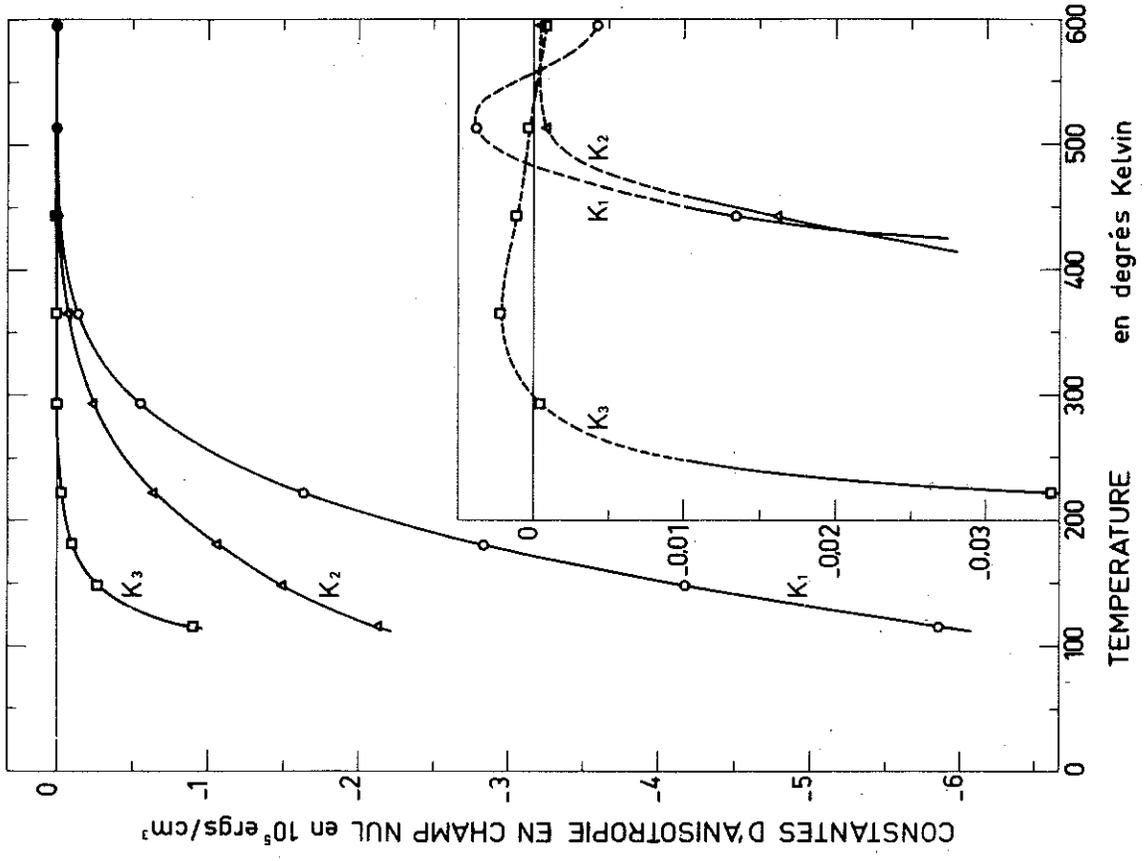


Figure 4

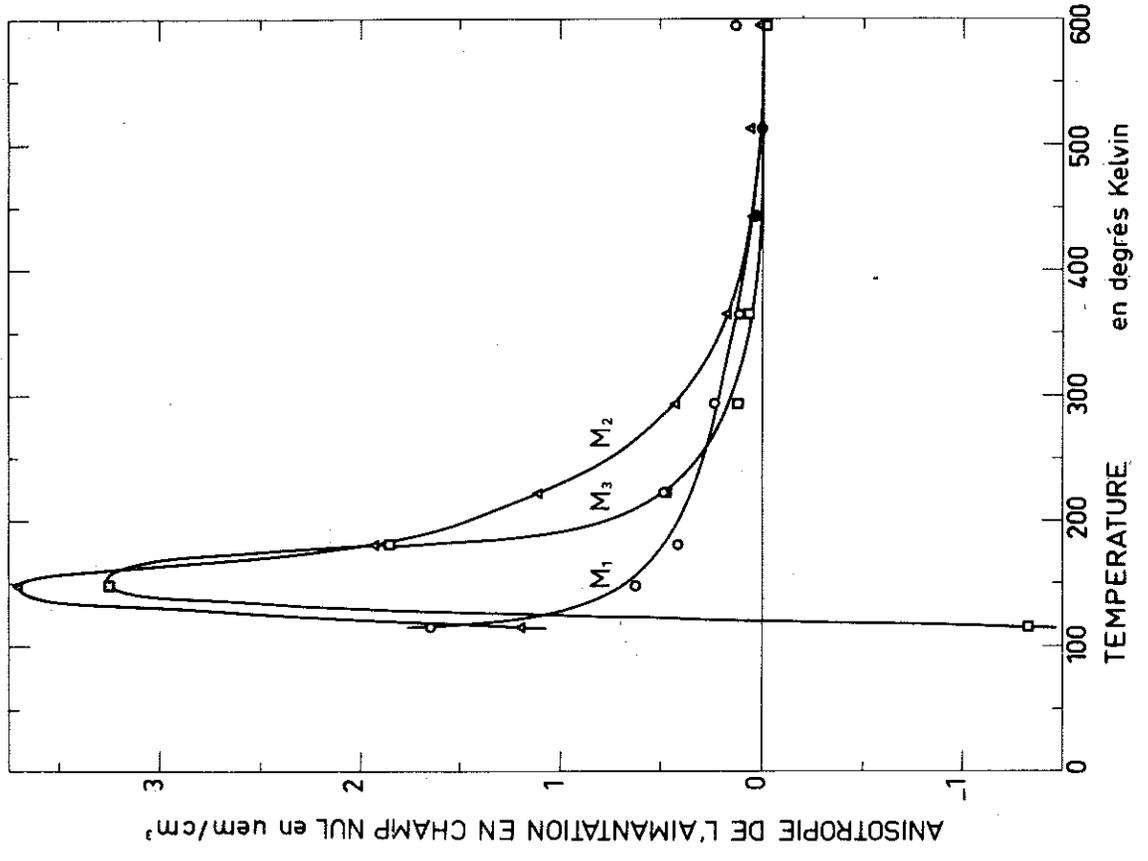


Figure 5

On constate que leur ordre de grandeur en rend la mesure quasi impossible par les méthodes habituelles de mesure de l'aimantation totale de l'échantillon. Nous en avons fait cependant une détermination directe qui sera décrite au chapitre IV.

Les variations de ces coefficients avec la température sont importantes et semblent beaucoup moins simples que celles des constantes d'anisotropie.

c) **Ordre de grandeur des erreurs sur les K_n' et M_n**

Nous séparerons les erreurs en deux catégories :

- Celles commises dans la mesure du développement de Fourier $\Gamma_z(\varphi)$ affectant les coefficients de Fourier b_4 , b_6 et b_8 d'une erreur que nous évaluerons pour chacun à $\Delta b \sim 10^{-4} b_4$.

- Celles commises dans le passage du développement $\Gamma_z(\varphi)$ au développement $\Gamma_{az}(\theta)$, dues principalement au calcul de $\varphi - \theta$ par la formule (43) qui fait intervenir la valeur du champ de mesure, la valeur de l'aimantation dans ce champ ainsi que la constante d'étalonnage absolu en couples de l'appareil.

Nous estimons globalement cette erreur à $\frac{\Delta(HM)}{HM} \sim 5 \cdot 10^{-3}$.

Les relations de passage entre b_4 , b_6 , b_8 et b_4' , b_6' , b_8' sont, en ne conservant que les termes du premier ordre de la formule (40),

$$\begin{aligned} b_4 &= b_4' - \frac{1}{16} K_1'^2 / HM \\ b_6 &= b_6' - \frac{9}{32} K_1'^2 / HM \\ b_8 &= b_8' - \frac{9}{32} K_1'^2 / HM \end{aligned} \quad (48)$$

Les formules (45) donnent alors au premier ordre

$$\begin{aligned} K_1' &= \frac{1}{27} (72b_4 + 96b_6 + 80b_8) + 2 \frac{K_1'^2}{HM} \\ K_2' &= -\frac{1}{9} (192b_6 + 128b_8) - 10 \frac{K_1'^2}{HM} \\ K_3' &= -\frac{256}{9} b_8 - 8 \frac{K_1'^2}{HM} \end{aligned} \quad (49)$$

Soit H_o la valeur moyenne du champ dans la zone que notre appareillage permettait d'explorer $H_o \sim 8000$ oersteds. On obtient à partir de (49) l'ordre de grandeur suivant pour les erreurs sur les K_n'

$$\begin{aligned} \Delta K_1' &= \frac{248}{27} \Delta b + 2 \frac{K_1'^2}{H_o M} \frac{\Delta(HM)}{HM} \\ \Delta K_2' &= \frac{320}{9} \Delta b + 10 \frac{K_1'^2}{H_o M} \frac{\Delta(HM)}{HM} \\ \Delta K_3' &= \frac{256}{9} \Delta b + 8 \frac{K_1'^2}{H_o M} \frac{\Delta(HM)}{HM} \end{aligned} \quad (50)$$

En éliminant le voisinage du point de Curie où cette estimation des erreurs n'est plus valable pour les raisons données plus haut, le cas le plus défavorable est celui des basses températures. Les formules (50) donnent alors vers 100°K

$$\frac{\Delta K'_1}{K'_1} < 5 \cdot 10^{-3} \quad \frac{\Delta K'_2}{K'_2} < 2 \cdot 10^{-2}$$

$$\frac{\Delta K'_3}{K'_3} < 5 \cdot 10^{-2}$$

et nous constatons que ce sont les erreurs provenant de $\frac{\Delta(HM)}{HM}$ qui sont les plus importantes.

Dans le calcul de M_1 , M_2 et M_3 les erreurs sur Δb sont pratiquement éliminées par la procédure de moindres carrés utilisée pour déterminer les coefficients de (47)

On obtient alors d'après (49)

$$\Delta M_1 \sim 2 \frac{K_1'^2}{H_0^2 M} \frac{\Delta(HM)}{HM}$$

$$\Delta M_2 \sim 5 \Delta M_1$$

$$\Delta M_3 \sim 4 \Delta M_1$$

soit vers 100°K

$$\Delta M_1 \sim 0,2 \text{ u. e. m. / cm}^3$$

$$\Delta M_2 \text{ et } \Delta M_3 \sim 1 \text{ u. e. m. / cm}^3$$

On peut donc avoir sur M_1 , M_2 et M_3 des erreurs relatives dépassant 10 % dans les cas les plus défavorables. Il faut toutefois remarquer que vers la température ambiante les précisions relatives sur les K'_n et M_n sont nettement meilleures.

d) Différences d'énergie et d'aimantation entre les directions <100> et <111> du cristal (figure 6)

A la suite de ce calcul il nous a semblé intéressant d'évaluer, toujours en champ nul, les différences d'énergie d'anisotropie et d'aimantation du cristal entre les directions <111> et <100>, c'est-à-dire les combinaisons linéaires suivantes des K_n et M_n :

$$E_a \langle 111 \rangle - E_a \langle 100 \rangle = \frac{9K_1 + K_2 + K_3}{27} \quad (51)$$

$$M \langle 111 \rangle - M \langle 100 \rangle = \frac{9M_1 + M_2 + M_3}{27} \quad (51)'$$

En effet nous avons remarqué que les principales causes d'erreurs, particulièrement dans la détermination des M_n , provenaient du passage entre $\Gamma_z(\varphi)$ et $\Gamma_{az}(\theta)$. Or le terme fondamental en $K_1'^2/HM$ de cette correction (40) (48) (49) disparaît dans les combinaisons linéaires (51) et (51)'. La précision sur la détermination de ces différences est donc bien supérieure à celle de chacun des coefficients K_n et M_n .

On constate que $E_a \langle 111 \rangle - E_a \langle 100 \rangle$ est toujours négatif sauf peut être au voisinage du point de Curie où cette différence peut atteindre ± 100 ergs/cm³. $M \langle 111 \rangle - M \langle 100 \rangle$ est toujours positif sauf peut être dans cette même zone de température où, pour les raisons déjà indiquées, la précision de la détermination est extrêmement difficile à chiffrer mais certainement bien moins bonne qu'aux températures inférieures.

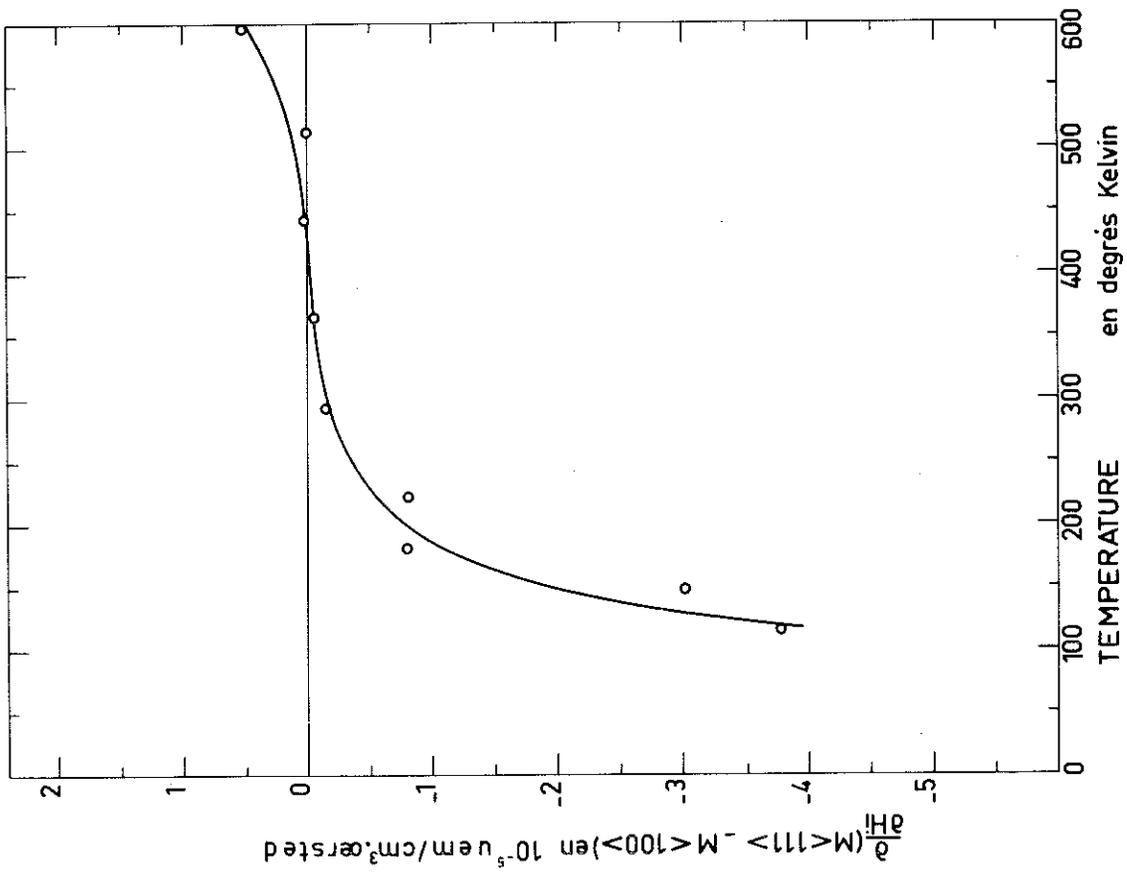


Figure 6

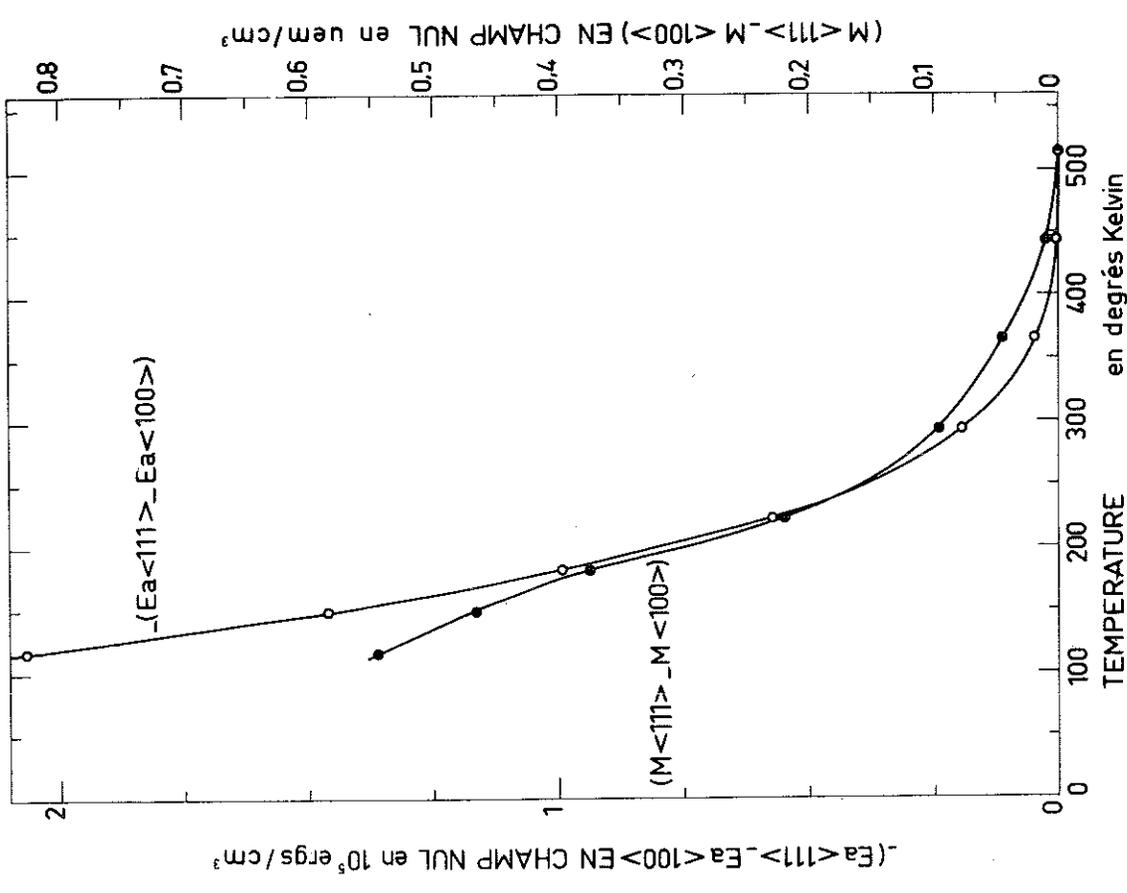


Figure 7

Enfin, la variation thermique de la différence d'aimantation est moins rapide que celle de la différence d'énergie d'anisotropie. Nous reviendrons au chapitre V sur une interprétation de ces variations.

Sur la figure 7 nous avons représenté la variation thermique de $(\partial/\partial H_1)(M\langle 111\rangle - M\langle 100\rangle)$ donnée par une combinaison linéaire des coefficients C des formules du type (47). La détermination individuelle des $\partial M_n/\partial H_1$ est extrêmement douteuse et même pour la combinaison linéaire $M\langle 111\rangle - M\langle 100\rangle$, nous pensons qu'il ne faut lui attacher qu'une importance très relative. Nous considérons cependant comme certain que le signe des $\partial M_n/\partial H_1$ ($n = 1, 2, 3$) ou du moins de $(\partial/\partial H_1)(M\langle 111\rangle - M\langle 100\rangle)$ est négatif aux températures inférieures à 300°K, la valeur numérique dépendant beaucoup de la forme que nous avons choisie pour $f(H_1)$ de la formule (46).

10 - ETUDE DU PLAN {111}

Le calcul des courbes de couple dans le plan {111} nous a paru très important pour les raisons suivantes :

- La plupart des déterminations de K_2 publiées jusqu'alors sont basées sur une interprétation erronée des courbes de couple dans le plan {111}.

- Les mesures que nous avons effectuées dans ce plan nous ont permis de vérifier la qualité de notre technique expérimentale et la validité de nos interprétations.

a) Calcul théorique de la courbe de couple

Les paramètres utilisés sont indiqués sur la figure (8).

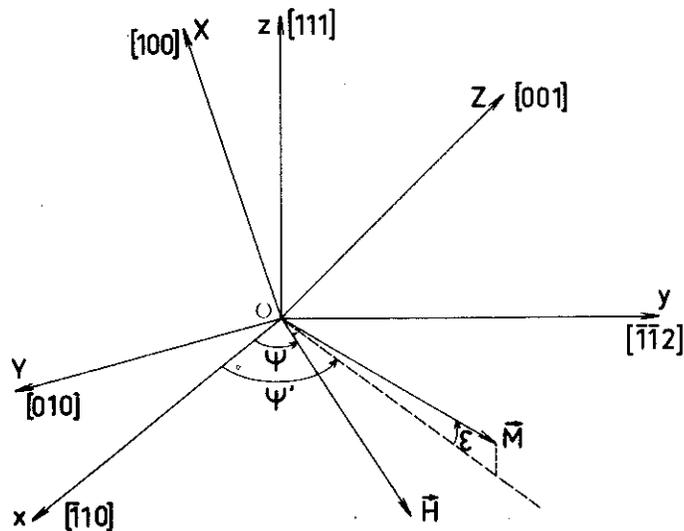


Figure 8

Le champ \vec{H} tourne dans le plan (111) d'un échantillon sphérique.

La position du vecteur aimantation est repérée par les angles ψ et ϵ . Si l'aimantation tournait dans ce plan ($\epsilon = 0$) la courbe de couple serait

$$\Gamma_{az} = -\frac{1}{18} (K_2' - 2K_3') \sin 6\psi \quad (32)$$

En fait $\varepsilon = 0$ seulement pour les directions $\langle 110 \rangle$ du plan et le calcul de la courbe de couple doit être fait en minimisant l'expression de l'énergie libre (9) par rapport aux variables ψ' et ε , ψ étant fixé. Ce calcul a déjà été entrepris [25], [26] mais simplement en première approximation. Notons cependant pour [26] une erreur dans le coefficient numérique du terme calculé. On obtient le système d'équations (52) et (53), l'équation (52) donnant également le couple $\Gamma_{az}(\psi')$.

$$\Gamma_{az} = HM \cos \varepsilon \sin(\psi - \psi') = \frac{K'_2 - 2K'_3}{18} \cos^6 \varepsilon \sin 6\psi' + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin \varepsilon \cos^3 \varepsilon \left[3K'_1 + (K'_2 - 2K'_3) \left(\frac{1}{2} \cos^2 \varepsilon - \frac{1}{3} \sin^2 \varepsilon \right) \right] \cos 3\psi' + K'_3 \left[\frac{2}{3} \sin^2 \varepsilon \cos^6 \varepsilon \sin 6\psi' + 2\sqrt{2} \sin \varepsilon \cos^3 \varepsilon \left(\frac{1}{3} \sin^4 \varepsilon + \frac{1}{4} \cos^4 \varepsilon \right) \cos 3\psi' \right] \quad (52)$$

$$-HM \sin \varepsilon \cos(\psi - \psi') = K'_1 \left[\frac{4}{3} \sin^3 \varepsilon \cos \varepsilon - \sin \varepsilon \cos^3 \varepsilon + \frac{\sqrt{2}}{3} (\cos^4 \varepsilon - 3\sin^2 \varepsilon \cos^2 \varepsilon) \sin 3\psi' \right] + (K'_2 - 2K'_3) \left[-\frac{1}{18} \sin \varepsilon \cos^5 \varepsilon (1 - \cos 6\psi') - \frac{7}{9} \sin^3 \varepsilon \cos^3 \varepsilon + \frac{4}{9} \sin^5 \varepsilon \cos \varepsilon + \frac{1}{6} \sin \varepsilon \cos^5 \varepsilon + \frac{\sqrt{2}}{9} \left(\frac{1}{2} \cos^6 \varepsilon - \frac{7}{2} \sin^2 \varepsilon \cos^4 \varepsilon + \sin^4 \varepsilon \cos^2 \varepsilon \right) \sin 3\psi' \right] + K'_3 \left\{ \frac{8}{9} \sin^7 \varepsilon \cos \varepsilon - \frac{1}{2} \sin \varepsilon \cos^7 \varepsilon + \frac{1}{9} (2\sin \varepsilon \cos^7 \varepsilon - 6\sin^3 \varepsilon \cos^5 \varepsilon) (1 - \cos 6\psi') + \frac{2}{3} (\sin^3 \varepsilon \cos^5 \varepsilon - \sin^5 \varepsilon \cos^3 \varepsilon) + \frac{2\sqrt{2}}{3} \left[\frac{1}{3} (5\sin^4 \varepsilon \cos^4 \varepsilon - 3\sin^6 \varepsilon \cos^2 \varepsilon) + \frac{1}{4} (\cos^8 \varepsilon - 7\sin^2 \varepsilon \cos^6 \varepsilon) \right] \sin 3\psi' \right\} \quad (53)$$

La résolution de ce système est assez difficile ; nous avons pu cependant calculer les termes intervenant dans le développement de $\Gamma_{az}(\psi')$ jusqu'au quatrième ordre en $1/HM$. Nous donnerons seulement les grandes lignes du calcul.

Sin ε est de la forme :

$$\sin \varepsilon = x_1 \sin 3\psi' + x_2 \sin 9\psi' + x_3 \sin 15\psi' + x_4 \sin 21\psi' + \dots \quad (54)$$

On obtient alors les expressions (55) et (56) des coefficients Γ_6 et Γ_{12} de $\sin 6\psi'$ et $\sin 12\psi'$ du développement de Fourier de $\Gamma_{az}(\psi')$.

$$\Gamma_6 = \frac{K'_2 - 2K'_3}{18} \left(1 - \frac{3x_1^2}{2} - \frac{3x_1x_2}{2} - \frac{21x_1^4}{64} + \frac{3x_1x_3}{2} - \frac{3x_2^2}{2} \right) + K'_3 \left(\frac{x_1^2}{3} + \frac{x_1x_2}{3} - \frac{5x_1^4}{8} + \frac{x_1x_3}{3} + \frac{x_2^2}{3} \right) + \frac{\sqrt{2}}{3} \left[\left(3K'_1 + \frac{K'_2 + K'_3}{2} \right) \left(\frac{x_1}{2} + \frac{x_2}{2} - \frac{3x_1^3}{8} - \frac{9x_1^2x_2}{16} \right) - \left(\frac{5K'_2}{6} + \frac{4K'_3}{3} \right) \left(\frac{x_1^2}{4} + \frac{3x_1^2x_2}{8} \right) \right] \quad (55)$$

$$\Gamma_{12} = \frac{K'_2 - 2K'_3}{18} \left(\frac{3x_1^2}{4} - \frac{3x_1x_2}{2} + \frac{3x_1^4}{16} - \frac{3x_2^2}{4} - \frac{3x_1x_3}{2} \right) + \frac{\sqrt{2}}{3} \left[\left(3K'_1 + \frac{K'_2 + K'_3}{2} \right) \left(\frac{x_2}{2} + \frac{3x_1^3}{16} - \frac{9x_1^2x_2}{16} + \frac{x_3}{2} \right) + \left(\frac{5K'_2}{6} + \frac{4K'_3}{3} \right) \left(\frac{x_1^2}{8} - \frac{3x_1^2x_2}{8} \right) \right] + K'_3 \left(-\frac{x_1^2}{6} + \frac{x_1x_2}{3} + \frac{x_1^4}{2} + \frac{x_2^2}{6} - \frac{x_1x_3}{3} \right) \quad (56)$$

On calcule ensuite les x_i sous la forme :

$$\begin{aligned}x_1 &= x_1^0 + x_1^1 + x_1^2 + x_1^3 \\x_2 &= x_2^0 + x_2^1 + x_2^2 \\x_3 &= x_3^0 + x_3^1 \\x_4 &= x_4^0\end{aligned}\tag{57}$$

les x_i^j étant d'ordre $(i+j)$ en $1/HM$.

Pour le premier et le deuxième ordre on trouve :

$$x_1^0 = \frac{-\frac{\sqrt{2}}{3} \left(K_1' + \frac{K_2' + K_3'}{6} \right)}{HM - K_1' + \frac{K_2'}{12} - \frac{K_3'}{3} - \frac{(K_2' - 2K_3')^2}{1296 HM}}$$

$x_1^1 = 0$ si on le laisse inclus dans le dénominateur de x_1^0 .

$$x_2^0 = - \frac{\frac{K_2' - 6K_3'}{36} - \frac{(K_2' - 2K_3')^2}{2592 HM}}{HM - K_1' + \frac{K_2'}{9} - \frac{K_3'}{2}} x_1^0\tag{58}$$

On a donc au premier ordre pour le terme en $\sin 6\psi'$ de Γ_{az}

$$\Gamma_6 = \frac{K_2' - 2K_3'}{18} - \frac{\frac{1}{3} \left(K_1' + \frac{K_2' + K_3'}{6} \right)^2}{HM - K_1' + \frac{K_2'}{12} - \frac{K_3'}{3}} + \dots\tag{59}$$

b) Ordre de grandeur des termes pour le Nickel à 116°K, $H \sim 11400$ oersteds

$$\frac{K_2'}{18} \sim 10900 \text{ ergs/cm}^3 \quad \frac{K_2' - 2K_3'}{18} \sim 3200 \text{ ergs/cm}^3 \quad - \frac{\frac{1}{3} \left(K_1' + \frac{K_2' + K_3'}{6} \right)^2}{HM - K_1' + \frac{K_2'}{12} - \frac{K_3'}{3}} \sim 20850 \text{ ergs/cm}^3$$

On se rend compte de l'importance de la correction qui est en fait beaucoup plus grande que le terme que l'on croit mesurer d'après (32).

Nous pensons que certains auteurs ont commis une erreur de signe sur K_2 en confondant un axe $\langle 110 \rangle$ et l'axe $\langle 112 \rangle$ voisin. Le calcul précédent montre qu'il n'est pas nécessaire de repérer ces axes aux rayons X et que l'on peut les discerner magnétiquement sans connaître le signe de K_2' et K_3' par la présence du terme correctif qui varie avec le champ et dont le signe est toujours négatif si l'on a pris $\langle 110 \rangle$ comme origine.

c) Exemple d'interprétation d'une expérience

Nous avons réalisé une mesure de $\Gamma_2(\psi)$ dans le plan $\{111\}$ à 115,9°K et 11443 oersteds. C'est en effet à basse température que l'on jugera mieux de l'influence des termes correctifs.

Le passage de $\Gamma_z(\psi)$ à $\Gamma_{az}(\psi')$ est fait par le même procédé que pour les plans {100} et {111} bien que ce ne soit pas rigoureusement exact car $\psi - \psi' = \text{Arc sin} \Gamma_z / HM \cos \varepsilon$ et diffère de (43) par $\cos \varepsilon$. On pourra donc avoir de petites divergences sur les termes d'ordre supérieur.

Les mesures dans les plans {100} et {110} pour cette température et cette valeur du champ donnent :

$$K'_1 = - 598\,927 \text{ ergs/cm}^3$$

$$K'_2 = - 195\,980 \text{ ergs/cm}^3$$

$$K'_3 = - 69\,367 \text{ ergs/cm}^3$$

et la mesure dans le plan {111}

$$\Gamma_6 = - 23\,899 \text{ ergs/cm}^3$$

$$\Gamma_{12} = - 28 \text{ ergs/cm}^3$$

On a calculé à partir des constantes déterminées dans les plans {110} et {100} et des termes jusqu'au quatrième ordre en $1/HM$ de $\Gamma_{az}(\psi')$ la valeur attendue pour Γ_6 et Γ_{12} et on trouve respectivement $-23\,900 \text{ ergs/cm}^3$ et -36 ergs/cm^3 .

L'accord est donc excellent. A titre de vérification de notre expression de $\Gamma_{az}(\psi')$ jusqu'au quatrième ordre en $1/HM$ nous avons calculé pour $\psi' = \pi/18$ les deux membres de chacune des équations (52) et (53). On trouve respectivement

$$- 20\,729,5 \quad \text{et} \quad - 20\,729,6 \quad \text{pour} \quad (52)$$

$$- 137\,083,6 \quad \text{et} \quad -137\,086,4 \quad \text{pour} \quad (53)$$

Notre calcul ne peut donc comporter d'erreurs que sur des termes d'ordre de grandeur négligeable.

On trouve d'autre part, $|\psi - \psi'|_{\text{max}} \sim 15'$ et $|\varepsilon|_{\text{max}} \sim 3^\circ$ pour l'angle dont l'aimantation peut s'écarter du plan {111}.

d) Vérification de la qualité et de l'orientation de l'échantillon

La courbe théorique prévue pour $\Gamma_{az}(\psi')$ ne comporte pas de termes en $2\psi'$ et en $4\psi'$. Nous avons vu cependant qu'une mauvaise orientation du cristal pouvait conduire à des termes de cet ordre suivant la formule (35). La même expérience que précédemment a donné :

$$(\sin 2\psi') = 372 \text{ ergs/cm}^3 \quad (\cos 2\psi') = 117 \text{ ergs/cm}^3$$

$$(\sin 4\psi') = -709 \text{ ergs/cm}^3 \quad (\cos 4\psi') = 206 \text{ ergs/cm}^3$$

Ces valeurs s'interprètent très bien avec la formule (35) et permettent de calculer $\eta = 74^\circ$ $\zeta = -4,2'$ et un couple parasite résiduel en $2\psi'$ d'amplitude 22 ergs/cm^3 soit, pour le volume d'échantillon utilisé, 7 dynes.cm environ.

Notre procédé d'orientation aux rayons X et de positionnement de l'échantillon dans l'appareil est donc parfaitement valable. Or nous avons indiqué au chapitre II que nous pouvions espérer une précision d'orientation de l'ordre de $10'$ limitée par la largeur de la

raie de rayons X. Cette orientation est en fait celle d'un très petit volume d'échantillon à sa surface. Les mesures de couples précédentes nous indiquent un écart de 4,2' faisant intervenir tout le volume de l'échantillon. Nous avons ainsi une excellente confirmation de la qualité du cristal, de la précision du système de porte-échantillon et du fait que la couche perturbée par le polissage mécanique ne peut présenter que de très faibles désorientations.

Conclusion

- Du fait de la complexité de l'interprétation des mesures de couples dans le plan {111}, il est pratiquement impossible d'utiliser ce plan pour la détermination des constantes d'anisotropie d'ordre supérieur. Le seul intérêt de la réalisation de quelques mesures dans ce plan est :

- de pouvoir vérifier la précision des systèmes de positionnement de l'échantillon par rapport au plan dans lequel tourne le champ magnétique,

- de s'assurer sans ambiguïté du signe de $K_2' - 2K_3'$,

- de confirmer les mesures et les interprétations des courbes de couples dans les plans {110} et {100}.

CHAPITRE IV

MESURE DIRECTE DE L'ANISOTROPIE DE L'AIMANTATION

L'interprétation des mesures de couples nous a permis de déterminer les coefficients M_1 , M_2 et M_3 caractérisant la variation du module du vecteur aimantation avec la direction de celui-ci par rapport au cristal, à température et à champ constants. Il était important d'en entreprendre une mesure directe, au moins à la température ambiante où le problème était le plus facile à résoudre du point de vue expérimental. Nous avons pu réaliser cette expérience et confirmer ainsi nos interprétations des mesures de couples.

1 - PRINCIPE DE LA MESURE [15]

On fait tourner à vitesse constante une sphère monocristalline autour d'un axe cristallographique déterminé, par exemple $\langle 100 \rangle$ si l'on veut mesurer M_1 et M_3 . Cette sphère est placée dans un champ magnétique \vec{H} uniforme suffisant pour la saturer et perpendiculaire à l'axe de rotation de la sphère.

Un système de bobines fixes dont l'axe à la direction du champ magnétique permet de déterminer les variations de la composante de l'aimantation suivant la direction de \vec{H} , à partir de la force électromotrice induite au cours de la rotation.

2 - CALCUL DE LA FORCE ELECTROMOTRICE INDUITE

Supposons que la sphère tourne à la vitesse angulaire $-\omega$ autour de $[001]$. Le problème est le même que celui d'un monocristal fixe (figure 9) placé dans un champ \vec{H} tournant à la vitesse uniforme ω autour de $[001]$ dans le plan (001) : $\varphi = \omega t$.

Soit M_H la projection de \vec{M} sur la direction de \vec{H} . La force électromotrice induite dans le système de bobines précédent est proportionnelle à :

$$e = \frac{dM_H}{dt} \quad (61)$$

Le module de l'aimantation est donné dans ce plan par

$$M = M_0 - \left(\frac{M_1}{8} + \frac{M_3}{32} \right) \cos 4\theta + \frac{M_3}{128} \cos 8\theta \quad (62)$$

D'autre part,

$$HM \sin(\varphi - \theta) = \left(\frac{K'_1}{2} + \frac{K'_3}{8} \right) \sin 4\theta - \frac{K'_3}{16} \sin 8\theta \quad (63)$$

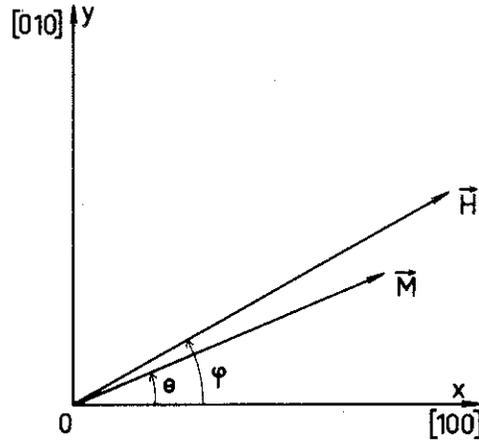


Figure 9

$$M_H = M \cos(\varphi - \theta) \quad (64)$$

Le problème est donc compliqué par l'existence du couple d'anisotropie qui fait que θ est différent de φ et que $\varphi - \theta$ varie au cours de la rotation.

Il est également important de considérer l'influence d'une petite déviation dans ce plan, de l'axe des bobines de mesures par rapport à la direction du champ. Soit ε cette déviation. On tiendra compte de son influence en écrivant au lieu de (64)

$$M_H = M [\cos(\varphi - \theta) + \varepsilon \sin(\varphi - \theta)] \quad (65)$$

On trouve alors en se limitant aux termes prépondérants :

$$e = \omega \left[\left(\frac{M_1}{2} + \frac{M_2}{8} \right) \sin 4\varphi + 2\varepsilon \frac{K_1'}{H} \cos 4\varphi - \left(\frac{M_3}{16} + \frac{K_1'^2}{2H^2 M_0} \right) \sin 8\varphi \right] \quad (66)$$

3 - DESCRIPTION DE L'APPAREIL (Les numéros cerclés correspondent aux repères sur le schéma général (figure 10))

Une sphère monocristalline de Nickel ① de grande dimension (21 mm de diamètre, 44,5 g environ, préparée et taillée par Monsieur PERRIER de la BÂTHIE) est fixée sur l'axe d'un système tournant ② dont la rotation est commandée par un moteur synchrone ③. L'alignement du centre de la sphère et des paliers portant les pièces tournantes est réalisé à environ 2/100 mm près.

La partie inférieure de l'axe ④ est coulissante et le ressort ⑤ permet d'ajuster les efforts appliqués à l'échantillon et de les rendre indépendants des dilatations. Cet ensemble est placé dans l'entrefer d'un électroaimant ⑥ dont le champ, perpendiculaire à l'axe de rotation, est stabilisé avec une grande précision (10^{-6}). Toutes les pièces tournantes situées dans le champ sont réalisées en matériau isolant afin d'éviter les courants de Foucault dus à la rotation. Les seules parties ferromagnétiques et conductrices autres que l'échantillon, introduites dans le champ magnétique, sont les paliers à roulements à billes. Ces roulements ont constitué la principale source de bruit de fond au cours de

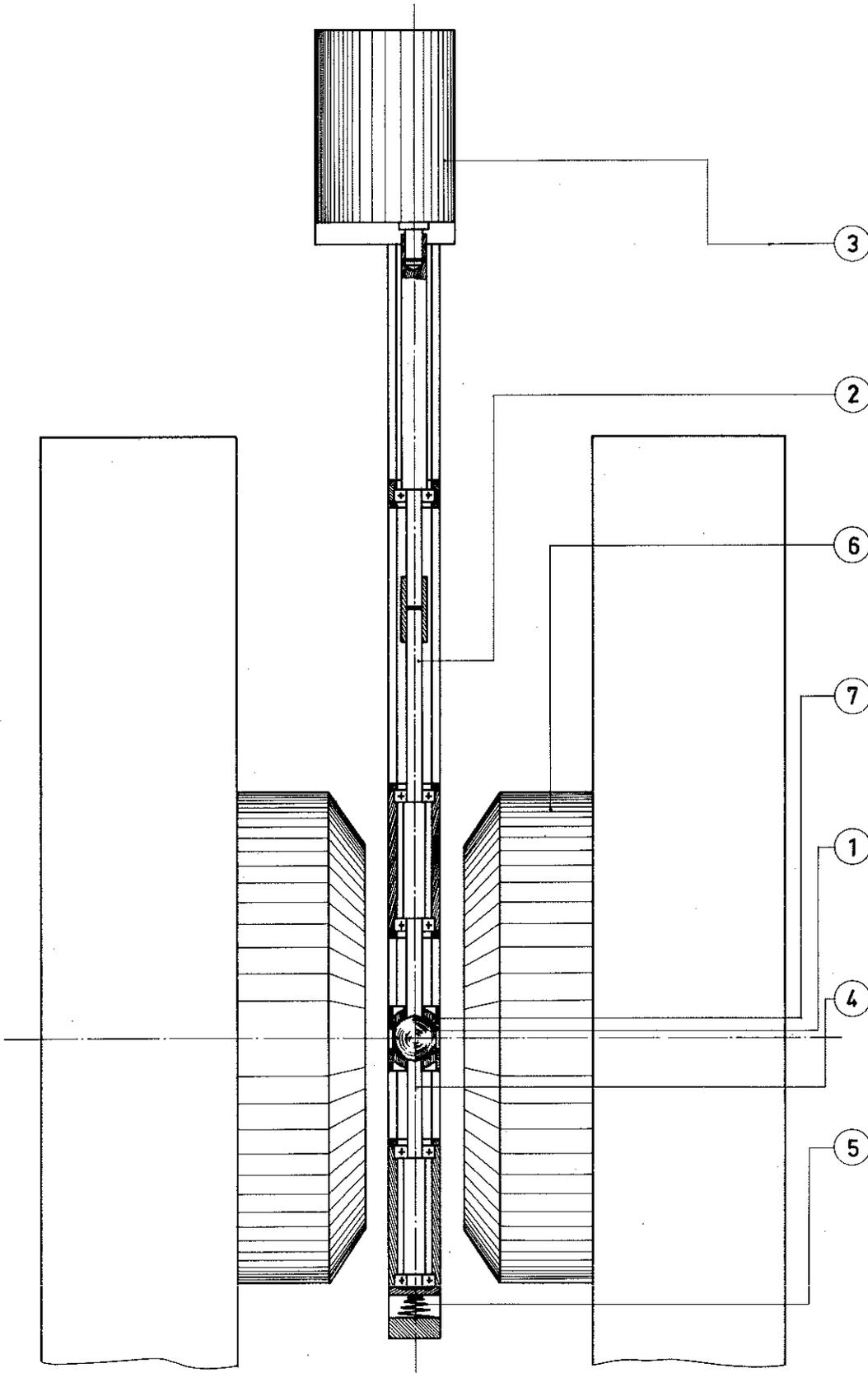


Figure 10

l'expérience et seraient à éliminer dans la réalisation d'un appareillage plus précis. Dans notre expérience, le diamètre de la sphère confondu avec l'axe de rotation est un axe <100>.

On mesure la force électromotrice induite par la rotation de la sphère, dans un ensemble de deux bobines en série (7) d'axes parallèles au champ (nous avons, au paragraphe précédent, désigné par ε l'angle entre la direction du champ et la projection de l'axe des bobines sur le plan perpendiculaire à l'axe de rotation). Ces bobinages ont été réalisés sur un support sphérique de 22 mm de diamètre puis imprégnés à l'araldite pour pouvoir être séparés du support. Nous sommes ainsi arrivés à placer plus de 6000 cm² de bobinage le plus près possible de l'échantillon. Le champ dont nous disposions était suffisamment stable pour qu'il ne soit pas nécessaire d'introduire des bobines de compensation du flux du champ appliqué.

La vitesse de rotation choisie est de 2 tours par minute. La force électromotrice induite est amplifiée par un amplificateur continu, dont le gain peut atteindre 10⁸. Un volt-mètre digital et une imprimante permettent de noter 36 ou 100 valeurs de cette force électromotrice par tour de l'échantillon. Une méthode numérique analogue à celle décrite au chapitre III fournit alors le développement de Fourier de la courbe de force électromotrice en fonction de φ .

La variation de flux $\Delta\Phi$ correspondant à une variation ΔM d'aimantation de l'échantillon de volume V, est donnée par

$$\Delta\Phi = k V \Delta M \quad (67)$$

La constante k d'étalonnage a été déduite de la courbe d'aimantation de l'échantillon, enregistrée point par point au moyen de la même chaîne électronique, avec une programmation linéaire de la montée en champ. Cette courbe a été ensuite intégrée numériquement pour en tirer k, connaissant le champ et l'aimantation à saturation. La valeur de k est ainsi connue à quelques % près, précision suffisante vis à vis des autres limitations de l'appareillage. En effet, les f. é. m. à mesurer ont été de l'ordre de quelques microvolts à quelques dizaines de microvolts, avec un rapport signal sur bruit environ égal à 10. D'autre part, nous n'avons pu prendre en considération que l'amplitude des divers coefficients de Fourier, car il était pratiquement impossible de tenir compte des différences de phases introduites par l'amplificateur. Enfin, malgré la vitesse de rotation choisie de 2 tours par minute seulement, on note déjà pour les termes en 8φ un gain plus faible de la chaîne d'amplification.

4 - EFFET DES COURANTS DE FOUCAULT DANS L'ECHANTILLON

Nous avons calculé, dans l'approximation des états quasi stationnaires, les courants de Foucault dans l'échantillon. Leur moment équivalent est donné par :

$$\vec{\mathcal{M}} = - \frac{2\pi \cdot 10^{-11} R^5}{15} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{H} + \frac{8\pi}{3} \vec{M} \right) \quad (68)$$

où R est le rayon et ρ la résistivité de l'échantillon. Les quantités entrant dans la formule (68) sont exprimées en u. e. m. CGS sauf ρ qui est en $\Omega \cdot m$.

On peut alors calculer la force électromotrice induite par le système de courants de Foucault dans les bobines de mesure. On trouve en se limitant aux termes prépondérants :

$$E_r = k \frac{2\pi \cdot 10^{-11} R^5}{15} \frac{1}{\rho} \omega^2 \left\{ \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2K'_1}{H} \cos 4\varphi - \frac{8K'_1{}^2}{H^2 M} \cos 8\varphi \right) - \varepsilon \left[H + \frac{8\pi}{3} M \left(1 + \frac{8K'_1}{HM} \sin 4\varphi \right) \right] \right\} \quad (69)$$

Cette force électromotrice est à comparer à celle due aux propriétés anisotropes et donnée d'après (66) par :

$$E = -k V \omega \left[\left(\frac{M_1}{2} + \frac{M_3}{8} \right) \sin 4\varphi + 2\varepsilon \frac{K_1}{H} \cos 4\varphi - \left(\frac{M_3}{16} + \frac{K_1^2}{2H^2 M_0} \right) \sin 8\varphi \right] \quad (70)$$

On voit alors que, avec la vitesse de rotation choisie, les termes en 4φ et 8φ de E sont inférieurs au centième des termes en 4φ et 8φ de \bar{E} , même pour le champ minimum utilisé (3 000 oersteds). Nous pouvons donc les négliger dans l'interprétation de nos expériences qui n'atteignent pas la précision du %.

5 - RESULTATS

Nous avons déterminé à 20°C et dans le plan {100} la variation en fonction du champ de l'amplitude des termes en 4φ et en 8φ du développement de Fourier de la force électromotrice induite. Soient respectivement S_4 et S_8 ces amplitudes.

D'après (70) on a :

$$S_4^2 = k^2 V^2 \omega^2 \left[\left(\frac{M_1}{2} + \frac{M_3}{8} \right)^2 + 4\varepsilon^2 \frac{K_1^2}{H^2} \right] \quad (71)$$

et

$$S_8 = k V \omega \left| \frac{M_3}{16} + \frac{K_1^2}{2H^2 M_0} \right| \quad (72)$$

Etant donnée la précision de nos expériences nous considérons M_1 , M_3 et K_1 comme indépendants du champ. Nous avons porté sur la figure 11 S_4^2 en fonction de $1/H^2$ et sur la figure 12 S_8 en fonction de $1/H^2$. On obtient bien les variations linéaires prévues par les formules (71) et (72), le coefficient k de (72) étant plus petit que le coefficient k intervenant dans (71) par suite d'une diminution du gain de 2,5 dB environ pour le terme en 8φ . D'autre part, il est impossible de déterminer M_3 d'après la figure 12 car M_3 n'intervient que par $M_3/16$ dans (72). Par contre la figure 11 nous donne :

$$\frac{M_1}{2} + \frac{M_3}{8} = 0,14 \pm 0,02 \text{ u. e. m. / cm}^3$$

en excellent accord avec les valeurs déduites des mesures de couples. La pente de la droite nous permet de déterminer $\varepsilon = 25'$, erreur à laquelle on pouvait s'attendre avec notre appareil, car aucun réglage de l'orientation des bobines n'était prévu.

6 - CONCLUSION

Le dispositif simple que nous avons réalisé montre qu'il est possible de mettre en évidence directement l'existence de l'anisotropie de l'aimantation.

Il semble que l'on puisse améliorer de façon très sensible la précision que nous avons obtenue. Nous pensons cependant avoir pu confirmer de façon satisfaisante la validité de notre interprétation des mesures de couples.

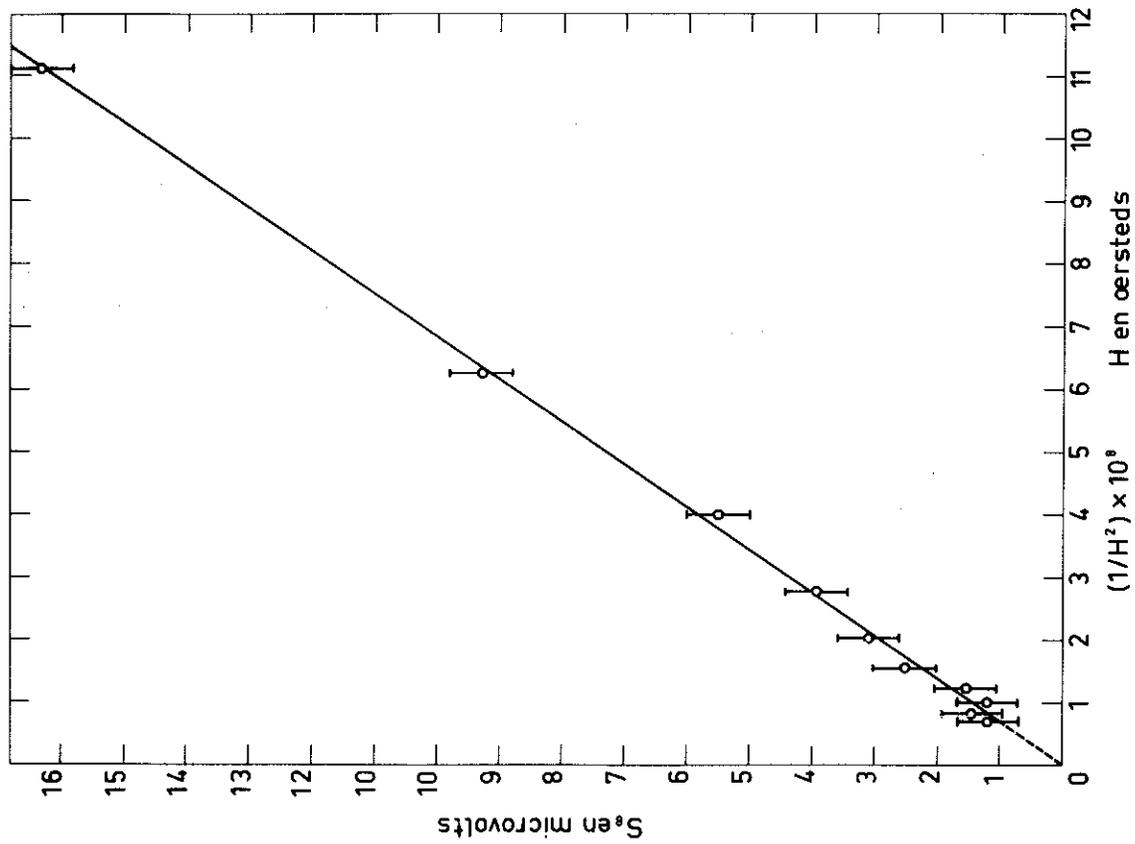


Figure 11

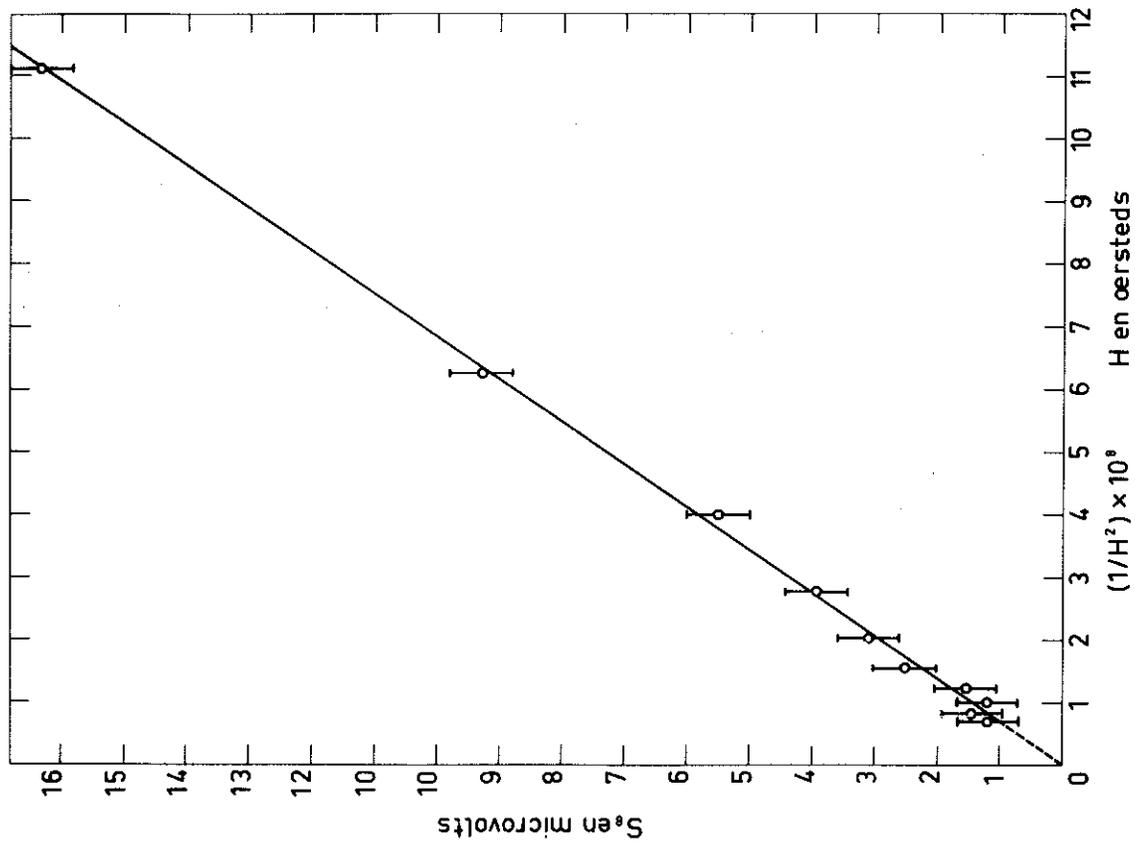


Figure 12

CHAPITRE V

CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES

1 - RAPPEL DE L'ÉTAT ACTUEL DES THÉORIES DE L'ANISOTROPIE

a) Origine microscopique de l'anisotropie magnétocristalline

Il semble maintenant bien établi [28] que le couplage spin-orbite est à la base des mécanismes prépondérants que l'on peut invoquer pour interpréter l'anisotropie des métaux ferromagnétiques. L'explication très schématique est la suivante :

- Le système des spins couplés entre eux par les interactions d'échange responsables du ferromagnétisme est isotrope.
- Les interactions entre spins, de type magnétique (couplages dipolaire, quadrupolaire etc...), qui peuvent introduire une anisotropie de l'énergie du système, conduisent pour celle-ci à des ordres de grandeur beaucoup trop faibles.
- Dans le cristal les moments orbitaux sont bloqués [38] par les champs électrostatiques des atomes voisins.
- Par l'intermédiaire du couplage spin-orbite le système de spins est alors sensible à l'orientation des spins par rapport au cristal.

Bien que cette origine microscopique de l'anisotropie ait été suggérée dès 1931 par BLOCH et GENTILE [39] on ne dispose à l'heure actuelle d'aucune théorie permettant d'interpréter convenablement, tant l'ordre de grandeur de l'énergie d'anisotropie au zéro absolu que ses variations avec la température. Nous résumons ci-dessous les hypothèses de base et les résultats de ces différentes théories.

b) Théories d'AKULOV et ZENER

L'idée originale d'AKULOV [40] consiste à attribuer individuellement à chaque spin une énergie d'anisotropie indépendante de la température. On peut calculer les variations thermiques des constantes d'anisotropie macroscopiques du système, en sommant les énergies d'anisotropie de tous les spins, moyennant une certaine fonction de distribution de leurs directions. On calcule par ailleurs avec cette même fonction de distribution la variation thermique de l'aimantation. On trouve alors, si on se limite aux premiers termes des développements en série, une relation indépendante de la fonction de distribution choisie, entre les variations thermiques des constantes d'anisotropie et de l'aimantation. La théorie originale d'AKULOV n'était valable qu'au voisinage du zéro absolu mais C. ZENER [41] puis R. BRENNER [42] l'ont étendue à toute la gamme de température jusqu'au point de Curie. ZENER montre que la variation thermique de K_1 est donnée par

$$\frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \left[\frac{M_s(T)}{M_s(0)} \right]^{10} \quad (73)$$

ou plus généralement si B_n est la constante d'anisotropie d'ordre n du développement en harmoniques sphériques

$$\frac{B_n(T)}{B_n(0)} = \left[\frac{M_s(T)}{M_s(0)} \right]^{\frac{n(n+1)}{2}} \quad (74)$$

Cette formule simple représente assez bien la variation thermique de la constante K_1 du Fer, du moins aux températures supérieures à la température ambiante [43] [44]. Par contre dans le cas du Nickel le désaccord est beaucoup plus important : en effet la constante K_1 du Nickel varie beaucoup plus vite que ne l'indique (73) et on ne peut pas représenter sa variation par une formule du même type avec une puissance constante de $\frac{M_s(T)}{M_s(0)}$. W. J. CARR Jr. [45] a pensé lever cette difficulté en considérant l'effet de la dilatation du réseau. La majeure partie de ses arguments est basée sur un changement de signe de K_1 vers 360°K, la variation thermique prenant alors la forme :

$$\frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \left(1 - 1,74 \frac{T}{T_c} \right) \left[\frac{M_s(T)}{M_s(0)} \right]^{10} \quad (75)$$

Cette formule reposant sur les résultats expérimentaux publiés [28] ne peut en fait représenter les variations de K_1 car (nous l'avons montré au chapitre III) il n'existe pas de changement de signe de K_1 du Nickel sauf peut être très près du point de Curie, les valeurs positives prises par K_1 étant alors très faibles.

En résumé, l'intérêt des théories de ce type est surtout de donner une explication physique claire de la décroissance rapide des constantes d'anisotropie avec la température mais les résultats quantitatifs sont assez largement en désaccord avec l'expérience.

c) Théorie de VAN VLECK

Les travaux de J. H. VAN VLECK [46] constituent la base de nombreux développements théoriques sur l'anisotropie ferromagnétique dans des modèles à spins localisés.

VAN VLECK considère que l'on peut représenter le couplage spin-orbite par un couplage de type dipolaire ou quadrupolaire entre spins proches voisins. Les constantes de ces interactions ne sont pas celles des véritables couplages dipolaires et quadrupolaires qui, comme nous l'avons signalé plus haut, conduisent à des ordres de grandeur environ 1000 fois trop faibles pour l'énergie d'anisotropie ; seule la forme en est conservée et ces interactions sont alors qualifiées de pseudodipolaires et pseudoquadrupolaires. Afin de pouvoir poursuivre le calcul, l'interaction d'échange est représentée par un champ moléculaire et les couplages précédents sont traités comme les perturbations

$$\mathcal{H}_d = \sum_{i>j} D_{ij} [\vec{S}_i \vec{S}_j - 2r_{ij}^{-2} (\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{S}_j \cdot \vec{r}_{ij})] \quad (76)$$

$$\mathcal{H}_q = \sum_{i>j} Q_{ij} r_{ij}^{-4} (\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ij})^2 (\vec{S}_j \cdot \vec{r}_{ij})^2 \quad (77)$$

où les \vec{r}_{ij} relient les atomes proches voisins et les constantes de couplage D_{ij} et Q_{ij} sont indépendantes de la température.

Dans les cristaux à symétrie cubique le couplage pseudodipolaire ne donne lieu à une anisotropie qu'au deuxième ordre de perturbation et le signe de K_1 est alors déterminé sans ambiguïté comme étant négatif pour un réseau centré ou faces centrées et positif pour un réseau cubique simple. Par contre, le couplage pseudoquadrupolaire conduit à une anisotropie au premier ordre de perturbation mais uniquement si $S > 1/2$. Les ordres de grandeur obtenus pour les deux types de couplage sont sensiblement les mêmes et en ac-

cord avec les valeurs expérimentales. Les couplages prépondérants seraient du type pseudodipolaire dans le cas du Nickel et pseudoquadrupolaire dans le cas du Fer.

Les lois de variation thermique obtenus avec ces deux types de couplage sont les mêmes que celle obtenues par ZENER (73) (74).

Des développements plus détaillés, introduisant les ondes de spin ont été faits dans le domaine des basses températures avec le même hamiltonien de départ [47] [48]. Ils sont aussi en accord avec la loi en puissance 10 (73), et n'apportent pas une amélioration sensible dans l'interprétation des résultats expérimentaux.

Par ailleurs R. J. JOENK [49] a poussé dans le modèle de VAN VLECK, le calcul de perturbations plus loin pour déterminer la constante K_2 . On peut alors, connaissant K_1 et K_2 , calculer les constantes D et Q des expressions (76) et (77), c'est-à-dire les contributions pseudoquadrupolaire et pseudodipolaire à l'anisotropie. Ces valeurs sont utilisées pour estimer l'ordre de grandeur de la constante K_3 . Il ne semble pas que ces calculs apportent une amélioration fondamentale au modèle original de VAN VLECK, en particulier la partie concernant le Nickel serait à reconsidérer car K_2 est en fait négatif et non positif comme l'indiquait la littérature.

d) Théories de l'anisotropie dans un modèle de bandes

Parallèlement aux précédentes, on a développé des théories de l'anisotropie dans des modèles d'électrons collectifs. La première tentative est due à H. BROOKS [50], revue ensuite par plusieurs autres auteurs [51] [52] [53]. Dans ces modèles, l'énergie d'échange est traitée comme dans les modèles de ferromagnétisme de STONER et SLATER, c'est-à-dire comme un champ moléculaire. L'interaction spin-orbite est alors introduite comme une perturbation. La plupart des calculs ont été effectués pour le Nickel dont la structure de bandes a fait l'objet de nombreux travaux.

Jusqu'à maintenant il a seulement été possible de montrer que la constante K_1 du Nickel était négative.

Les ordres de grandeur obtenus pour la valeur de K_1 au zéro absolu diffèrent assez fortement de la valeur expérimentale, par un facteur 3 dans les meilleurs cas. Enfin, il semble que l'on soit encore loin de pouvoir aborder le problème des variations thermiques.

e) Théories de l'anisotropie de l'aimantation

E. R. CALLEN et H. B. CALLEN [16] ont calculé les coefficients caractérisant l'anisotropie du module de l'aimantation dans un modèle localisé, utilisant des hypothèses de base analogues à celles de ZENER [41], c'est-à-dire en attribuant une énergie d'anisotropie à chaque spin et en représentant l'énergie d'échange par un champ moléculaire.

L'intérêt du modèle est de montrer l'origine microscopique de l'anisotropie de l'aimantation. A une température donnée, l'amplitude des fluctuations des spins autour de la direction du champ moléculaire est, du fait de l'énergie d'anisotropie, plus grande dans une direction de difficile aimantation que dans une direction de facile aimantation. On doit donc avoir une aimantation plus grande dans la direction de facile aimantation. Ainsi en se limitant aux termes du premier ordre, K_1 et M_1 sont de signes contraires. C'est ce que confirme l'expérience. Cependant les ordres de grandeurs prévus pour M_1 dans le cas du Nickel sont de 50 à 100 fois plus faibles que les valeurs effectivement mesurées.

Par ailleurs S. H. CHARAP [54] a calculé, à basse température, l'effet du couplage pseudodipolaire sur la valeur de l'aimantation. Hormis la possibilité d'un changement de signe de M_1 à très basse température, région pour laquelle nous ne disposons pas encore de données expérimentales, les ordres de grandeur prévus pour M_1 sont les mêmes que les précédents, donc en profond désaccord avec l'expérience.

2 - CONSTANTES D'ANISOTROPIE A PRESSION CONSTANTE ET A PARAMETRES DU RESEAU CONSTANTS

Tous les modèles théoriques proposés pour interpréter la variation thermique des constantes d'anisotropie supposent que les paramètres du réseau ne varient pas avec la température. Or, les données expérimentales se rapportent à des constantes déterminées à pression constante. Il est donc important de calculer à partir de celles-ci, les constantes à paramètres du réseau constants. Il faut pour cela tenir compte des dilatations et des effets magnétoélastiques.

a) Influence de la dilatation du réseau

La méthode la plus directe et la plus sûre d'évaluer l'influence de la dilatation du réseau sur les constantes d'anisotropie consiste à étudier les variations de celles-ci en fonction d'une pression hydrostatique appliquée à l'échantillon. Les difficultés expérimentales sont considérables et malgré quelques tentatives [36] nous ne disposons pas à l'heure actuelle de données suffisantes.

On peut envisager d'autre part, une approche théorique. Outre celle de W.J. CARR, Jr. [45] déjà citée, signalons celle de A.I. MITSEK [55] en contradiction avec [45] qui montre que, bien que l'effet de la dilatation soit appréciable, il ne peut pas expliquer les divergences des lois du type (74) avec l'expérience.

b) Contributions magnétoélastiques

Par suite de l'existence de la magnétostriction, le cristal, dans sa configuration d'équilibre à pression constante, est déformé de façon anisotrope. On peut évaluer au premier ordre les contributions des effets magnétoélastiques [56] [57]. On trouve alors que la mesure à pression constante ne donne pas K_1 , mais $K_1 + \Delta K_1$ avec :

$$\Delta K_1 = \frac{9}{4} [(c_{11} - c_{12}) \lambda_{100}^2 - 2 c_{44} \lambda_{111}^2] \quad (78)$$

Il est beaucoup plus difficile d'évaluer les corrections sur K_2 et a fortiori sur K_3 . En effet, d'un point de vue formel, on doit pousser la description de l'élasticité et de la magnétostriction à un ordre suffisant ; on ne dispose alors pas des données expérimentales nécessaires pour achever le calcul. Des ordres de grandeurs ont cependant été évalués par P.K. BALTZER [58]. Il semble certain que l'ordre de grandeur de la contribution des effets magnétoélastiques à la différence d'énergie $E_a \langle 111 \rangle - E_a \langle 100 \rangle$ est donnée par

$$\Delta E_a = \frac{3}{4} [(c_{11} - c_{22}) \lambda_{100}^2 - 2 c_{44} \lambda_{111}^2] \quad (79)$$

qui est la seule quantité évaluable dans l'état actuel des données expérimentales. Utilisant les mesures de magnétostriction de R. R. BIRSS et E. W. LEE [59] et les constantes élastiques déterminées par G. A. ALERS, J. R. NEIGHBOURS, et H. SATO [60] on trouve pour le Nickel à 20°C

$$\Delta E_a = + 1012 \text{ ergs/cm}^3$$

soit une contribution positive égale à 5,2 % de $|E_a \langle 111 \rangle - E_a \langle 100 \rangle|$ mesurée.

Au voisinage du point de Curie la contribution magnétoélastique est encore positive et peut expliquer un changement de signe de K_1 , si toutefois ce changement existe.

Nous constatons donc que les effets magnétoélastiques ont une influence non négligeable sur l'énergie d'anisotropie mais qu'ils ne peuvent pas interpréter les divergences entre les variations thermiques théoriques et expérimentales des constantes d'anisotropie. Un calcul plus rigoureux de leur contribution ne prendra un réel intérêt qu'à partir du moment où l'on disposera de données expérimentales suffisantes sur la magnétostriction et les constantes élastiques.

3 - UN NOUVEAU MODELE DE L'ANISOTROPIE DANS LES CRISTAUX FERROMAGNETIQUES METALLIQUES

Le modèle que nous proposons est essentiellement phénoménologique. Dans l'état actuel de nos connaissances, la théorie du ferromagnétisme dans les métaux fait encore l'objet de controverses. Aussi, ne peut-on envisager que des interprétations phénoménologiques, si l'on veut construire un modèle représentant l'anisotropie dans les métaux ferromagnétiques mais échappant aux critiques de l'interprétation théorique du ferromagnétisme lui-même.

a) Position du problème

Il est prématuré de vouloir s'intéresser individuellement à chacune des constantes d'anisotropie K_1 , K_2 , K_3 et à chacun des coefficients M_1 , M_2 et M_3 .

En effet les termes d'ordre supérieur sont non seulement difficiles à déterminer, mais très largement modifiés par les dilatations ou les effets magnétoélastiques. De même les variations avec le champ doivent constituer une seconde étape dans l'établissement d'un modèle, le phénomène fondamental étant la variation avec la température. Nous nous intéressons donc à l'interprétation des données expérimentales représentées sur la figure 6, c'est-à-dire les différences $E_a \langle 111 \rangle - E_a \langle 100 \rangle$ et $M \langle 111 \rangle - M \langle 100 \rangle$ en champ nul.

Comme nous l'avons montré plus haut se sont ces différences qui sont connues expérimentalement avec le plus de précision et les corrections dues aux dilatations et aux phénomènes magnétoélastiques ne sont pas fondamentales en première approximation. Dans toute la suite ces différences seront appelées respectivement ΔW et ΔM .

b) Origine de l'anisotropie de l'aimantation

Considérons l'ordre de grandeur de ΔM à la température ambiante

$$\Delta M \sim 0,1 \text{ u. e. m. / cm}^3$$

Le champ moléculaire dans le Nickel à cette température étant de l'ordre de [28]

$$H_m \sim 10^7 \text{ oersteds}$$

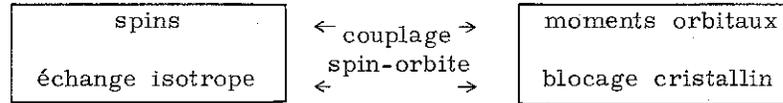
on s'attend pour l'énergie d'anisotropie à $\Delta W \sim -10^6 \text{ ergs/cm}^3$. Or, la valeur mesurée est d'environ $-2 \cdot 10^4 \text{ ergs/cm}^3$ soit 50 fois plus faible.

Ainsi, si nous considérons que l'anisotropie de l'aimantation est due aux seuls spins, on prévoit, comme le montrent les calculs plus précis [16] [54], une anisotropie de l'aimantation beaucoup plus faible que la valeur expérimentale.

Nous pensons donc que, en première approximation, le système de spins est isotrope et que la partie principale de l'anisotropie de l'aimantation est due à une contribution orbitale.

c) **Description schématique du modèle proposé**

Nous considérons le métal comme constitué de deux systèmes couplés selon le schéma ci-dessous.



● Le système des spins couplés entre eux par les interactions d'échange responsables du ferromagnétisme et possédant une aimantation isotrope M_s dont le calcul constitue le problème de base du ferromagnétisme et ne nous préoccupe pas ici. Nous prendrons pour M_s en fonction de la température les valeurs expérimentales.

● Le système des moments orbitaux couplés entre eux par certaines interactions et bloqués dans des directions déterminées du cristal par les champs électrostatiques dûs aux atomes voisins.

● Ces deux systèmes interagissent par l'intermédiaire du couplage spin-orbite. Nous supposons que nous pouvons représenter cette interaction par un champ magnétique H_s de même direction que M_s agissant sur le système de moments orbitaux.

d) **Détermination de H_s**

Soit le système de moments orbitaux soumis à un champ H_s appliqué dans une certaine direction du cristal. Sous l'action du champ H_s ceux-ci peuvent s'écarter légèrement de la direction dans laquelle ils sont bloqués. Il en résulte une aimantation orbitale :

$$M_L = a H_s + b H_s^3 + \dots \quad (80)$$

et une énergie du système

$$W = -\frac{a}{2} H_s^2 - \frac{b}{4} H_s^4 + \dots \quad (81)$$

Du fait de la symétrie du cristal le coefficient a est indépendant de la direction de H_s et détermine, au premier ordre, la contribution orbitale isotrope à l'aimantation totale $M_T = M_L + M_s$, c'est-à-dire la partie principale isotrope du rapport $\varepsilon = M_L/M_s$ intervenant dans l'expression du rapport gyromagnétique.

L'anisotropie de M_L résultera donc de l'anisotropie du coefficient b . Si nous envisageons seulement les directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$ on obtient $\Delta M = \beta H_s^3 + \dots$ et $\Delta W = -\beta/4 H_s^4 + \dots$ (82) en négligeant les termes d'ordre supérieur.

Nous remarquons de nouveau que la situation est simplifiée quand on calcule seulement ΔM et ΔW , car, dans les directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$, M_L est colinéaire à H_s , alors qu'il n'en est pas de même pour une direction quelconque du cristal, ce qui compliquerait énormément le calcul des constantes d'anisotropie qui sont déterminées en fonction de la direction de M_T et non de M_s ou de M_L ; il en découlerait des corrections du type (40) mais nous avons vu que, sur les combinaisons linéaires ΔM et ΔW , la partie principale de ces corrections s'annulait. Les formules (82) montrent que si l'on néglige les termes d'ordre supérieur, on a une détermination expérimentale de H_s par

$$H_s = -4 \frac{\Delta W}{\Delta M} \quad (83)$$

Nous avons calculé H_s pour tout l'intervalle de variations de ΔW et ΔM représenté sur

la figure 6 ; au-delà de 500°K ΔW et ΔM deviennent très petits et sont alors considérablement affectés par les effets de la magnétostriction et de la dilatation.

Nous trouvons H_g de l'ordre de 10^6 oersteds et variant rapidement avec la température. Il était intéressant de comparer les variations thermiques de H_g à celles de M_g . En fait nous les avons comparées à celles de M_T qui sont connues expérimentalement [29] [30] et diffèrent peu de celles de M_g car M_L est petit.

Sur la figure 13 nous avons porté $\log H_g$ en fonction de $\log M_T$ et nous constatons qu'aux erreurs expérimentales près (dues principalement aux erreurs sur ΔM) H_g varie comme la puissance 10 de l'aimantation, sur toute la gamme de température considérée qui couvre une variation de l'énergie d'anisotropie dans un rapport 400. Le trait pointillé indique la valeur de $\log M_T$ correspondant au zéro absolu.

D'autre part la valeur de H_g au zéro absolu déduite de la figure 13 par extrapolation correspond à $H_g(0) = 1,585 \cdot 10^6$ Oe, à partir de laquelle on peut évaluer la constante λ de couplage spin-orbite. En effet en supposant tous les spins colinéaires à H_g au zéro absolu on a :

$$\lambda \vec{L} \cdot \vec{S} = -\vec{H}_g \cdot \vec{L}$$

soit $\lambda = -2H_g \mu_B$ avec $S = 1/2$.

On trouve ainsi $\lambda = -148 \text{ cm}^{-1}$ du même ordre de grandeur que la constante de l'ion Ni^{2+} libre (environ -300 cm^{-1}) et plus petite en valeur absolue, ce à quoi l'on pouvait s'attendre dans le métal.

e) Variation thermique de ΔW

D'après la formule (82) et la constatation expérimentale de la variation de H_g suivant la puissance 10 de l'aimantation, on prévoit que ΔW variera comme la puissance 40 de l'aimantation si le coefficient β est indépendant de la température.

Sur la figure 14 nous avons porté $\log \Delta W$ en fonction de $\log M_T$. La droite pointillée représente une variation suivant la puissance 40. On constate donc deux divergences que l'on peut interpréter qualitativement :

- Aux températures élevées, la décroissance de ΔW est moins rapide que la puissance 40 de l'aimantation. Nous attribuons cette différence à une augmentation du coefficient β avec la température. En effet, si le blocage des moments orbitaux était parfaitement rigide, l'anisotropie serait nulle. Or ce n'est pas le cas, même au zéro absolu puisqu'il existe une anisotropie. Quand la température augmente il est physiquement raisonnable de penser que la rigidité du blocage diminue, donnant lieu à une augmentation du coefficient β caractérisant l'anisotropie. Pour les températures beaucoup plus élevées que celles envisagées ici β passerait par un maximum pour ensuite décroître.

- Aux basses températures la décroissance de ΔW est plus rapide que la puissance 40. On peut attribuer cette différence soit à une variation de β qui serait plus difficile à comprendre que celle envisagée plus haut, soit à l'influence des termes en H_g^0 négligés dans la formule (81).

Conclusion - Nous avons évidemment essayé de construire un modèle plus détaillé suivant les idées ci-dessus. Il nous semble prématuré de le développer ici car nous manquons d'informations expérimentales, en particulier sur les variations de $\epsilon = M_L/M_g$ avec la température, nous permettant de déterminer tous les paramètres du modèle. Il reste d'autre part à interpréter clairement la variation thermique de H_g qui est remarquable puisque nous retrouvons expérimentalement une loi en puissance 10.

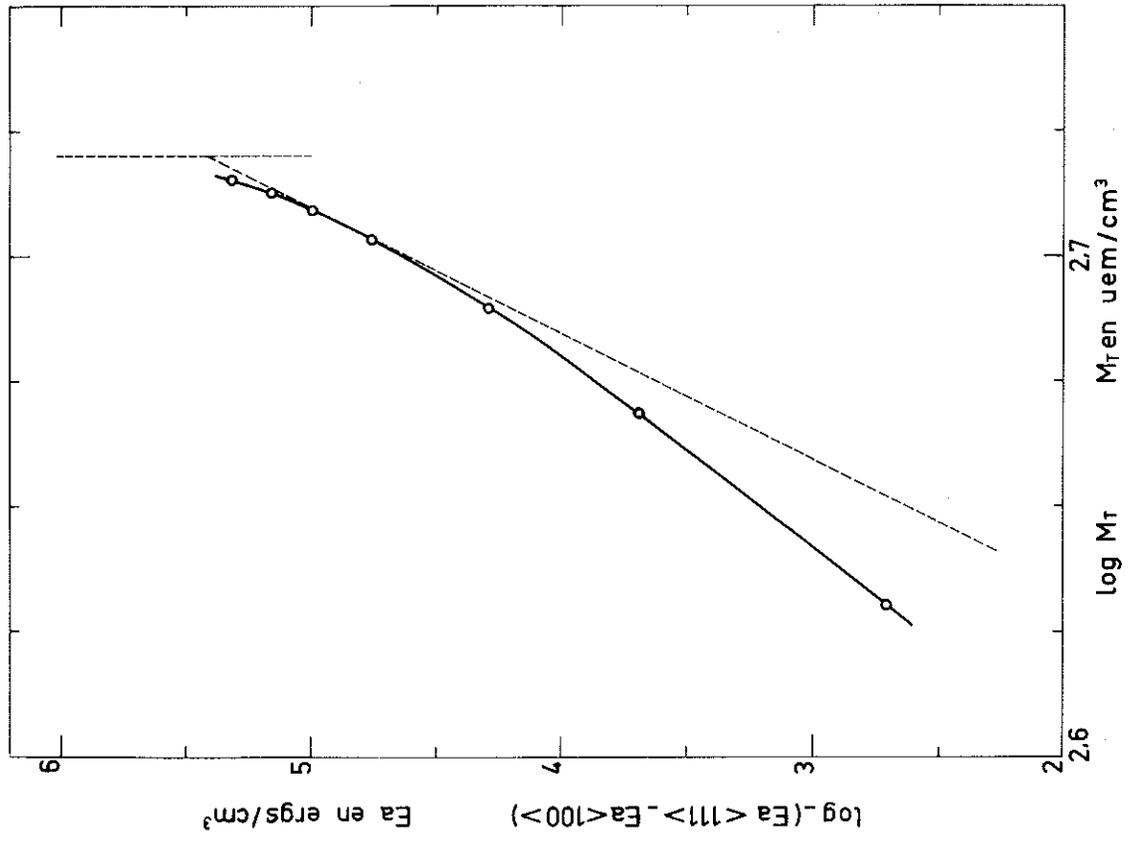


Figure 14

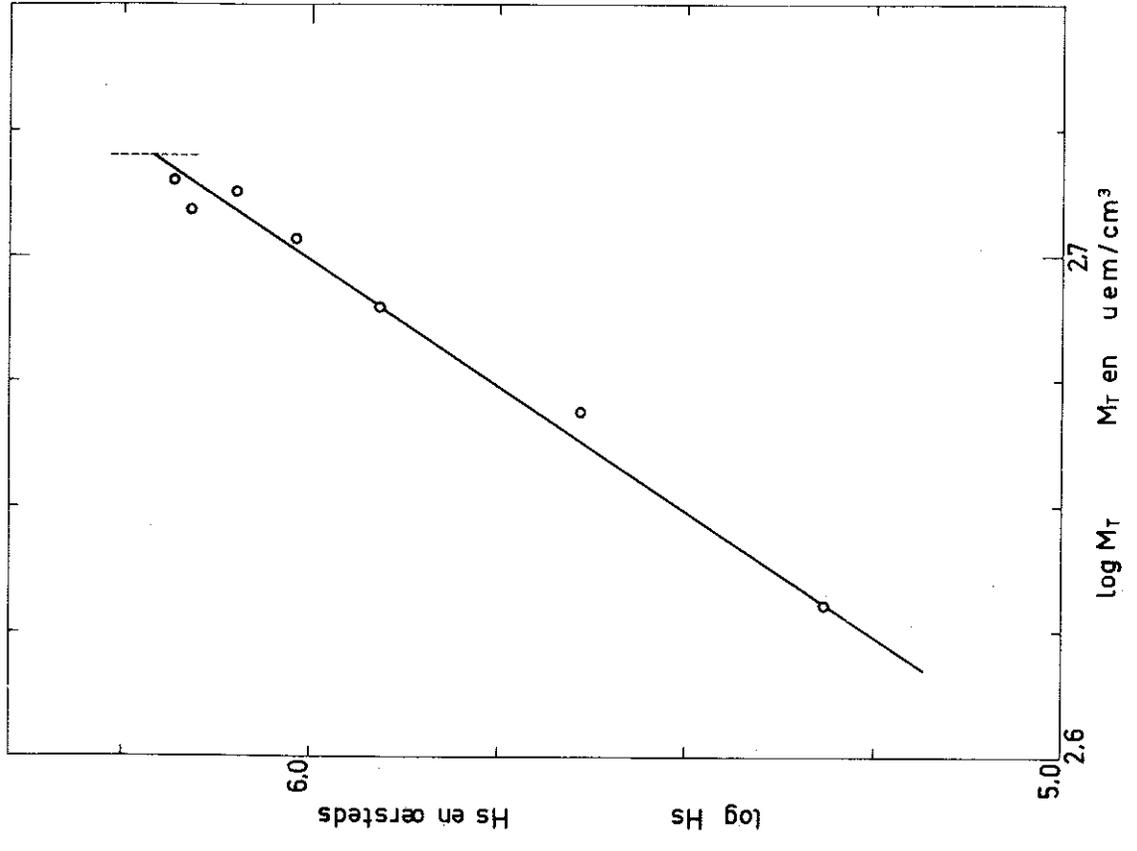


Figure 13

Par ailleurs, si l'on envisage l'influence d'un champ extérieur H , les données expérimentales ne s'interprètent pas en introduisant simplement dans les discussions précédentes un champ $H_g + H$ au lieu du champ H_g seul. Ce qui confirme bien que H_g ne peut être qu'une représentation phénoménologique de l'énergie de couplage spin-orbite.

Les résultats fondamentaux obtenus avec notre modèle sont donc les suivants :

- Le rôle prépondérant de l'aimantation orbitale dans l'anisotropie magnétocristalline. On peut ainsi comprendre que les théories rappelées plus haut présentent de graves divergences avec l'expérience, car ces théories ne font intervenir que les spins.
- La variation thermique simple du champ effectif H_g représentant le couplage spin-orbite.
- Une interprétation de la variation très rapide avec la température de l'énergie d'anisotropie du Nickel, jusqu'alors très mal comprise.

Il serait très intéressant de discuter dans ce modèle le cas du Fer, mais nous ne disposons pas pour le moment de données expérimentales suffisantes, en particulier sur l'anisotropie de l'aimantation.

4 - LA DETERMINATION DES CONSTANTES D'ANISOTROPIE PAR RESONANCE FERROMAGNETIQUE

D. S. RODBELL [5] a pu, malgré les difficultés rencontrées dans ce type d'expérience sur les métaux, déterminer les constantes d'anisotropie K_1 et K_2 du Nickel par résonance ferromagnétique, entre 130°K et le point de Curie. On constate des divergences sensibles particulièrement sur K_2 et dans toute la gamme de température. Il semble difficile d'attribuer entièrement ces divergences à des erreurs expérimentales. Nous pensons au contraire qu'il s'agit d'un problème beaucoup plus fondamental.

En effet, le rapport gyromagnétique entrant dans l'équation (6) donnant la fréquence de résonance est supérieur à 2. C'est-à-dire que le temps de relaxation des variations du moment cinétique orbital est beaucoup plus petit que la période (10^{-10} s environ) des ondes excitées dans les expériences de résonance ferromagnétique. Si les spins seuls étaient responsables de l'anisotropie magnétocristalline, les constantes intervenant dans l'équation (6) seraient les mêmes que les constantes d'anisotropie mesurées dans nos expériences statiques, le temps de relaxation des variations de moment cinétique orbital n'intervenant que pour fixer la valeur de g . Or nous venons de montrer l'importance primordiale de la contribution des moments orbitaux à l'anisotropie. Dans les expériences de résonance, l'anisotropie est déterminée par l'interaction des moments orbitaux avec des ondes de spin excitées à des périodes de l'ordre de 10^{-10} s, grandes devant le temps de relaxation des moments orbitaux. Par contre dans les expériences statiques, l'anisotropie n'est déterminée que par les interactions des moments orbitaux avec les ondes de spin thermiques dont les périodes sont de l'ordre de h/kT , c'est-à-dire de 10^{-13} s au-dessus de 100°K. Les périodes des ondes de spin thermiques et les périodes des ondes de spin excitées dans les expériences de résonance sont donc placées très différemment par rapport aux temps de relaxation des moments orbitaux. On comprend ainsi qu'il puisse en résulter des divergences fondamentales sur les déterminations de l'anisotropie magnétocristalline.

Une étude détaillée de ces divergences nous apparaît comme très importante et leur interprétation quantitative semble liée à celle des variations thermiques du champ H_g introduit dans notre modèle pour représenter le couplage spin-orbite.

CONCLUSION

Dès 1896 et avant même que ne soit élucidée l'origine du ferromagnétisme, Pierre WEISS entreprenait l'étude de l'anisotropie des propriétés magnétiques des cristaux naturels de magnétite. Depuis lors, l'anisotropie magnétocristalline a fait l'objet de très nombreuses recherches et donné lieu à une abondante littérature.

Il résulte de ces travaux antérieurs que :

- 1/ Les déterminations expérimentales présentent de graves divergences, même lorsque des méthodes de mesures similaires ont été utilisées par les différents auteurs.
- 2/ Les interprétations théoriques sont souvent en net désaccord avec les expériences.

Nous pensons avoir apporté les contributions nouvelles suivantes :

a) une analyse des méthodes expérimentales et la réalisation d'un appareillage approprié qui ont permis d'améliorer, parfois de plusieurs ordres de grandeur, la précision de la détermination des constantes d'anisotropie, en particulier des constantes d'ordre supérieur, et de mesurer pour la première fois la constante du huitième ordre K_8 du Nickel.

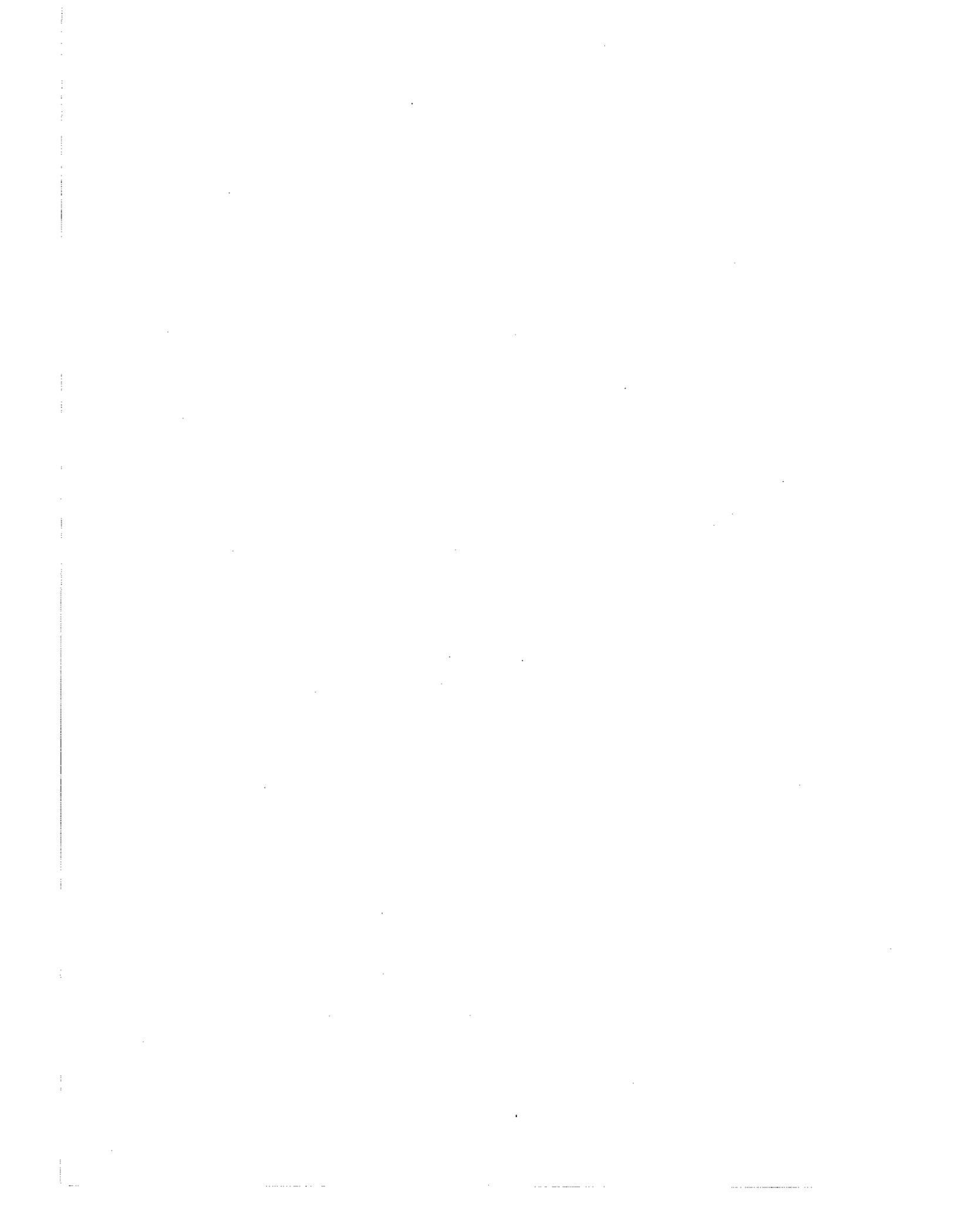
b) une explication des principaux désaccords rencontrés dans la littérature entre les diverses mesures des constantes d'anisotropie utilisant des méthodes statiques.

c) une étude complète de l'anisotropie de l'aimantation du Nickel entre 100°K et le point de Curie, à partir des mesures de couples.

d) la réalisation d'une mesure directe de l'anisotropie de l'aimantation, qui confirme par ailleurs les résultats de notre discussion des mesures de couples.

e) l'introduction des idées de base d'un nouveau modèle théorique donnant une meilleure interprétation des résultats expérimentaux.

Le problème est cependant encore loin d'être résolu mais nous espérons que les discussions que nous avons présentées et les résultats que nous avons obtenus permettront de réaliser de nouveaux progrès tant dans le domaine expérimental que théorique.



BIBLIOGRAPHIE

- [1] E. T. FERGUSON - Thèse Grenoble (1962).
- [2] R. VERGNE - Thèse Grenoble (1962).
- [3] G. AUBERT - Diplôme d'Etudes Supérieures, Grenoble (1960).
- [4] G. T. RADO et H. SUHL - Magnetism (Academic Press, New-York and London, 1963), Vol. 1.
- [5] D. S. RODBELL - Physics 1, 279 (1965).
- [6] L. R. BICKFORD, Jr., J. M. BROWNLOW et R. F. PENOYER - Proc. I. E. E. 104 B, 238 (1956).
- [7] R. F. PEARSON - Proc. Phys. Soc. 74, 505 (1959).
- [8] T. WAKIYAMA et S. CHIKAZUMI - J. Phys. Soc. Japan 15, 1975 (1960).
- [9] I. M. PUZEI - Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Series 21, 1077 (1957).
- [10] R. R. BIRSS et P. M. WALLIS - J. Sci. Instr. 42, 322 (1965).
- [11] E. C. STONER - Phil. Mag. (7) 36, 803 (1945).
- [12] J. DURAND - Rev. Sci. Instr. 30, 840 (1959).
- [13] T. WAKIYAMA - Tech. Rep. ISSP. Tokyo, Ser. A147, (1965).
- [14] G. RAOULT, J. ADAMSKI, J. P. CUEILLE, Melle C. LAVAL et R. ROUX - J. Phys. Radium 23, 47A (1962).
- [15] G. AUBERT - Compt. Rend. 260, 3313 (1965).
- [16] E. R. CALLEN et H. B. CALLEN - J. Phys. Chem. Solids 16, 310 (1960).
- [17] S. ARAJS, H. CHESSIN et D. S. MILLER - J. Appl. Phys. 32, 857 (1961).
- [18] K. HONDA, H. MASUMOTO et Y. SHIRAKAWA - Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. 24, 391 (1935).
- [19] L. W. Mc KEEHAN - Phys. Rev. 51, 136 (1937).
- [20] Y. NAKAMURA - J. Phys. Soc. Japan 10, 937 (1955).
- [21] K. H. REICH - Phys. Rev. 101, 1647 (1956).
- [22] G. S. BARLOW et K. J. STANDLEY - Proc. Phys. Soc. 71, 45 (1958).
- [23] H. SATO et B. S. CHANDRASEKHAR - J. Phys. Chem. Solids 1, 228 (1956).
- [24] R. R. BIRSS et P. M. WALLIS - J. Sci. Instr. 40, 551 (1963).
- [25] R. R. BIRSS et P. M. WALLIS - Proceedings of the International Conference on Magnetism (Nottingham 1964), p. 744.
- [26] U. HOFMANN - Phys. Stat. Sol. 7, K 145 (1964).

- [27] L. V. KIRENSKII, R. S. NOSOVA et N. V. RESHETNIKOVA - Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Series 21, 1093 (1957).
- [28] R. M. BOZORTH - Ferromagnetism (D. Van Nostrand Company Inc., Princeton, New Jersey, 1961), 6ème ed.
- [29] S. FONER et E. D. THOMPSON - J. Appl. Phys. 30, 229 S (1959).
- [30] P. WEISS et R. FORRER - Ann. Phys. (Paris) (10) 5, 153 (1926).
- [31] H. DANAN - Thèse Strasbourg (1958).
- [32] B. GIRARD et M. SAUZADE - Nucl. Instr. and Meth. 25, 269 (1964).
- [33] F. C. NIX et D. MAC NAIR - Phys. Rev. 60, 597 (1941).
- [34] I. M. PUZEI - Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Series 27, 1441 (1963).
- [35] J. VEERMAN, J. J. M. FRANSE et G. W. RATHENAU - J. Phys. Chem. Solids 24, 947 (1963).
- [36] J. VEERMAN et G. W. RATHENAU - Proceedings of the International Conference on Magnetism (Nottingham 1964), p. 737.
- [37] E. KNELLER - Ferromagnetismus (Springer-Verlag, Berlin, 1962).
- [38] C. KITTEL - Introduction à la Physique de l'Etat Solide (Dunod, Paris, 1958), p. 573.
- [39] F. BLOCH et G. GENTILE - Z. Physik 70, 395 (1931).
- [40] N. AKULOV - Z. Physik 100, 197 (1936).
- [41] C. ZENER - Phys. Rev. 96, 1335 (1954).
- [42] R. BRENNER - Phys. Rev. 107, 1539 (1957).
- [43] C. D. GRAHAM, Jr. - Phys. Rev. 112, 1117 (1958). J. Appl. Phys. 30, 317 S (1959). J. Appl. Phys. 31, 150 S (1960).
- [44] H. P. KLEIN et E. KNELLER - Phys. Rev. 144, 372 (1966).
- [45] W. J. CARR, Jr. - Phys. Rev. 109, 1971 (1958).
- [46] J. H. VAN VLECK - Phys. Rev. 52, 1178 (1937). J. Phys. Radium 20, 124 (1959).
- [47] S. H. CHARAP et P. R. WEISS - Phys. Rev. 113, 1372 (1959).
- [48] F. KEFFER et T. OGUCHI - Phys. Rev. 117, 718 (1960).
- [49] R. J. JOENK - Phys. Rev. 130, 932 (1963).
- [50] H. BROOKS - Phys. Rev. 58, 909 (1940).
- [51] G. C. FLETCHER - Proc. Phys. Soc. (London) A67, 505 (1954).
- [52] K. MERKLE - Z. Naturforsch. 14 a, 938 (1959).
- [53] J. C. SLONCZEWSKI - J. Phys. Soc. Japan 17, Supplement B. I, 34 (1962).
- [54] S. H. CHARAP - Phys. Rev. 119, 1538 (1960).
- [55] A. I. MITSEK - Soviet Phys. - Solid State 5, 1312 (1964).
- [56] C. KITTEL - Rev. Mod. Phys. 21, 541 (1949).
- [57] L. NÉEL - J. Phys. Radium 15, 225 (1954).
- [58] P. K. BALTZER - Phys. Rev. 108, 580 (1957).
- [59] R. R. BIRSS et E. W. LEE - Proc. Phys. Soc. (London) 76, 502 (1960).
- [60] G. A. ALERS, J. R. NEIGHBOURS et H. SATO - J. Phys. Chem. Solids 13, 40 (1960).

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"LA RESONANCE FERROMAGNETIQUE"

Vu :

Grenoble, le 24 juin 1966
Le Président de la Thèse
L. NÉEL

Vu :

Grenoble, le 27 juin 1966
Le Doyen de la Faculté
des Sciences
L. WEIL

Vu et permis d'imprimer,
Le Recteur de l'Académie
de Grenoble
M. NIVEAU

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN

Ouvrages scientifiques
T Y P O - O F F S E T
G A P (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 368
1966

