

T0187
1968/DI

1968.3
(0.43) D.

T H E S E S

présentées

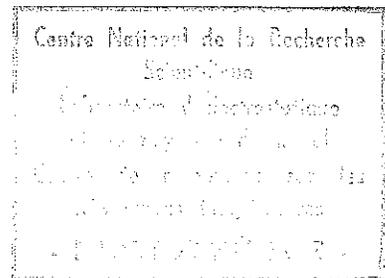
A la Faculté des Sciences de l'Université de Grenoble

pour obtenir

le titre de Docteur-Ingénieur

par

WAKSMANN Bernard
Ingénieur I.R.G.



1ère Thèse : ONDES DE SPIN STATIONNAIRES DANS DES COUCHES
MINCES FERROMAGNETIQUES

2ème Thèse : EFFET TUNNEL ENTRE SUPRACONDUCTEURS

Soutenues le 26 Juin 1968, devant la Commission d'Examen

M. le Professeur L. NEEL Président

M. le Professeur B. DREYFUS

M. R. MONTMORY Examineurs

M. O. MASSENET

C. F. KOOI

LISTE DES PROFESSEURS

DOYEN HONORAIRE : M. MORET

DOYEN : M. BONNIER

PROFESSEURS TITULAIRES :

MM. NEEL Louis	Chaire de Physique Expérimentale
HEILMANN René	Chaire de Chimie
KRAVTCHENKO Julien	Chaire de Mécanique Rationnelle
CHABAUTY Claude	Chaire de Calcul Différentiel et Intégral
BENOIT Jean	Chaire de Radioélectricité
CHENE Marcel	Chaire de Chimie Papetière
FELICI Noël	Chaire d'Electrostatique
KUNTZMANN Jean	Chaire de Mathématiques Appliquées
BARBIER Reynold	Chaire de Géologie Appliquée
SANTON Lucien	Chaire de Mécanique des Fluides
OZENDA Paul	Chaire de Botanique
FALLOT Maurice	Chaire de Physique Industrielle
KOSZUL Jean-Louis	Chaire de Mathématiques
GALVANI O.	Mathématiques
MOUSSA André	Chaire de Chimie Nucléaire
TRAYNARD Philippe	Chaire de Chimie Générale
SOUTIF Michel	Chaire de Physique Générale
CRAYA Antoine	Chaire d'Hydrodynamique
REULOS R.	Théorie des Champs
BESSON Jean	Chaire de Chimie
AYANT Yves	Physique Approfondie
GALLISSOT	Mathématiques
Melle LUTZ Elisabeth	Mathématiques
BLAMBERT Maurice	Chaire de Mathématiques
BOUCHEZ Robert	Physique Nucléaire
LLIBOUTRY Louis	Géophysique
MICHEL Robert	Chaire de Minéralogie et Pétrographie
BONNIER Etienne	Chaire d'Electrochimie et d'Electrométallurgie
DESSAUX Georges	Chaire de Physiologie Animale
PILLET E.	Chaire de Physique Industrielle et Electrotechnique
YOCCOZ Jean	Chaire de Physique Nucléaire Théorique
DEBELMAS Jacques	Chaire de Géologie Générale
GERBER R.	Mathématiques
PAUTHENET R.	Electrotechnique
VAUQUOIS B.	Chaire de calcul électronique

PROFESSEURS TITULAIRES (Suite)

MM.	BARJON R.	Physique Nucléaire
	BARBIER Jean-Claude	Chaire de Physique
	SILBER R.	Mécanique des Fluides
	BUYLE-BODIN Maurice	Chaire d'Electronique
	DREYFUS B.	Thermodynamique
	KLEIN J.	Mathématiques
	VAILLANT F.	Zoologie et Hydrobiologie
	ARNAUD Paul	Chaire de Chimie
	SENGEL P. C	Chaire de Zoologie
	BARNOUD F.	Chaire de Biosynthèse de la Cellulose
	BRISSONNEAU P.	Physique
	GAGNAIRE	Chaire de Chimie Physique
Mme	KOFLER L.	Botanique
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	PEBAY-PEROUA J.C.	Physique
	RASSAT A.	Chaire de Chimie Systématique
	DUCROS P.	Chaire de Cristallographie Physique
	DODU Jacques	Chaire de Mécanique Appliquée I.U.T.
	ANGLES D'AURIAC P.	Mécanique des Fluides
	LACAZE A.	Thermodynamique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	GIDON P.	Géologie et Minéralogie
	GIRAUD P.	Géologie
	PERRET R.	Servomécanisme
Mme	BARBIER M.J.	Electrochimie
Mme	SOUTIF J.	Physique
	COHEN J.	Electrotechnique
	DEPASSEL R.	Mécanique des Fluides
	GASTINEL A.	Mathématiques Appliquées
	GLENAT R.	Chimie
	BARRA J.	Mathématiques Appliquées
	COUMES A.	Electronique
	PERRIAUX J.	Géologie et Minéralogie
	ROBERT A.	Chimie Papetière
	BIAREZ J.P.	Mécanique Physique
	BONNET G.	Electronique
	CAUQUIS G.	Chimie Générale
	BONNETAIN L.	Chimie Minérale
	DEPOMMIER P.	Etude Nucléaire et Génie Atomique
	HACQUES Gérard	Calcul Numérique
	POLOUJANOFF M.	Electrotechnique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	NAPP-ZINN	Botanique
	RODRIGUES Alexandre	Mathématiques Pures
	STANDING Kenneth	Physique Nucléaire

MAITRES DE CONFERENCES

MM.	LANCIA Roland	Physique Atomique
Mme	KAHANE J.	Physique
	DEPORTES C.	Chimie
Mme	BOUCHE L.	Mathématiques
	SARROT-REYNAUD	Géologie Propédeutique
Mme	BONNIER M.J.	Chimie
	KAHANE A.	Physique Générale
	DOLIQUE J.M.	Electronique
	BRIERE G.	Physique M.P.C.
	DESRE G.	Chimie S.P.C.N.
	LAJZEROWICZ J.	Physique M.P.C.
	VALENTIN P.	Physique M.P.C.
	BERTRANDIAS J.P.	Mathématiques Appliquées T.M.P.
	LAURENT P.	Mathématiques Appliquées T.M.P.
	CAUBET J.P.	Mathématiques Pures
	PAYAN J.J.	Mathématiques
Mme	BERTRANDIAS F.	Mathématiques Pures M.P.C.
	LONGUEUE J.P.	Physique
	NIVAT M.	Mathématiques Appliquées
	SOHM J.C.	Electrochimie
	ZADWORNY F.	Electronique
	DURAND F.	Chimie Physique
	CARLER G.	Biologie Végétale
	AUBERT G.	Physique M.P.C.
	DELPUECH J.J.	Chimie Organique
	PFISTER J.C.	Physique C.P.E.M.
	CHIBON P.	Biologie Animale
	IDELMAN S.	Physiologie Animale
	BOUVARD Maurice	Hydrologie
	RICHARD Lucien	Botanique
	PELMONT Jean	Physiologie Animale
	BLOGH D.	Electrotechnique I.P.
	BOUSSARD J. Claude	Mathématiques Appliquées I.P.
	MOREAU René	Hydraulique I.P.
	BRUGEL L.	Energétique I.U.T.
	SIBILLE R.	Construction Mécanique I.U.T.
	ARMAND Yves	Chimie I.U.T.
	BOLLIET Louis	Informatique I.U.T.
	KUHN Gérard	Energétique I.U.T.
	GERMAIN Jean-Pierre	Construction Mécanique I.U.T.
	CONTE René	Thermodynamique
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	PIERY Yvette	Biologie Animale

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM. SAWCZUK A.
CHEEKE J.
YAMADA O.
NATR Lubomir
NAYLOR Arch
SILBER Léo
NAZAKI Akihiro
RUTLEDGE Joseph
DONOHO Paul
EGGER Kurt

Mécanique des Fluides
Thermodynamique
Physique du Solide
B.M.P.V.
Physique Industrielle
Radioélectricité
Mathématiques Appliquées
Mathématiques Appliquées
Physique Générale
B.M.P.V.

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal, dirigé par Monsieur le Professeur L. NEEL, Membre de l'Institut. Je lui exprime ma respectueuse reconnaissance pour m'avoir accueilli dans son Laboratoire.

J'exprime toute ma gratitude à M. C.F. KOOI, qui pendant un an a constamment suivi et dirigé mon travail. C'est grâce à ses nombreux conseils, ses calculs, toutes les discussions par lesquelles il m'a fait profiter de sa grande expérience, que ce travail peut faire l'objet de cette thèse.

Je remercie très vivement :

- Monsieur le Professeur B. DREYFUS, qui a accepté la charge de faire partie du Jury et m'a proposé le deuxième sujet.
- Monsieur O. MASSENET, qui a collaboré très étroitement à cette étude. Ses conseils avisés, les nombreux échantillons dont il m'a fait bénéficier, son aide en général, ont été déterminants.

J'exprime mes plus sincères remerciements à Monsieur R. BUDER à qui je dois entièrement d'avoir pu étudier le couplage ferro-ferromagnétique. Il m'a non seulement fait profiter de ses couches préparées avec le plus grand soin, mais encore, il a eu la gentillesse de

bien vouloir en réaliser spécialement pour cette étude.
Ses encouragements et son amitié m'ont été très précieux.

Que Monsieur P. ESCUDIER, qui a eu l'obligeance de
me donner des couches épitaxiales, veuille bien trouver
ici tous mes remerciements.

Ma reconnaissance va aussi à Madame SCHLENKER,
Messieurs BRUYERE, PACCARD, YELON, qui m'ont fait profiter
sans compter de leur expérience, tant en magnétisme qu'en
électronique.

Enfin, je suis heureux de remercier ici tous les
chercheurs, ingénieurs, techniciens et secrétaires pour
l'aide amicale qu'ils m'ont apportée.

PREMIERE THESE

ONDES DE SPIN STATIONNAIRES
DANS DES COUCHES MINCES FERROMAGNETIQUES

S O M M A I R E

. INTRODUCTION

. CHAPITRE I . TECHNIQUES EXPERIMENTALES

1. INTRODUCTION

- 1.1 - Considérations Générales
- 1.2 - Principe de la mesure

2. SPECTROMETRE HYPERFREQUENCE

- 2.1 - Stabilisation de fréquence
- 2.2 - Cavités utilisées
- 2.3 - Détection des résonances
- 2.4 - Etude en fonction de la température
- 2.5 - Champ magnétique continu

3. PREPARATION DES COUCHES MINCES

- 3.1 - Couches préparées sous vide classique
- 3.2 - Couches préparées sous ultra-vide

. CHAPITRE 2 . THEORIES

4. LES ONDES DE SPIN DANS UN CRISTAL FERROMAGNETIQUE

- 4.1 - Introduction
- 4.2 - La Résonance Ferromagnétique
- 4.3 - Les Ondes de Spin

5. LES ONDES DE SPIN STATIONNAIRES DANS LES COUCHES MINCES

- 5.1 - Equation de mouvement de l'aimantation
- 5.2 - Conditions aux limites
- 5.3 - Théorie de Kittel
- 5.4 - Théories tenant compte des amortissements
- 5.5 - Théories d'aimantation non uniforme
- 5.6 - Conclusions

CHAPITRE 3 . RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INTERPRETATIONS

6. ETUDE DES COUCHES POLYCRISTALLINES

- 6.1 - Couches de permalloy seules
- 6.2 - Couches de permalloy avec couplage ferro-antiferromagnétique
- 6.3 - Conclusion

7. ETUDE DE COUCHES EPITAXIALES

- 7.1 - Couches de permalloy seules
- 7.2 - Couches de permalloy avec couplage ferro-antiferromagnétique

8. ETUDE DE DEUX COUCHES FERROMAGNETIQUES EN CONTACT

- 8.1 - Etude du couplage
- 8.2 - Couches de permalloy et de gadolinium en contact
- 8.3 - Couches de FeNiCo et de gadolinium en contact

CONCLUSION

INTRODUCTION

Le concept d'onde de spin a trouvé un emplacement traditionnel dans la description du ferromagnétisme depuis que Bloch l'a introduit pour décrire la variation de l'aimantation en fonction de la température. Comme des ondes élastiques, ou des ondes électromagnétiques, des ondes de spin peuvent se propager dans un cristal ferromagnétique. Intuitivement, il est possible d'en avoir une idée schématique en considérant ce cristal au zéro absolu ; tous les moments magnétiques sont alors alignés parallèlement entre eux et à la direction d'un champ magnétique appliqué ; si la température s'élève légèrement, un spin peut être perturbé, et c'est cette perturbation se propageant de proche en proche qui constitue une "onde de spin".

D'autre part, les couches minces fournissent depuis longtemps un milieu idéal pour l'étude des propriétés magnétiques de la matière dans un espace à deux dimensions prédominantes. Cette géométrie est remarquablement intéressante car elle permet, en conjonction avec les techniques d'hyperfréquences, l'établissement de résonances, ou modes d'ondes de spin stationnaires localisés entre les deux faces des couches. L'explication en est due à Kittel (Réf. 1). De façon schématique, on peut établir une analogie entre ces modes et ceux d'une corde vibrante, les deux faces de la

couche étant représentées par les deux extrémités de la corde. On comprend dès lors très bien, que selon les conditions aux limites existant aux surfaces, divers modes puissent exister. Le modèle de Kittel suppose les spins de surface des couches bloqués, et les modes qui en résultent sont analogues à ceux d'une corde vibrante fixée aux deux extrémités.

Expérimentalement, les modes d'ondes de spin stationnaires permettent une mesure :

- de la constante d'échange du ferromagnétisme A ,
- de l'anisotropie de surface des couches,
- des interactions magnons-phonons,
- des interactions d'échange du second ordre, faisant intervenir des termes de correction dans l'énergie des ondes de spin par suite de leur interaction mutuelle.

Après un exposé des techniques expérimentales d'une part, des théories cherchant à expliquer les particularités observées habituellement dans les spectres d'autre part, nous reportons les résultats expérimentaux et leurs interprétations possibles.

Notre but recherché à l'origine était d'étudier les couplages ferro-antiferromagnétiques en utilisant les spectres des ondes de spin en tant que mesure de l'anisotropie de surface. En effet, les couches avec couplage ferro-antiferromagnétique sont présumées entraîner un blocage des spins ferromagnétiques qui sont en contact avec l'antiferromagnétique, et modifier les spectres en conséquence. Or ces modifications peuvent, comme nous allons le voir, entraîner des interprétations sujettes à controverses. Indépendamment d'une méthode de mesure, la résonance des ondes de spin constitue toujours un phénomène intéressant en lui même.

Nous nous sommes donc intéressés au blocage des spins de surface des couches d'une façon générale, et tout particulièrement à celui que pourrait créer une couche antiferromagnétique de surface.

Le champ magnétique continu disponible nous a orientés vers l'étude de systèmes FeNi-FeNiMn, la couche de FeNiMn étant antiferromagnétique à température ambiante.

Nous commencerons l'observation de quelques couches de permalloy seules dont il est nécessaire de connaître les spectres, avant d'étudier les couches couplées.

Nous examinerons ensuite des systèmes à couplage ferro-antiferromagnétique .

Les difficultés d'interprétation rencontrées alors nous conduiront à étudier les spectres de couches de permalloy épitaxiales.

Les spectres de ces couches épitaxiales nous permettront de reprendre l'étude des effets de la présence d'une couche antiferromagnétique de surface.

Enfin, le blocage des spins de surface envisageable par la superposition d'une autre couche ferromagnétique d'aimantation très différente sur la première, nous montre le comportement des résonances d'un système à couplage ferro-ferromagnétique.

CHAPITRE 1

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

1 - INTRODUCTION

1.1 - CONSIDERATIONS EXPERIMENTALES GENERALES

Les expériences de résonance d'onde de spin sont le plus souvent effectuées dans la gamme des micro-ondes. La fréquence supérieure limite est fournie par des considérations d'épaisseur de peau alors que la fréquence inférieure limite est imposée par la gamme de champ magnétique disponible dans laquelle les modes seront observés.

En effet, la technique de mesure classique utilisée, faisant appel à une cavité hyperfréquence, impose de travailler à fréquence fixe ; nous obtiendrons les divers modes de résonance en fonction du champ magnétique continu appliqué \vec{H} .

Dans le cas où le champ appliqué est perpendiculaire au plan de la couche, nous verrons (§ 5.3) que la position du mode d'onde de spin d'indice n est donné par la loi de dispersion :

$$(1) \quad H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M - \frac{2A}{M} k^2$$

où $k = n \pi / L$ est le nombre d'ondes comprises entre les deux faces de la couche d'épaisseur L

- ω est la pulsation hyperfréquence utilisée
- γ est le rapport gyromagnétique
- M est l'aimantation à saturation
- A est la constante d'échange

Le plus haut champ de résonance pour $n = 0$ est :

$$(2) \quad H_0 = \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M$$

et les résonances seront observées dans des champs inférieurs, compte tenu du fait que le plus petit champ utile sera

$$H_m = 4 \pi M$$

Si H est inférieur à $4 \pi M$, champ démagnétisant, le spécimen n'est pas saturé, forme des domaines, et les modes d'onde de spin ne peuvent pas être observés dans ces conditions. L'échelle de champ magnétique utile sera donc ω/γ ; plus ω sera grand, plus cette échelle sera étendue, mais plus les champs magnétiques continus nécessaires seront élevés.

L'espacement entre chaque mode est inversement proportionnel à L^2 ; plus la couche sera épaisse et plus le nombre de modes sera grand. Toutefois nous désirons étudier des modes d'onde de spin existant dans des champs magnétiques uniformes ; l'épaisseur de la couche sera donc limitée par la profondeur de pénétration de l'onde hyperfréquence. Pour le permalloy, à 10 GHz, l'épaisseur de peau est $\delta \approx 35\ 000 \text{ \AA}$ et pour conserver des champs hyperfréquences uniformes nous prendrons donc comme limite supérieure pour l'épaisseur des couches $5\ 000 \text{ \AA}$ environ.

D'autre part, nous n'étudierons que les ondes de spin stationnaires dans des champs hyperfréquences de faible puissance ; il existe, en effet, à forts niveaux hyperfréquences des effets non linéaires provoquant l'excitation d'ondes de spin progressives.

.../.

1.2 - PRINCIPE DE LA MESURE

Un matériau ferromagnétique soumis à un champ magnétique haute fréquence $h = h_0 e^{j\omega t}$ subit des pertes : l'induction b est donc en retard de δ par rapport à h

$$\text{soit } b = b_0 e^{j(\omega t - \delta)}$$

$$\text{D'où la perméabilité } \mu = \frac{b}{h} = \frac{b_0}{h_0} e^{-j\delta} = \mu' - j\mu''$$

$$\text{avec } \mu' = \frac{b_0}{h_0} \cos \delta \quad \mu'' = \frac{b_0}{h_0} \sin \delta$$

L'étude expérimentale de l'absorption due à la résonance se ramène à la mesure du terme imaginaire μ'' de la perméabilité du corps étudié en haute fréquence.

La méthode de mesure la plus employée à cause de sa sensibilité consiste à introduire la substance dans une cavité résonante. Les résonances au sein des matériaux placés dans une cavité provoquent dans cette dernière deux phénomènes :

- Une dérive de la fréquence d'accord quand elle avoisine la fréquence d'un mode de précession des spins, analogue au cas de deux circuits couplés.
- Une variation de la surtension interne Q_0 puisque la résonance s'accompagne donc de pertes qui, s'ajoutant aux pertes propres de la cavité, tendent à diminuer Q_0 .

L'échantillon sera placé en un point où le champ magnétique est maximum et où le champ électrique est nul. Il ne contribue donc pas matériellement aux pertes

diélectriques ou aux pertes par courants de Foucault dans la cavité ; en supposant donc les pertes uniquement magnétiques, le calcul de la perturbation créée par l'échantillon dans la cavité permet de calculer μ'' par la formule : (Réf. 2)

$$(3) \quad \mu'' = \frac{2W}{H_M^2} \frac{1}{V} \left(\frac{1}{Q'_0} - \frac{1}{Q_0} \right)$$

- Q'_0 Surtension interne de la cavité avec échantillon
- Q_0 Surtension interne de la cavité sans échantillon
- W Energie totale emmagasinée
- V Volume de l'échantillon
- H_M Champ magnétique maximum dans l'échantillon

Si l'échantillon est assez petit, la variation d'énergie qu'il introduit est négligeable devant W et $\Delta Q_0 = Q_0 - Q'_0$ est petit devant Q_0 . On peut alors écrire :

$$(4) \quad \mu'' = \frac{2W}{H_M^2} \frac{1}{V} \frac{\Delta Q_0}{Q_0^2}$$

Les variations de μ'' sont donc proportionnelles aux variations de Q_0 . Le problème expérimental se ramène dans ces conditions à la mesure des variations du facteur de surtension interne Q_0 de la cavité qui traduit donc la variation de puissance absorbée dans le matériau, ceci en fonction du champ magnétique statique. Rappelons que la surtension en charge Q_L , c'est-à-dire celle que l'on mesure est donnée en fonction de Q_0 et de Q_e surtension externe par :

$$(5) \quad \frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} = \frac{1}{Q_0} \left(1 + \frac{Q_0}{Q_e} \right) = \frac{1}{Q_0} (1 + \beta)$$

où $\beta = Q_0/Q_e$ est le coefficient de couplage .../.

Pour une cavité travaillant en réflexion, comme celle que nous utilisons, le T.O.S. ρ est donné par :

$$\rho = \beta \quad \text{si } \beta > 1 \quad \text{cavité surcouplée}$$

$$\rho = 1/\beta \quad \text{si } \beta < 1 \quad \text{cavité souscouplée}$$

Q_e caractérise l'amortissement dû à la liaison avec les circuits extérieurs à la cavité ; on a la relation :

$$\frac{R}{Z_c} = \frac{Q_o}{Q_e} = \beta$$

si R est l'impédance d'entrée de la cavité à la résonance

et Z_c est l'impédance caractéristique du guide.

On en déduit, avec les notations de la figure (1) et avec P_r : puiss. réfléchiée par la cavité

P_i : puiss. incidente sur la cavité

$$(6) \quad \frac{P_r}{P_i} = \frac{P_m}{P_M} = \frac{(\beta - 1)^2}{(\beta + 1)^2}$$

Q_e est dans une large mesure indépendant de l'échantillon étudié.

On s'efforcera de travailler dans une région où P_r/P_i vaut 1/3 à 1/4 ; la courbe P_m/P_M en fonction de β (fig 1 B) montre en effet qu'entre ces valeurs la sensibilité dP_m/dQ_o est grande, Q_o restant encore assez élevé ; cette région correspond à une cavité souscouplée avec un T.O.S. de 3 à 4.

Nous ne considérerons que des variations faibles

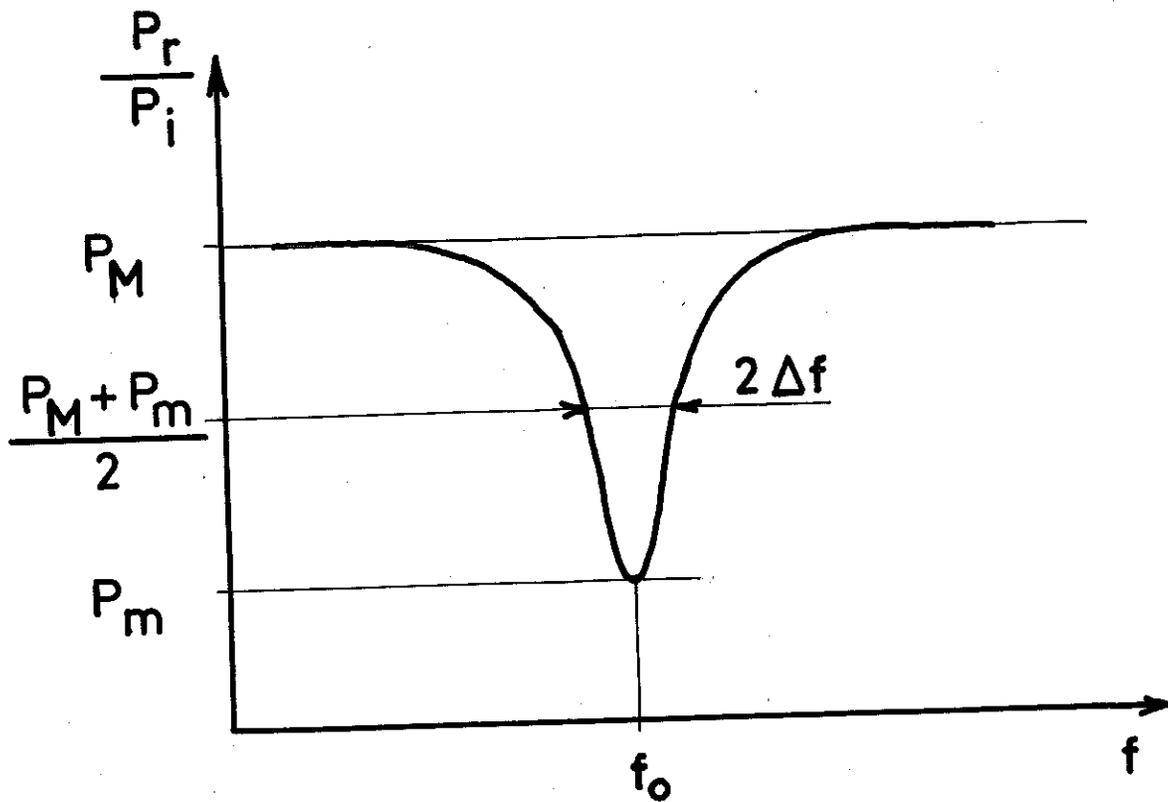


Fig 1A Puissance absorbée par une cavité

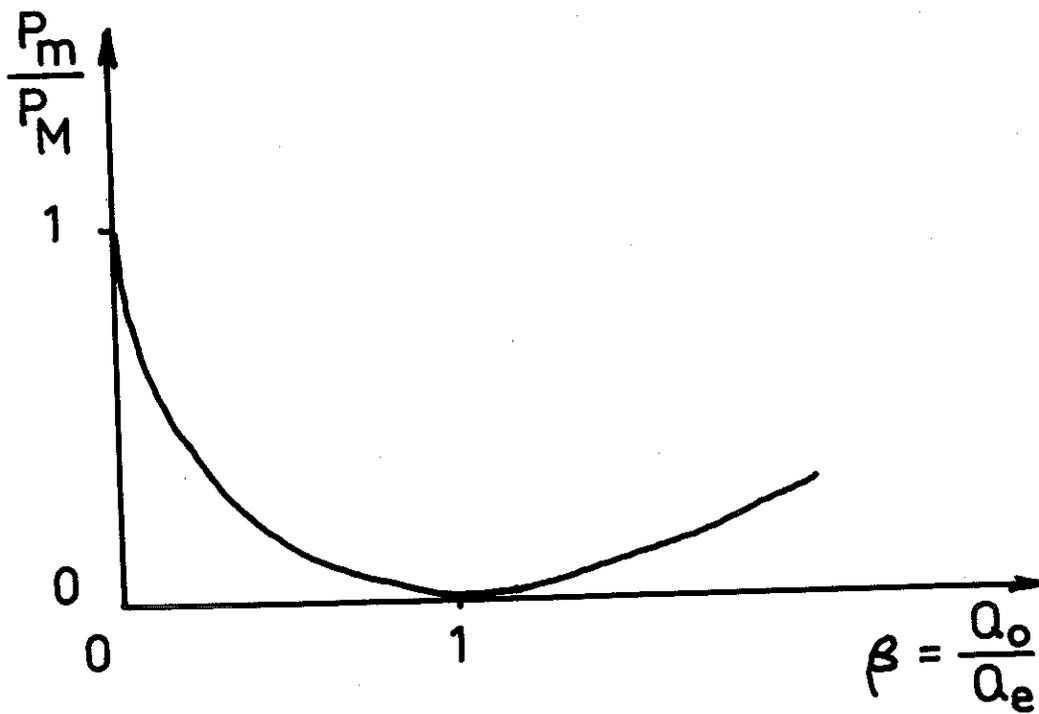


Fig 1B Puissance en fonction du couplage

de P_r , ΔP_r de l'ordre de 10 % à 20 % de P_i ; on a alors avec une bonne approximation :

ΔP_r proportionnel à ΔQ_0

La puissance incidente P_i sera maintenue constante, les variations de puissance réfléchie par la cavité traduisent bien les variations du facteur de surtension, ΔQ_0 , donc les variations ΔW , à condition que l'échantillon soit assez petit.

2. SPECTROMETRE HYPERFREQUENCE

La photographie du montage est donnée figure (2) et le schéma d'ensemble du banc de mesure est représenté figure (3).

La puissance hyperfréquence est issue d'un klystron reflex 6975 Thomson-Varian, fonctionnant de 8 500 MHz à 9 600 MHz (Bande X).

Nous avons utilisé le mode 6. 3/4, la puissance moyenne de sortie étant alors de 40 mW et la bande d'accord électronique de 35 MHz environ.

Cette puissance, après découplage, est divisée ; une

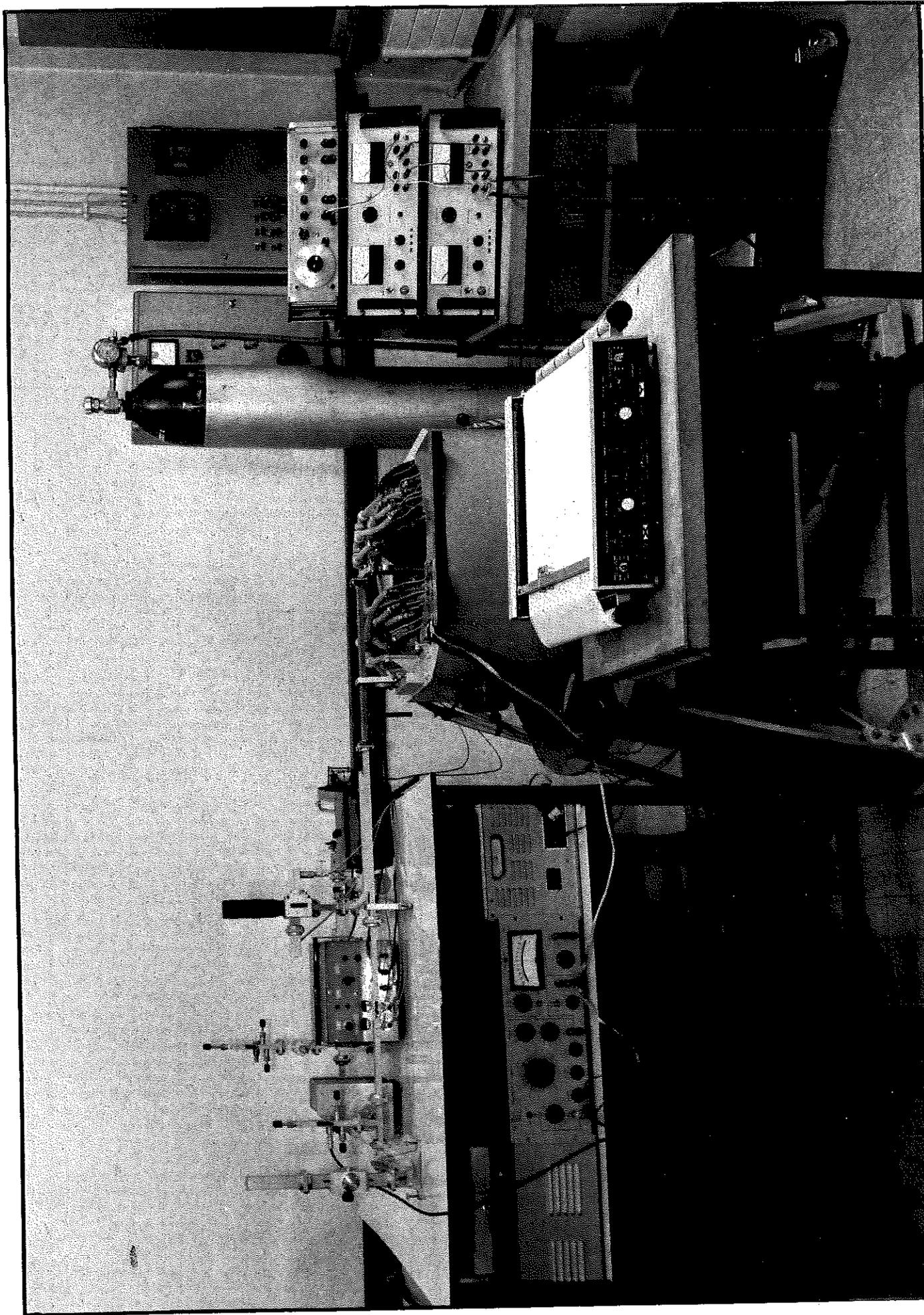


Fig 2 Vue d'ensemble du montage

fraction est utilisée pour stabiliser la fréquence, l'autre fraction est envoyée à la cavité

2.1 - STABILISATION DE FREQUENCE

Pour mesurer l'absorption à la résonance à l'aide de la puissance réfléchiée par la cavité, il est nécessaire donc que la puissance incidente soit bien constante ; la puissance délivrée par le klystron étant essentiellement fonction de sa fréquence, cette dernière doit donc être bien stabilisée.

Si l'on ne prend pas de précautions particulières, la stabilité du klystron utilisé est insuffisante. En effet, la dérive de fréquence en fonction de la température donnée par le constructeur est d'environ 200 kHz/° C. Il en résulte, d'une part, une longue période d'attente après la mise en marche, période nécessaire pour atteindre la température d'équilibre de fonctionnement (200°C environ), d'autre part, des variations de fréquence non négligeables en cours de fonctionnement ; la tension réflecteur doit dans ces conditions être réajustée constamment.

Les raies de résonance ont des largeurs comprises entre 50 oe et 100 oe le plus souvent ; une raie de 50 oe, par exemple, ne sera observée correctement que si la fréquence est maintenue dans une plage de 10 MHz environ, ce qui correspond à une stabilité de 10^{-3} . Pour les raies les plus fines, une stabilité en fréquence de 5.10^{-4} serait donc très largement suffisante et possible à atteindre en utilisant une enceinte thermostatée pour le klystron.

Nous avons toutefois adopté la stabilisation de fréquence décrite par M. Bouthinon et A. Coumes (réf.3) qui présente de nombreux avantages et une grande stabilité.

Dans le principe, une tension d'erreur, issue d'un discriminateur hyperfréquence à cavité de référence, est réinjectée, avec une phase convenable et après amplification, sur le réflecteur du klystron ; celui-ci possédant une plage d'accord électronique importante, se prête très bien à ce mode de stabilisation.

Le discriminateur hyperfréquence utilisé est celui, désormais classique, décrit par Pound (réf. 4). La différence de tension qui apparaît entre les deux cristaux (a) et (b) (fig. 3) est fonction de la différence de fréquence qui existe entre la cavité et le klystron.

Pour éviter la réalisation d'une alimentation haute tension qu'il serait nécessaire de filtrer avec le plus grand soin, l'amplificateur est réalisé à transistors. Pour éviter les dérives thermiques inhérentes à un amplificateur continu à transistors qu'il faudrait alors thermostatier, le signal, continu à l'entrée, est découpé, amplifié sous forme de signaux carrés, puis démodulé. La mise au point de cet amplificateur à choppers est relativement délicate.

La variation à la résonance du terme μ' de la perméabilité de l'échantillon, entraîne donc une variation de fréquence de la cavité et nous avons été conduits, pour cette raison, à stabiliser la fréquence du klystron directement sur cette cavité d'utilisation,

plutôt que de stabiliser sur une cavité à fréquence réglable extérieure (Réf. 3). Toutefois la dispersion introduite par les échantillons étudiés est faible ; aucune différence notable n'a pu être observée dans les spectres avec ou sans le dispositif d'asservissement ; le déplacement de fréquence dû à μ' est faible, comparé à la bande passante de la cavité.

La stabilisation de fréquence est donc surtout utile pour maintenir la puissance incidente bien constante, sans avoir à réajuster constamment la tension réflecteur, surtout lors des mesures en fonction de la température.

En définitive, nous avons apprécié la stabilité obtenue avec un ondemètre permettant de mesurer des écarts de fréquence au mieux de 1,2 MHz environ. Aucune variation n'est détectable, et la stabilité obtenue est donc meilleure que 2.10^{-4} sur une $\frac{1}{2}$ journée.

D'autre part, les enregistrements des spectres sont possibles quelques minutes seulement après la mise en marche du klystron. Après un quart d'heure de fonctionnement de ce dernier, le réglage de la tension réflecteur est définitif pour le reste de la journée.

2.2 - CAVITES UTILISEES

Nous avons utilisé deux cavités rectangulaires constituées par une longueur de guide d'onde, égale à la longueur d'onde dans le guide λ_g de l'oscillation hyperfréquence, fermée aux deux extrémités par des court-circuits (fig. 4).

λ_g est donné en fonction de λ longueur d'onde dans le vide
et λ_c longueur d'onde de coupure,
par

$$(7) \quad \frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}$$

où $\lambda_c = 2 a$ $a = 22,87 \text{ mm}$ grande dimension du guide.

A 9300 MHz fréquence centrale de la bande X nous obtenons :

$$\lambda_g = 45,2 \text{ mm}$$

Sur cette dimension, la fréquence de cavité varie de 100 MHz/mm environ.

Le couplage au guide est effectué par un iris. Le diamètre du trou a été agrandi progressivement par dixièmes de millimètres jusqu'à l'obtention d'une cavité sous couplée avec un T.O.S. de 3 à 4 environ (§ 1.1). En modulant la fréquence du klystron par une tension en dents de scie superposée à la tension réflecteur nous visualisons directement sur un oscilloscope la courbe P_r/P_i , en fonction de la fréquence (fig. 1 A) ; pour un T.O.S. de 3 nous devons avoir $P_r/P_i = 1 / 4$; d'autre part, nous mesurons la largeur $2 \Delta f$ à demi puissance, ce qui nous donne le coefficient de surtension en charge Q_L de la cavité :

$$(8) \quad \frac{1}{Q_L} = 2 \frac{\Delta f}{f_0}$$

Les changements fréquents d'échantillon nécessitent une ouverture de la cavité rapide et aisée. Il n'est donc pas possible de souder définitivement le fond, il faut

.../.

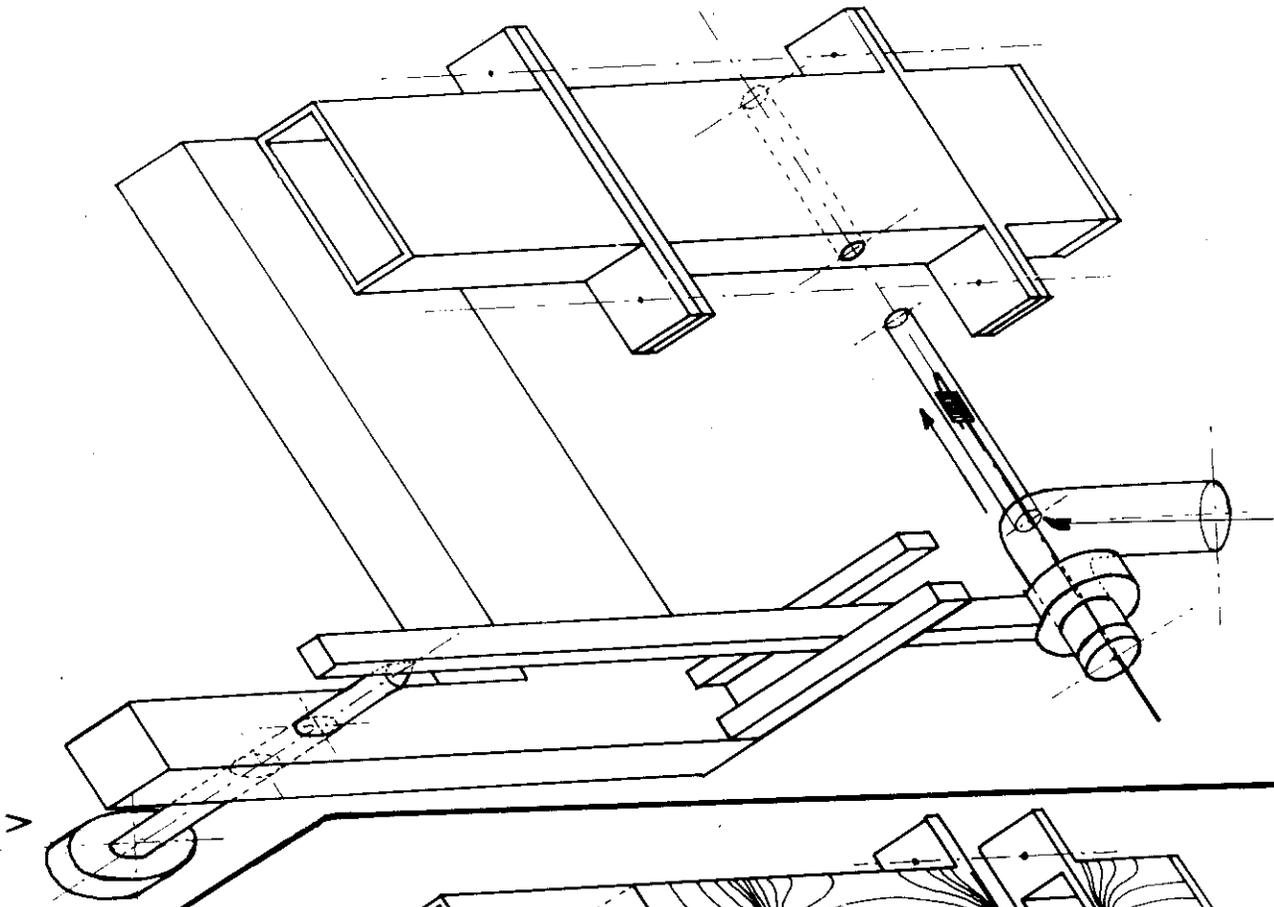
disposer d'une cavité à ouverture. D'autre part, pour conserver une bonne surtension interne, il est indispensable que les contacts électriques à l'ouverture soient parfaits, sauf si nous reportons la coupure dans une région non traversée par des lignes de courant longitudinales. La cavité est donc coupée à $\lambda_g/4$ du fond qui est alors soudé (fig. 4 A).

Le champ magnétique continu nécessaire impose que l'entrefer de l'électro-aimant soit minimum ; dans tous les cas, nous avons donc positionné l'échantillon en conservant la grande face de la cavité parallèle aux pièces polaires de l'électro-aimant .

Dans la cavité (1) l'échantillon est placé comme l'indique la figure (4 A) ; il possède deux positions distinctes pour l'étude, soit en champ directeur perpendiculaire, soit en champ directeur parallèle au plan de la couche. Il est maintenu plaqué contre la paroi par une fine couche de graisse. La cavité est alors mise en place dans l'entrefer de façon à ce que sa grande face soit directement plaquée sur une pièce polaire.

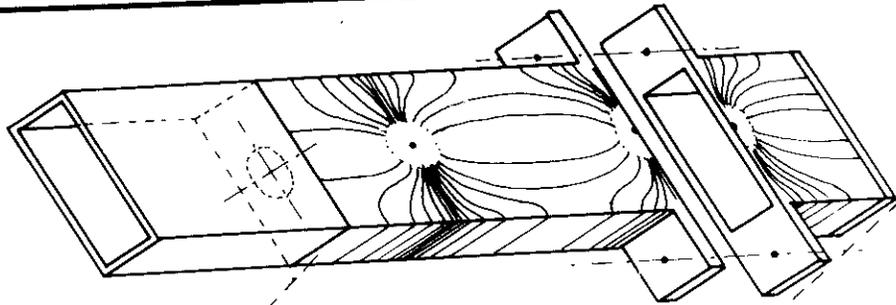
Soit ϕ l'angle pouvant subsister entre la normale au plan de la couche et le champ appliqué H ; lorsque ϕ est petit (champ directeur perpendiculaire), les champs de résonance varient très rapidement avec cet angle (§ 5.5). Toutefois la pente de la courbe $H_n(\phi)$ est nulle pour $\phi = 0$, ce qui permet de positionner l'échantillon à une ou deux dizaines de minutes d'angle près environ, sans aucune conséquence appréciable sur la position des raies. Toutefois nous vérifions qu'il ne subsiste pas un angle ϕ trop important, dû à une mauvaise répartition de la graisse,

B



A

lignes
de
courant



lignes
de
champ

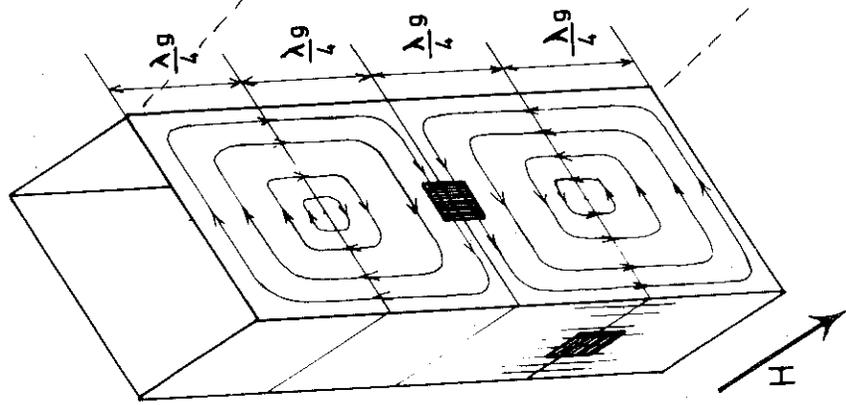


Fig 4 Cavités hyperfréquence

en enregistrant le même spectre à plusieurs reprises, après avoir sorti et remplacé l'échantillon ; les variations d'angle ainsi provoquées n'ont jamais entraîné un déplacement des résonances de plus de 5 oersteds.

Les caractéristiques obtenues pour cette cavité sont :

- Fréquence $f = 9\ 300$ MHz
- Qualité $Q_L = 2\ 800$ sans échantillon
 $Q'_L = 2\ 650$ avec échantillon

La cavité (2) est prévue pour l'étude en fonction de la température (§ 4B). L'échantillon est placé dans un tube de verre, de diamètre 4 mm, traversant la cavité à $\lambda_g/2$ du fond, où le champ électrique est identiquement nul. Il est maintenu en place dans ce tube par une fine tige de verre formant pince (fig. 4 B).

Dans tous les cas, nous procédons ainsi :

Après étude dans la cavité (I), l'échantillon est placé dans la pince ; il est ainsi bien plaqué sur la tige support ; cette tige est alors engagée dans le tube porte-échantillon, et elle-même plaquée le long d'une génératrice de ce cylindre ; le plan de la couche est ainsi bien parallèle à l'axe du tube ; cet axe est lui-même parallèle à la grande face du guide qui est plaqué sur une pièce polaire ; nous plaçons alors le porte-échantillon dans la cavité de telle sorte qu'il se trouve au centre et nous recherchons le signal de résonance ; en agissant sur la vis de réglage (v) (fig 4 B), nous orientons le porte-échantillon de façon à retrouver exactement le même spectre

.../.

que celui trouvé par l'étude dans la cavité (1). Le plan de la couche est alors bien perpendiculaire (ou parallèle) au champ magnétique statique.

Cette technique, qui nous est imposée par la petitesse de l'entrefer, présente évidemment de gros défauts. Un grand nombre d'alignements est nécessaire pour les différentes pièces les-unes par rapport aux autres, chaque alignement n'étant pas parfait ; en particulier, un jeu indispensable subsiste entre le tube porte-échantillon et la cavité elle-même ; après avoir hésité sur cette mise en oeuvre délicate, nous avons été nous-mêmes très surpris de trouver qu'en procédant avec soin, nous retrouvions facilement, avec des écarts très faibles, les mêmes spectres que ceux obtenus dans la cavité (I). Ceci justifie donc pleinement l'emploi de cette deuxième cavité équipée ainsi.

Les caractéristiques obtenues pour cette cavité sont :

- sans porte-échantillon

. Fréquence .. $f = 9\ 290$ MHz

. Qualité ... $Q_L = 4\ 100$

- avec porte-échantillon et échantillon

. Fréquence .. $f = 9\ 300$ MHz

. Qualité ... $Q'_L = 3\ 400$

2.3 - DETECTION DES RESONANCES

2.3.1 - Détection directe

La puissance en provenance du klystron, après

.../.

atténuation est envoyé dans un té magique ; elle y est divisée en deux, d'un côté vers la cavité, de l'autre vers une impédance réglable en phase et en amplitude constituée d'un atténuateur à lame de carbone et d'une impédance à vis réactive. Le détecteur, qui est monté dans la quatrième branche, donne directement les variations de la puissance réfléchie par la cavité ; en ajustant l'impédance réglable pour annuler le signal détecté en dehors des résonances, nous disposons de la sensibilité maximum. Toutefois un léger déséquilibre au départ, polarisant légèrement le détecteur, augmente l'amplitude des signaux de résonance.

Nous avons recherché systématiquement la meilleure sensibilité ; celle-ci est obtenue pour un déséquilibre d'environ 50 mV.

2.3.2 - Détection de Phase

Certaines couches présentent des modes secondaires d'onde de spin d'intensité très faible (§ 7 - 1). Nous disposerons d'une sensibilité plus élevée en détectant la dérivée du signal d'absorption.

Un champ magnétique alternatif de basse fréquence (400 Hz) est superposé au champ magnétique continu ; son amplitude est beaucoup plus faible que la largeur des raies de résonance à observer. Dans ces conditions, pour toute valeur donnée du champ continu, le signal détecté, après amplification sélective à 400 Hz et détection de phase, nous donne une tension continue enregistrable directement proportionnelle à la dérivée du signal

d'absorption. Le gain ainsi obtenu est d'environ 50.

2.4 - ETUDE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

L'entrefer de l'électro-aimant nous est donc imposé et il n'est pas suffisant pour loger autour de la cavité, soit un vase dewar, soit un four. Nous avons donc utilisé la cavité (2) (§ 2.2).

Le tube porte-échantillon est parcouru par un courant d'azote gazeux qui est au préalable, soit chauffé par passage dans une tubulure de quartz traversant un four, soit refroidi par passage dans un serpentin en laiton plongé dans un vase dewar d'azote liquide.

Les échanges thermiques entre le gaz et la canalisation conduisant celui-ci à la cavité, font que la température désirée est simplement obtenue par réglage du débit de cet azote gazeux.

La température est mesurée par un thermocouple, Cu - Constantan - Cu, constitué de fils très fins, de diamètre 5/100 mm, à deux soudures ; la soudure de référence est plongée dans de la glace fondante ; la soudure utile est placée dans le courant d'azote, à la sortie du tube porte-échantillon, le plus près possible de la couche, sans toutefois l'introduire dans la cavité.

Cette soudure étant très petite, nous avons vérifié qu'elle ne présentait pratiquement aucune inertie thermique et nous avons une mesure précise ($\pm 2^{\circ}\text{C}$) de la

.../.

température du courant d'azote. L'échantillon étant de petite taille et étant bien baigné par ce courant, il est raisonnable de penser que sa température est très voisine, et proportionnelle à la température du courant d'azote.

Cette dernière est variable entre -190°C et $+300^{\circ}\text{C}$. Pour atteindre des températures supérieures à $+250^{\circ}\text{C}$ ou inférieures à -140°C le débit d'azote nécessaire est tel que le régime d'écoulement doit devenir tourbillonnaire dans le tube porte-échantillon, car nous observons alors une nette augmentation du bruit de fond dans le signal détecté ; nous disposons donc d'une sensibilité plus faible aux deux extrémités de la gamme de température.

Les contacts thermiques entre le tube porte-échantillon et la cavité sont assez mauvais, et ainsi cette dernière ne voit sa fréquence changer que de ± 10 MHz environ lorsque le courant d'azote est porté à une température de $\pm 180^{\circ}\text{C}$; cette variation de fréquence correspond à une erreur d'environ ± 5 oe sur le champ de résonance d'un mode et il n'est donc pas nécessaire de réajuster la fréquence de la cavité à sa valeur initiale (température ambiante).

2.5 - CHAMP MAGNETIQUE CONTINU

Le champ magnétique continu est produit dans l'entrefer d'un électro-aimant ; deux alimentations stabilisées en tension de dix ampères chacune, permettent d'obtenir un courant variable de 0 A à 20 A. Le balayage

en champ continu est effectué par un générateur très basse fréquence ($5 \cdot 10^{-4}$ Hz) commandant électriquement les alimentations stabilisées ; nous utilisons toujours lors de l'enregistrement d'un spectre le balayage le plus lent (environ 10 oe/s).

Avec les pièces polaires de forme tronconique en ferrocobalt et un entrefer de 16 mm, nous disposons d'un champ magnétique maximum de 18 600 oe à 20 A.

La mesure du champ doit être la plus précise possible ; théoriquement, les largeurs de raies étant comprises entre 40 oe et 100 oe, une mesure de ± 10 oe est suffisante ; mais ± 10 oe autour de 10 000 oe, c'est une précision de 10^{-3} qui serait nécessaire. La surface des pièces polaires (diamètre utile = 40 mm) et l'entrefer sont trop petits pour utiliser un gaussmètre à résonance nucléaire qui demande une grande homogénéité du champ magnétique dans un volume appréciable.

D'autre part, les alimentations sont stabilisées en tension, mais entre 10 koe et 13 koe, région de champ magnétique correspondant aux résonances, le courant varie entre 10 et 13 A environ, l'électro-aimant ne chauffe pratiquement pas et son impédance ne varie pas sensiblement.

Nous avons donc pu facilement l'étalonner en courant, la mesure du champ magnétique étant faite par un fluxmètre à extraction ; nous obtenons ainsi une précision sur les champs magnétiques de 1,5 %.

Cette précision n'est donc pas suffisante dans l'absolu et nous ne pourrions donc pas nous attacher à déduire des valeurs précises des grandeurs intervenant dans

nos expériences ; toutefois, la reproductibilité étant bonne, ± 10 oe environ, nous pourrions faire une étude comparée de couches et étudier la loi de dispersion des modes avec une bonne précision.

Le courant de l'électro-aimant traverse un shunt donnant une tension qui lui est proportionnelle, tension directement envoyée sur l'entrée X de l'enregistreur à double entrée.

La proportionnalité champ - courant dans la région de 3 koe considérée est largement respectée devant la précision de l'étalonnage, et l'abscisse de l'enregistrement est linéaire en champ magnétique.

3. PREPARATION DES COUCHES MINCES

Le choix du permalloy a été imposé par le champ magnétique continu disponible. Pour l'étude du cobalt il serait nécessaire de disposer de champs supérieurs à 20 koe et pour celle du fer de champs supérieurs à 25 koe.

D'autre part, une composition voisine de 80 % Ni, 20 % Fe, possède des raies de résonance relativement étroites, nécessaires pour conduire à de bons résultats de mesure, probablement comme conséquence de sa magnétostriction nulle ou très faible. Le nickel donne des raies de résonance plus larges, et certains chercheurs semblent même avoir eu des difficultés pour obtenir des spectres (réf. 5).

Mise à part la dernière série de couches de FeNiCo (§ 8-3) à 50 % FeNi, 50 % Co, aussi à magnétostriction nulle, toutes nos couches ont été évaporées sous vide à partir de petits lingots de permalloy 83 % Ni, 17 % Fe en poids, obtenus à partir de poudres très fines (Ugine, pureté 99,9) frittées sous hydrogène à 800°C pendant 12 heures. La composition de l'échantillon doit ainsi avoisiner 80 % Ni, 20 % Fe.

Une partie de ces couches a été préparée sous vide classique, l'autre partie sous ultra vide.

3.1 - COUCHES PREPAREES SOUS VIDE CLASSIQUE

3.1.1 - Groupe et Enceinte à vide

Le pompage primaire est assuré par une pompe à palettes qui permet d'atteindre 10^{-3} torr environ. Le pompage secondaire est effectué par une pompe à diffusion d'huile surmontée d'un piège au fréon. L'enceinte contient un piège à azote liquide qui, rempli, assure une pression dans l'enceinte de 5.10^{-7} torr avant et après l'évaporation ; cette pression remonte généralement à 2.10^{-6} torr pendant l'évaporation ; bien que nous ayons toujours pris soin de laisser se stabiliser ce paramètre avant de commencer le dépôt proprement dit, la pression est susceptible, dans le cas de dépôt de couches relativement épaisses, de varier de 3.10^{-6} torr à 10^{-6} torr. Cette variation, incontrôlable, n'est évidemment pas reproductible d'un dépôt à l'autre.

L'enceinte contient en outre :

- Les matériaux à évaporer contenus dans des creusets

en BeO qui sont placés dans des creusets en molybdène, ces derniers étant chauffés par haute fréquence ; un système mécanique de rotation de quatre creusets permet d'évaporer alternativement plusieurs matériaux pendant le même cycle de pompage.

- Un évaporateur à effet Joule, utilisé pour préparer directement des couches de FeNiMn ; du manganèse est placé dans une nacelle en tungstène chauffée par effet Joule pendant que du permalloy est évaporé par chauffage haute fréquence.

- Un four, à l'aplomb des évaporateurs, qui possède une grande inertie thermique et qui peut recevoir six supports. Un cache mobile permet de masquer certains d'entre eux ; ce cache possède plusieurs positions distinctes et son intérêt réside dans le fait que l'on peut alors préparer six couches différentes dans les mêmes conditions d'évaporation. Sauf spécifications contraires, le four est toujours porté à 300°C. Un champ magnétique uniforme est appliqué pendant l'évaporation.

3.1.2 - Supports des couches

Deux types de supports ont été utilisés :

- En verre ; constitués de lamelles de microscope de diamètre 18 mm, ces supports sont nettoyés dans un mélange sulfochromique agité par des ultra sons. Puis ils sont rincés à l'eau désionisée, séchés avec soin et placés immédiatement dans l'enceinte à vide.

- En mica ; des lamelles préalablement découpées au même

diamètre sont placées sous vide immédiatement après clivage.

Après le dépôt, dans les deux cas, ces couches obtenues sont découpées en échantillons d'environ 4 mm de côté. Il n'a jamais été observé de différences notables sur les spectres des différents morceaux d'une même couche.

3.1.3 - Contrôle des Pressions

La pression obtenue pendant le pompage primaire est mesurée par une jauge thermique, type Pirani, placée dans la canalisation à la sortie de la pompe à palettes et nous donne les pressions jusqu'à 10^{-3} torr.

La jauge secondaire est une jauge à ionisation branchée dans la partie inférieure de l'enceinte à vide et nous donne les pressions comprises entre 10^{-3} torr et 10^{-7} torr.

3.1.4 - Epaisseur des Couches

L'épaisseur des couches est contrôlée par quartz piézoélectrique placé au voisinage des supports, sur lequel se dépose le matériau évaporé. La variation de fréquence du quartz est proportionnelle à l'épaisseur déposée dans une grande gamme. L'épaisseur est obtenue après étalonnage du quartz par la méthode interférentielle de Tolansky, et très souvent contrôlée directement par cette même méthode. (Réf. 6)

3.1.5 - Vitesse d'Evaporation

La vitesse d'évaporation dépend essentiellement du

.../.

matériau évaporé, de la quantité de matériau contenu dans le creuset, et du couplage de ce dernier avec la spire haute fréquence.

Nous nous sommes efforcés de conserver d'un dépôt à l'autre des vitesses d'évaporation constantes. Le permalloy est évaporé à environ 15 Å/s en général ; toutefois, cette valeur est susceptible de varier de ± 5 Å/s d'un dépôt à l'autre et elle est souvent légèrement plus grande en début d'évaporation.

3.2 - COUCHES PREPAREES SOUS ULTRA VIDE

Des couches ferromagnétiques couplées (§ 8) ont été préparées sous ultra vide par R. Buder ; le groupe et l'enceinte à vide sont décrits de façon détaillée dans sa thèse (réf. 7).

Le pompage secondaire est assuré par une pompe ionique. L'évaporation des matériaux est effectuée par bombardement électronique, sous des pressions inférieures à $5 \cdot 10^{-9}$ torr. Un dispositif d'effet Kerr permet de mesurer les propriétés magnétiques des couches dans l'enceinte, au cours de leur préparation. Un champ magnétique uniforme est appliqué au cours de l'évaporation.

CHAPITRE 2

THEORIES

4 . LES ONDES DE SPIN DANS UN CRISTAL FERROMAGNETIQUE

4.1 - INTRODUCTION

Les propriétés particulières des corps ferromagnétiques, telle que l'aimantation spontanée à température inférieure au point de Curie, ont amené P. Weiss à introduire un champ fictif parallèle et proportionnel à l'aimantation ; ce champ est responsable de l'interaction considérable entre les moments magnétiques des atomes. On en trouve une interprétation quantique dans l'effet d'échange d'Heisenberg.

Heisenberg et Dirac ont montré qu'une énergie d'interaction possible entre deux électrons placés dans des potentiels similaires doit comporter un terme de la forme $2 J_{12} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$, J_{12} étant une constante, \vec{S}_1 et \vec{S}_2 les spins des deux électrons. La propriété a été étendue à un cristal composé d'atomes ferromagnétiques : sous certaines hypothèses, l'Hamiltonien d'un tel système comprendra un terme de Zeeman et un terme d'échange isotrope de Heisenberg ; il peut s'écrire :

$$(9) \quad \mathcal{H} = g \mu_B \sum_i \vec{S}_i \cdot \vec{H} - 2 J \sum_{i < j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

\vec{S}_i et \vec{S}_j étant les opérateurs de spin des atomes i et j exprimés en unités h ; la constante J est l'intégrale d'échange exprimée en ergs, μ_B est le magnéton de Bohr, g le facteur de Landé et \vec{H} le champ appliqué.

4.2 - LA RESONANCE FERROMAGNETIQUE

Si, dans le cristal ferromagnétique, aucune cause particulière d'inhomogénéité n'intervient, le mode de précession uniforme apparaît comme seul processus normal de résonance ; en effet, les forces d'échange n'interviennent pas car l'aimantation \vec{M} conserve partout une direction constante, le champ de Weiss parallèle à \vec{M} et constant lui aussi ne peut produire de couple sur l'aimantation. Dans l'Hamiltonien seul reste le terme de Zeeman, c'est la résonance de précession uniforme.

Sous la forme classique, le mouvement de l'aimantation \vec{M} , douée d'un moment cinétique \vec{J} tel que $\vec{M} = \gamma \vec{J}$, (γ étant le rapport gyromagnétique), dans un champ \vec{H} est donné par le théorème du moment cinétique :

$$(10) \quad \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \vec{M} \wedge \vec{H} \quad \text{soit} \quad \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{H}$$

Il en résulte que \vec{M} effectue une précession autour de \vec{H} à la fréquence de Larmor : $\omega_L = \gamma H$

Sous la forme quantique, des transitions sont excitées entre les niveaux Zeeman des spins dans le champ \vec{H} et l'étude du quantum $h\nu$ permet d'explicitier γ sous la forme :

$$(11) \quad \gamma = g \frac{e}{2 m c}$$

g est le facteur de Landé, qui peut être facilement déduit de considérations géométriques. Dans les ferromagnétiques, g est voisin mais pas exactement égal à deux, ce qui est interprété comme étant dû à l'amortissement des

variations des moments cinétiques orbitaux plus ou moins bloqués par le réseau cristallin.

Les premières expériences de résonance ferromagnétique ont été conduites par Griffiths (réf. 8) sur des échantillons de fer, de cobalt et de nickel. Kittel (réf 9) montra ensuite l'importance des champs démagnétisants ; il obtint la fréquence de précession suivante :

$$(12) \quad \omega = \gamma \sqrt{[H + (N_y - N_z) M] [H + (N_x - N_z) M]}$$

où \vec{H} est le champ appliqué suivant l'axe oz, N_x, N_y, N_z sont les facteurs démagnétisants de l'échantillon dans les trois directions ox, oy, oz ; pour une couche mince nous obtenons :

- si \vec{H} est parallèle au plan de la couche : (plan x o y)

$$(13) \quad \omega = \gamma \sqrt{B H} \qquad B = H + 4 \pi M$$

$$\text{car } N_x = N_z = 0 \qquad N_y = 4 \pi$$

- si \vec{H} est perpendiculaire au plan de la couche :

$$(14) \quad \omega = \gamma (H - 4 \pi M)$$

$$\text{car } N_x = N_y = 0 \qquad N_z = 4 \pi$$

L'étude des couches dans ces deux géométries est un moyen de mesurer l'aimantation à saturation M et le facteur de Landé g.

Les formulations les plus générales de la fréquence de résonance doivent tenir compte en plus de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline ; certains résultats

ont aussi été interprétés en fonction de contraintes dans les couches (réf. 5). Nos expériences portant sur des échantillons de permalloy à magnétostriction nulle, et, d'autre part, les champs d'anisotropie étant petits devant $4 \pi M$, les formules (13) et (14) sont applicables à nos expériences.

4.3 - LES ONDES DE SPIN

4.3.1 - Le magnon

S'il intervient des causes d'inhomogénéités, en particulier, si la température augmente, un spin est perturbé ; l'état obtenu en écartant la composante S_z d'un seul atome de son spin maximum S ne peut pas être un état propre d'après la forme même de l'Hamiltonien de Heisenberg ; cette perturbation se propage de proche en proche et on obtient ainsi une "onde de spin" ou plus exactement un paquet d'ondes de spin. Le traitement quantique, ainsi que l'a montré Bloch à l'origine, indique que les états d'énergie les plus bas d'un système de spin couplés par interaction d'échange sont ondulatoires ; l'énergie d'une onde de spin est quantifiée et l'unité d'énergie est ainsi représentée par une quasi particule appelée magnon.

Il convient d'étudier le mouvement d'un spin dans de telles circonstances.

4.3.2 - Relation de dispersion

Nous préférons, plutôt qu'à l'étude sous forme

quantique, le traitement semi-classique de Kittel (réf. 10) qui permet de donner une image des ondes de spin.

Considérons une assemblée de spins décrite par l'Hamiltonien

$$(15) \quad \mathcal{H} = - 2 J \sum \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

Nous supposons que l'intégrale d'échange J est la même pour tous les plus proches voisins ; l'équation du mouvement pour le spin \vec{S}_m s'écrit alors, en tenant compte de la règle de commutation $\vec{S}_e \wedge \vec{S}_e = j \vec{S}_e$

$$(16) \quad \hbar \frac{\partial \vec{S}_m}{\partial t} = 2 J \vec{S}_m \wedge \sum_j \vec{S}_j$$

Pour simplifier les calculs nous prendrons un réseau cubique simple ayant pour paramètre a ; un développement en série de \vec{S}_j donne

$$(17) \quad \sum_j \vec{S}_j = 6 \vec{S}_m + a^2 \nabla^2 \vec{S}_m + \dots$$

qui conduira en se limitant aux interactions entre le spin \vec{S}_m et ses proches voisins à :

$$(18) \quad \hbar \frac{\partial \vec{S}_m}{\partial t} = 2 J a^2 (\vec{S}_m \wedge \nabla^2 \vec{S}_m)$$

posons

$$\vec{S}_m = \vec{S}_0 + \vec{s}$$

où \vec{S}_0 est le vecteur de spin non perturbé dirigé en tous points suivant l'axe Oz ; nous obtenons en ne gardant que

les termes linéaires en \vec{s}

$$(19) \quad \hbar \frac{\partial s_x}{\partial t} = 2 J a^2 S_0 v^2 s_y$$

$$\hbar \frac{\partial s_y}{\partial t} = -2 J a^2 S_0 v^2 s_x$$

Ce système peut admettre des solutions de la forme

$$(20) \quad s_x = s_0 \sin \omega_0 t \sin k_x x \sin k_y y \sin k_z z$$

$$s_y = s_0 \cos \omega_0 t \sin k_x x \sin k_y y \sin k_z z$$

où ω_0 est lié à \vec{k} par la formule de dispersion

$$(21) \quad \hbar \omega_0 = 2 J S_0 a^2 k^2$$

La relation de dispersion est quadratique, les énergies sont proportionnelles au carré du vecteur d'onde, alors que la relation de dispersion des phonons ou des photons est linéaire ($\omega = (1/\sqrt{\epsilon\mu}) k$)

On pose en général :

$$(22) \quad \hbar \omega_0 = D k^2$$

$$\text{où } D = 2 J S_0 a^2 = (2 A / M) \gamma \hbar$$

Cette théorie semi-classique permet de donner une représentation imagée des ondes de spin progressives d'une part, ou stationnaires d'autre part (fig. 5). Dans le premier cas (fig. 5 A) la phase d'un spin change d'un point du réseau à l'autre dans la direction \vec{k} , alors que

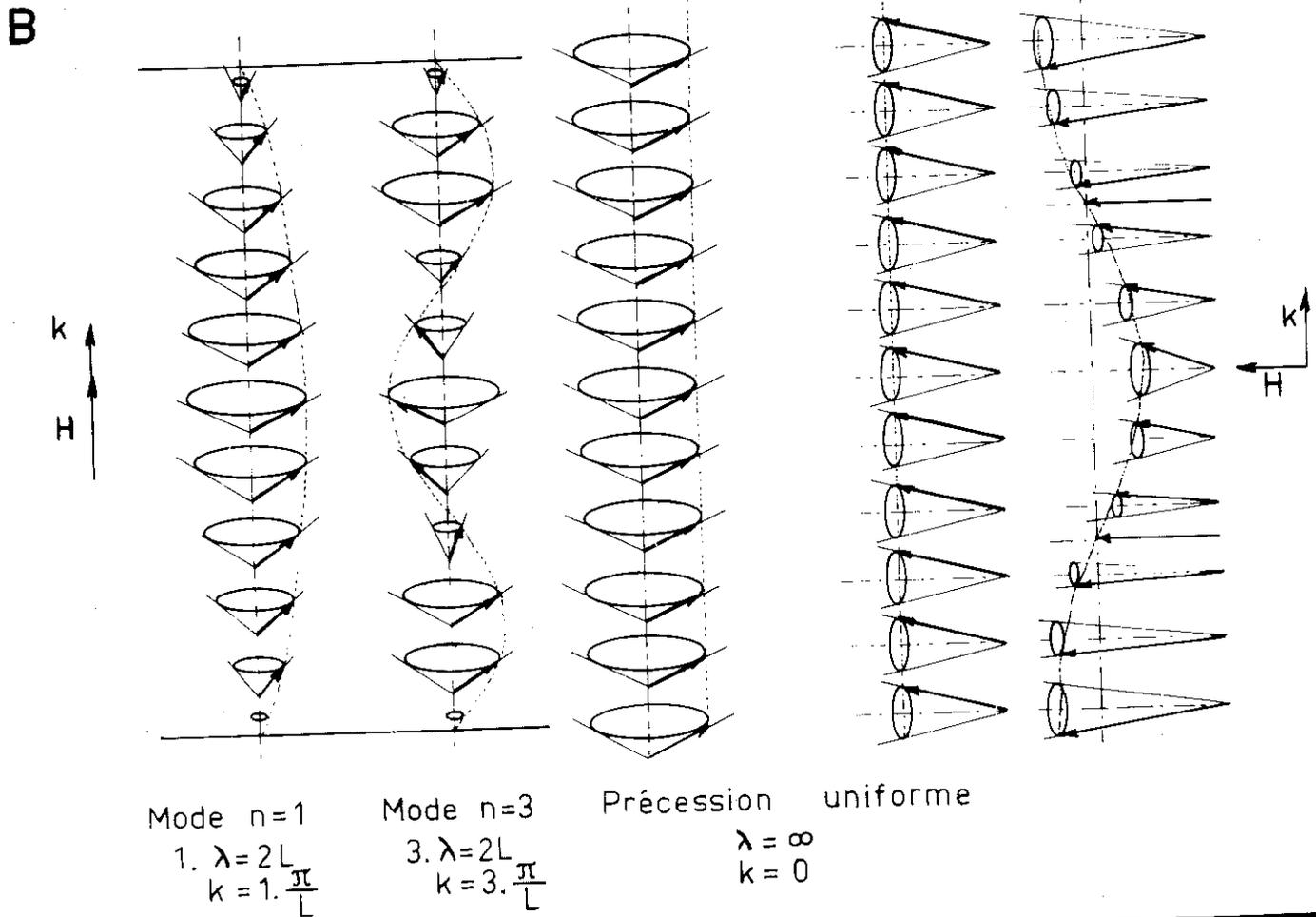
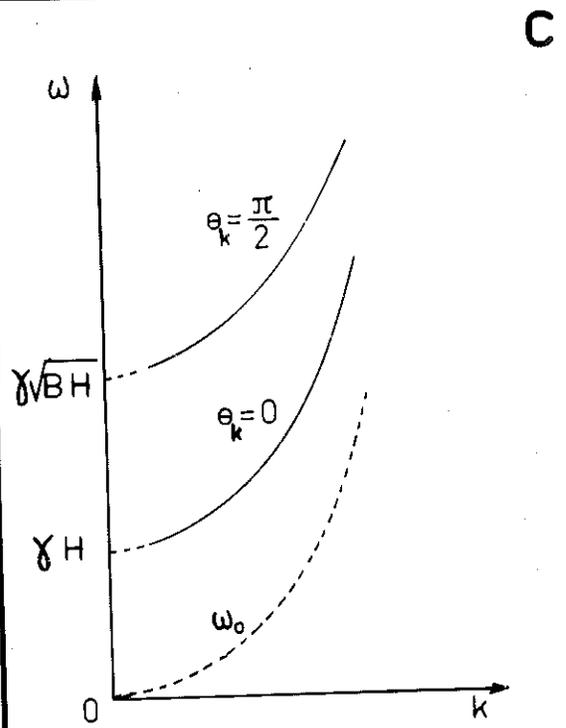
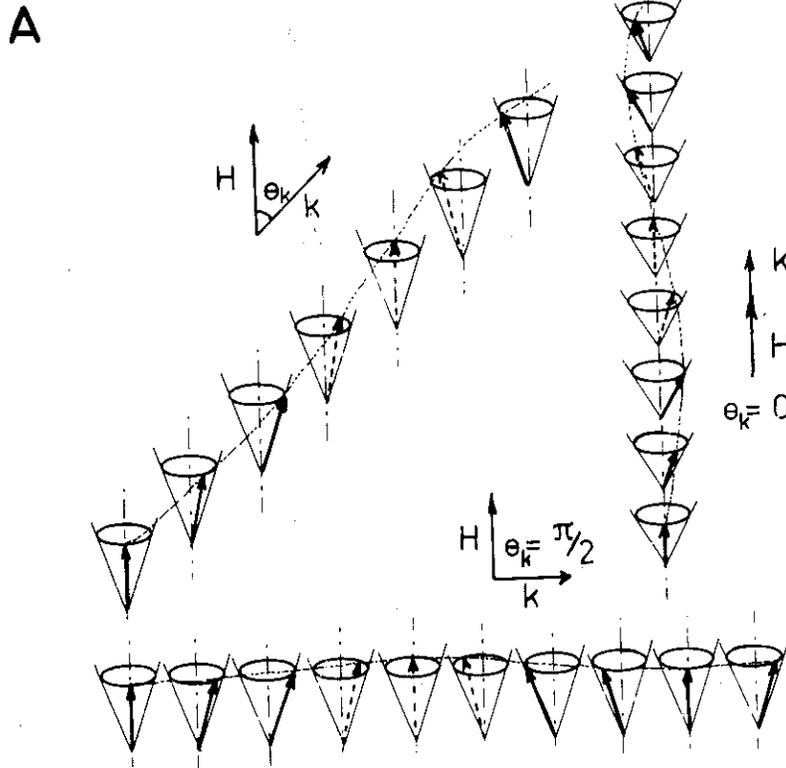


Fig 5 Image des ondes de spin (A et B)

dans le deuxième cas (fig. 5 B), c'est l'amplitude de la déviation du spin qui change d'un point du réseau à l'autre.

4.3.3 - Influence du Champ Extérieur et du Couplage Dipolaire

Ces différents facteurs agissent sur la fréquence et la forme des ondes de spin ; le couple produit sur un spin \vec{S} par un champ magnétique \vec{H}_{eff} est :

$$(23) \frac{g \mu_B}{\hbar} \vec{S} \wedge \vec{H}_{eff} = \gamma \vec{S} \wedge H_{eff}$$

Le champ effectivement appliqué \vec{H}_{eff} , en négligeant l'anisotropie, sera la somme d'un champ extérieur \vec{H} , et d'un champ \vec{H}_D traduisant les interactions dipolaires. L'interaction dipolaire est responsable de deux effets : lorsqu'en tout point l'aimantation est parallèle au champ \vec{H} , il existe un champ démagnétisant \vec{H}_d qui est déterminé par les masses magnétiques réparties sur la surface de l'échantillon ferromagnétique ; ce champ démagnétisant \vec{H}_d est un vecteur harmonique que l'on peut adjoindre au vecteur \vec{H} . Par ailleurs, les variations locales d'aimantation créent un champ supplémentaire \vec{H}_k qui est le champ dipolaire proprement dit. En déterminant \vec{H}_k , on déduit le mouvement du spin S ; en écrivant comme précédemment $\vec{S} = \vec{S}_0 + \vec{s}$, on obtient un système d'équations linéaires qui, résolu donne la fréquence (réf.10b):

$$(24) (\hbar \omega)^2 = (\hbar \omega_0)^2 + \hbar \omega_0 g \mu_B (2 H_t + 4 \pi M \sin^2 \theta_k) + (g \mu_B)^2 H_t (H_t + 4 \pi M \sin^2 \theta_k)$$

où θ_k est l'angle entre l'aimantation et la direction de propagation de l'onde de spin, et $\vec{H}_t = \vec{H} + \vec{H}_d$

$$(21) \quad \hbar \omega_0 = 2 J S_0 a^2 k^2$$

est l'énergie de l'onde de spin sans interaction.

- Pour $\theta_k = 0$, propagation parallèle de l'aimantation :

$$(25) \quad \omega = \omega_0 + \frac{g \mu_B}{\hbar} H_0$$

La fréquence est déplacée de la fréquence de Larmor

$$\omega_L = \frac{g \mu_B}{\hbar} H_t$$

- Pour $\theta_k = \frac{\pi}{2}$, propagation perpendiculaire à l'aimantation :

$$(26) \quad \omega = \sqrt{\omega_0^2 + \gamma \omega_0 (H_t + B_t) + \gamma^2 B_t H_t} ; B_t = H_t + 4\pi M$$

La figure (5 C) représente la loi de dispersion dans ces cas. D'après les équations de mouvement et par raison de symétrie, aux ondes de spin se propageant suivant la direction de l'aimantation ($\theta_k = 0$) correspondent des mouvements circulaires des spins. Au contraire, pour une onde se propageant perpendiculairement à l'aimantation, il lui correspond un mouvement elliptique des spins. (Réf. 10)

Dans le cas particulier qui nous intéresse ici d'un échantillon sous forme de couche mince pour un champ appliqué et une propagation parallèles à la normale au plan de la couche, ($\theta_k = 0$) l'influence des interactions dipolaires est négligeable car la composante transverse de l'aimantation est dirigée dans des directions où les coefficients de champ démagnétisant sont nuls. C'est le cas le plus simple, le plus couramment employé expérimentalement. Suivant les conditions aux limites imposées sur les surfaces des couches, certaines valeurs discrètes de k permettront l'établissement d'ondes

stationnaires et il y aura résonance lorsque la pulsation ω sera liée au champ H_0 par la relation (25). Cette relation s'écrit aussi :

$$\hbar \omega = \frac{2 A}{M} \gamma \hbar k^2 + \gamma \hbar (H - 4 \pi M)$$

$$\text{car } H_d = -4 \pi M \quad H_t = H - 4 \pi M$$

$$\text{soit } H = \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M - \frac{2 A}{M} k^2$$

5. LES ONDES DE SPIN STATIONNAIRES DANS LES COUCHES MINCES

Les premières expériences de Seavey et Tannenwald (réf 11) montrèrent que des modes d'onde de spin stationnaires sont excités dans les couches minces ferromagnétiques par des champs magnétiques uniformes.

Cette excitation a été attribuée, soit à des conditions aux limites particulières aux surfaces des couches, soit à une aimantation inhomogène dans le volume des couches.

5.1 - EQUATION DE MOUVEMENT DE L'AIMANTATION

Considérons une couche mince placée dans le plan xoy.

L'équation de mouvement de l'aimantation s'écrit :

$$(10) \quad \frac{\partial \vec{M}_{\text{eff}}}{\partial t} = \gamma \vec{M}_{\text{eff}} \wedge \vec{H}_{\text{eff}}$$

.../.

où toutes les formes d'amortissement sont négligées. \vec{H}_{eff} est le champ effectivement appliqué ; si \vec{i} , \vec{j} , \vec{k} sont les vecteurs unitaires des axes ox , oy , oz , et $N_x = N_y = 0$, $N_z = 4\pi$ les facteurs démagnétisants pour cette géométrie, \vec{H}_{eff} s'écrit :

$$(27) \quad \vec{H}_{eff} = \vec{H} - \vec{k} \left[4\pi (\vec{k} \cdot \vec{M}_{eff}) \right] - \frac{2A}{M^2} v^2 \vec{M}_{eff}$$

où \vec{H} est le champ appliqué. Nous appellerons ϕ l'angle que fait le champ \vec{H} avec la normale au plan de la couche.

5.1.1 - H perpendiculaire au plan de la couche ($\phi = 0$)

Nous appliquerons le champ \vec{H} d'amplitude suffisante pour saturer la couche ; \vec{H}_{eff} s'écrit alors :

$$(28) \quad \vec{H}_{eff} = \left[\vec{H} - 4\pi M \right] \vec{k} - \frac{2A}{M^2} v^2 \vec{M}_{eff}$$

et l'aimantation \vec{M}_{eff} s'écrit :

$$(29) \quad \vec{M}_{eff} = m_x \vec{i} + m_y \vec{j} + (m_z + M) \vec{k}$$

En négligeant les termes du second ordre, tels que $m_x m_y, m_x m_z, \dots$ (petits mouvements) et en considérant les composantes tournantes $h^+ = h_x + j h_y$; $m^+ = m_x + j m_y$
($j^2 = -1$)

l'équation (10) s'écrit alors :

$$(30) \quad j \frac{1}{\gamma} \frac{\partial m^+}{\partial t} - \frac{2A}{M} \frac{\partial^2 m^+}{\partial z^2} - (4\pi M - H) m^+ = h^+$$

dont nous chercherons des solutions particulières :

$$(31) \quad j \frac{1}{\gamma} \frac{\partial m^+}{\partial t} = \frac{2A}{M} \frac{\partial^2 m^+}{\partial z^2} + (4\pi M - H) m^+$$

.../.

5.1.2 - H parallèle au plan de la couche ($\phi = \frac{\pi}{2}$)

\vec{H} est choisi le long de l'axe oy $\vec{H} = H \vec{j}$

\vec{M}_{eff} s'écrit donc :

$$(32) \quad \vec{M}_{\text{eff}} = m_x \vec{i} + M \vec{j} + m_z \vec{k}$$

et l'équation (10) devient : (réf. 12)

$$(33) \quad \begin{bmatrix} (\omega/\gamma) & (H + 4 \pi M - \frac{2A}{M} \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \\ (H - \frac{2A}{M} \frac{\partial^2}{\partial z^2}) & (-\omega/\gamma) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_x \\ m_z \end{bmatrix} = 0$$

5.2 - CONDITIONS AUX LIMITES

5.2.1 - Origines

a) l'anisotropie de surface spontanée

Cette anisotropie de forme, mise en évidence par Néel (réf. 13) trouve son origine dans la situation géométrique particulière des atomes de surface. L'environnement d'un spin de surface est dissymétrique et, dans l'expression de l'énergie, des termes disparaissent par symétrie à l'intérieur du cristal, alors qu'ils subsistent en surface. Il s'agit d'une densité superficielle d'énergie de la forme $D_s = K_s \cos^2 \theta$, où θ est l'angle de l'aimantation avec la perpendiculaire au plan de la couche. On a pensé que cette anisotropie agissait pour bloquer les spins de surface (§ 5 - 3) mais des calculs de Pincus (réf 14) et de Soohoo (réf 15) indiquent qu'elle n'a pas de grand effet.

est insuffisante pour provoquer un blocage sensible ; des expériences de Frait et al. (réf. 16) et de Rodbell (réf. 17) sur des monocristaux massifs de divers métaux ont confirmé ces conclusions. Mais dans les couches minces, de nombreuses interprétations de spectres reposent encore sur l'hypothèse d'un blocage des spins de surface.

b) Couche d'oxyde antiferromagnétique de surface

Le phénomène de couplage entre ferromagnétique et antiferromagnétique a été découvert par Meiklejohn et Bean (réf. 18) sur de fines particules de cobalt partiellement oxydées. L'étude de couplage a fait l'objet de nombreux travaux (réf. 19, 20, 21).

Pincus (réf. 14) a procédé à une estimation du nombre de couches antiferromagnétiques nécessaires pour bloquer les spins ferromagnétiques. Pour une chaîne de N spins ferromagnétiques, le $N + 1$ ème étant couplé antiferromagnétiquement avec le précédent, il décrit les équations de mouvement des spins en tenant compte de l'anisotropie de la région antiferromagnétique par l'introduction d'un champ d'anisotropie. En cherchant des solutions sinusoidales stationnaires (§ 5.3), il trouve, pour un blocage des spins déjà très fort, $N = 10$: théoriquement donc, même une fine couche d'oxyde antiferromagnétique suffit à bloquer une chaîne de spins ferromagnétique.

5.2.2 - Conditions aux limites générales

A la surface d'un échantillon ferromagnétique, nous

devons tenir compte des conditions aux limites classiques de continuité des équations de Maxwell, auxquelles il faut adjoindre les conditions aux limites correspondant à la présence du terme $v^2 \vec{M}$ dans l'équation de mouvement de l'aimantation.

Rado et Weertman (réf. 22) et Kaganov (réf. 23) ont montré que ces conditions s'écrivent :

$$(34) \quad \frac{2 A}{M^2} \vec{M} \frac{\partial M}{\partial n} + \vec{T}_s = 0$$

où \vec{T}_s est la somme des couples agissant en surface, autres que le couple d'échange, \vec{n} est le vecteur unitaire perpendiculaire à la surface.

a) Champ continu appliqué \vec{H} parallèle à \vec{n}

Pour de petites excitations, et si \vec{T}_s est lui-même parallèle à \vec{n} , la condition précédente (34) s'écrit :

$$(35) \quad \left(\begin{array}{c} \vec{n} \\ \text{direction} \\ \text{oz} \end{array} \right) 2 A \frac{\partial m}{\partial z} - K_s m = 0$$

où K_s est la densité d'énergie d'anisotropie de surface. Dans le cas d'une propagation de constante \vec{k} , elle-même parallèle à \vec{n} , la condition précédente donne les deux cas limites suivants :

$$(36) \quad m = 0 \quad \text{si } K_s \gg 2 Ak \quad \text{Blocage fort}$$

$$\frac{\partial m}{\partial z} = 0 \quad \text{si } K_s \ll 2 Ak \quad \text{Blocage faible}$$

Par des déterminations d'impédance de surface des couches, Pincus (réf. 14) et Soohoo (réf. 15) ont calculé

le spectre d'ondes de spin dans ces deux cas extrêmes. Comparés aux expériences, les résultats semblent montrer que l'on a plutôt $K_s \gg 2Ak$, donc un blocage appréciable. Plusieurs expériences (réf. 24, 25) ont été interprétées avec un blocage différent, côté support et côté libre de la couche (fig. 6 B) ; le blocage côté support semble toujours assez prononcé. Soohoo (réf. 26) a étudié l'influence théorique de K_s sur les positions des modes ; de ces dernières, il serait possible théoriquement de déduire la valeur de K_s .

b) Champ continu \vec{H} appliqué perpendiculairement à \vec{n}

Dans ce cas, et d'une façon très générale, l'expérience montre que le nombre de modes excités est plus petit que dans le cas de polarisation perpendiculaire. D'après les conditions précédentes de Rado et Weertman appliquées à ce cas parallèle, le blocage des spins a un rôle négligeable, et il est difficile d'expliquer qu'un ou deux modes supérieurs sont présents assez souvent avec une intensité appréciable. Une analyse théorique a été faite par Wolf (réf. 27) en supposant que les deux surfaces de la couche possèdent une anisotropie uniaxiale de même grandeur et d'axe perpendiculaire au plan de la couche. Cette analyse explique bien des résultats expérimentaux obtenus par Chen et Morrish (réf. 28), bien que ces auteurs interprètent leurs résultats en supposant leurs couches stratifiées.

5.3 - THEORIE DE KITTEL

Reprenons l'équation de mouvement (31) en champ polari-

../.

sant perpendiculaire au plan de la couche, et supposons que les grandeurs A , \vec{H} , \vec{M} , ne varient pas à travers l'épaisseur de la couche. Nous chercherons des solutions particulières de la forme :

$$(37) \quad m^+ = m(z) e^{j\omega t} \quad \text{où} \quad m(z) = \alpha \cos k z + \beta \sin k z$$

$$\text{Alors,} \quad \frac{\partial^2 m}{\partial z^2} = -k^2 m \quad \text{et} \quad \frac{\partial m^+}{\partial t} = j \omega m^+$$

L'équation (31) s'écrit donc :

$$(38) \quad -\frac{\omega}{\gamma} m = \left(-\frac{2A}{M} k^2 + 4\pi M - H \right) m$$

et nous retrouvons la loi de dispersion :

$$(1) \quad H_0 - H_n = \frac{2A}{M} k^2$$

avec $H_0 = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M$, champ de résonance de la précession uniforme, et $H = H_n$, champ pour la résonance d'ordre n .

La théorie de Kittel (réf. 1) s'appuie essentiellement sur l'hypothèse que le champ supplémentaire d'anisotropie de surface, quelle que soit son origine, agit pour bloquer le mouvement des spins ("spin pinning"). Appelons :

- H_a le champ d'anisotropie de surface choisi perpendiculaire à cette dernière.
- $\omega_1 = \gamma(H + H_a)$
- $\omega_e = 2 J S_0 / \hbar$ pulsation d'échange ($\omega_0 = \omega_e a^2 k^2$)

Pour les modes qui nous intéressent : $ka \ll 1$;
 $\omega_e \gg \omega_1 \gg \omega$; $\omega_1 \gg \omega_e ka$, Kittel trouve :

$$(39) \quad \frac{\beta}{\alpha} \sim \frac{2 \omega_e ka}{\omega_1} \ll 1$$

et les spins de surface sont donc effectivement bloqués en direction.

L'origine $z = 0$ étant prise sur une surface, nous obtenons :

$$(40) \quad m(z) = a \sin kz \quad \text{et } k = n \frac{\pi}{L}$$

puisque $m(z) = 0$ pour $z = 0$ et $z = L$

n donne le nombre de demi-longueurs d'onde comprises entre les 2 surfaces.

D'autre part, les intensités des modes sont données par :

$$(41) \quad I_n \text{ proportionnel à } \left[\int_{-L/2}^{+L/2} m(z) dz \right]^2$$

et donc $I_n = 0$ pour n pair : Seuls les modes ayant une valeur de n impaire ont une interaction avec le champ hyperfréquence, leur moment magnétique transverse instantané total n'étant pas nul. Ces intensités doivent, d'autre part, décroître proportionnellement à n^{-2} . La figure (6 c) montre les modes ainsi obtenus ; seuls les modes hachurés sont excités.

Les plus grandes difficultés auxquelles se heurta ce modèle par comparaison aux résultats expérimentaux furent que :

- Très peu de couches possèdent effectivement un comportement

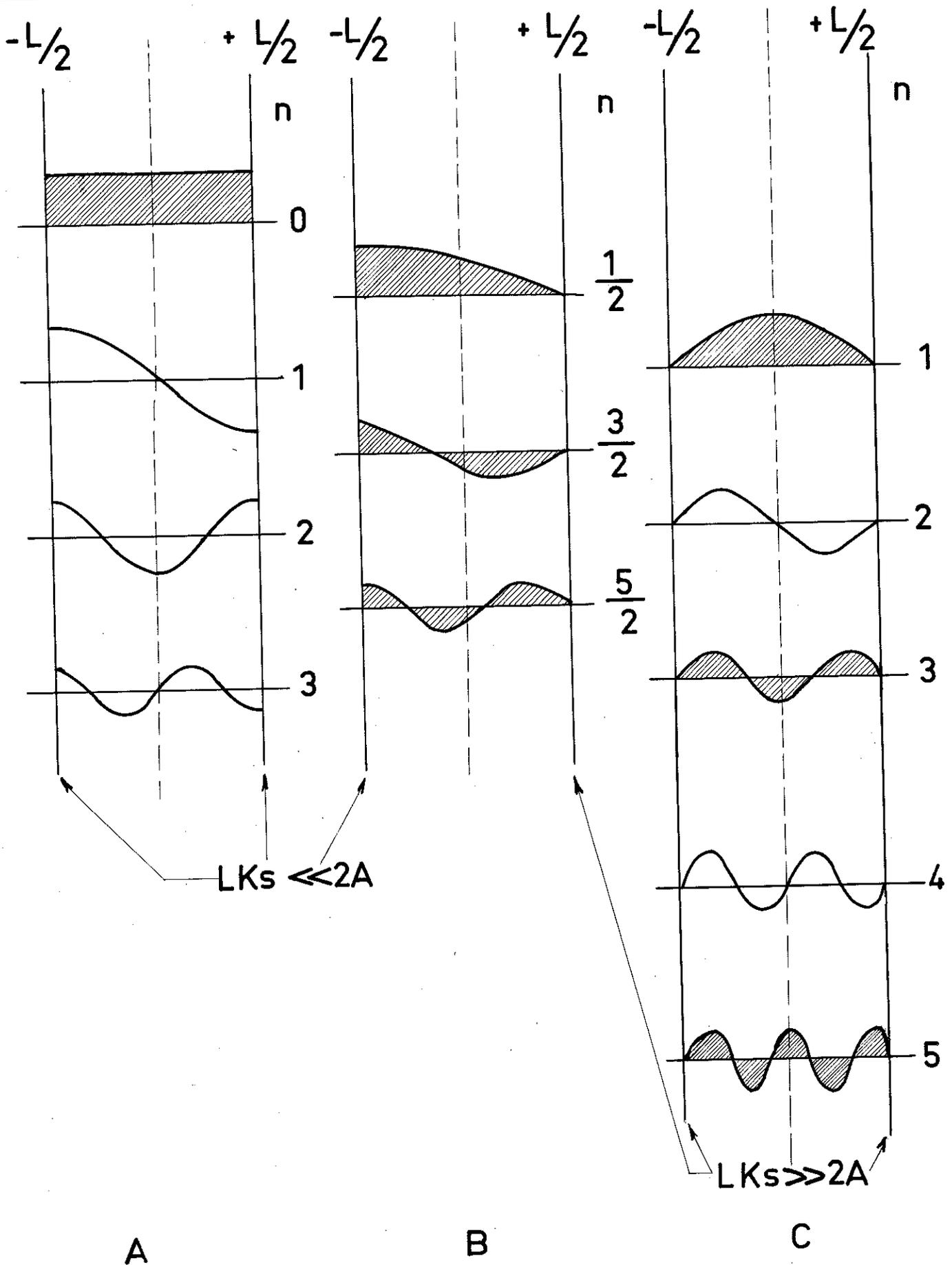


Fig 6 Représentation schématique de divers modes

parfaitement quadratique dans la séparation des modes ; généralement les premiers modes, ceux de grande longueur d'onde, suivent plutôt une loi linéaire, $H_0 - H_n$ proportionnel à n , puis par une transition plus ou moins brutale, selon les cas, les modes de petite longueur d'onde sont toujours espacés suivant une loi quadratique $H_0 - H_n$ proportionnel à n^2 .

- Les intensités présentent un comportement essentiellement irréproductible ; elles décroissent suivant des lois très variables.

5.4 - THEORIES TENANT COMPTE DES AMORTISSEMENTS

Dans le but d'expliquer les écarts à la loi de dispersion quadratique, on tient compte maintenant des électrons de conduction du métal ferromagnétique ; il peut exister un amortissement des modes par les courants de Foucault.

Il convient de chercher une solution simultanée des équations de Maxwell et de celles du mouvement de l'aimantation.

La méthode la plus générale utilisée par Soohoo (réf. 29) dans le cas d'une polarisation oblique du champ appliqué \vec{H} conduit à une équation biquadratique en k^2 complexe.

Nous ne considérerons que les deux cas plus simples d'une polarisation parallèle ou perpendiculaire au plan de la couche.

5.4.1 - H Perpendiculaire au plan de la couche ($\phi = 0$)

Des calculs de Kittel (réf. 30), repris par Pincus (réf. 14), montrent que la relation de dispersion devient alors :

$$(42) \quad \omega = \omega_0 + \frac{2A}{M} k^2 \gamma + \frac{4\pi M \gamma}{1 - \frac{1}{2} \delta^2 k^2}$$

$$\text{où } \delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}}$$

Les effets de ces courants de Foucault sur les modes décroissent donc avec k croissant : les modes de petite longueur sont tels que $\delta k \gg 1$ et le dernier terme de l'équation (42) est négligeable.

Les effets des courants de Foucault ne seraient importants que sur les premiers modes et on a donc supposé que ces courants amortissent et déplacent ces modes, à tel point que les tout premiers puissent disparaître complètement ; en affectant au premier mode visible des valeurs de n comprises entre 3 et 9, suivant les cas, la loi quadratique était alors bien suivie.

Les calculs d'impédance de surface avec des conditions aux limites appropriées de Pincus (réf. 14) et des calculs de Seavey (réf. 31) montrent que ce n'est pas le cas.

Le traitement de Seavey conduit à deux modes de propagation distincts, l'un étant un mode électromagnétique classique, l'autre un mode d'onde de spin.

La loi de répartition des modes est toujours quadratique

mais avec une correction sur la position des modes de grande longueur d'onde ; cette correction, due à l'atténuation des ondes de spin, résulte de façon prédominante de la relaxation (type I/γ T Bloch Bloembergen) et non pas de l'amortissement par courants de Foucault.

Les modes sont un peu déplacés, mais ils sont tous présents. Dans le but de voir disparaître quelques modes de grande longueur d'onde, il faudrait prendre pour les paramètres du permalloy des valeurs qui ne correspondent pas à la réalité, ou bien la couche devrait être beaucoup plus épaisse que 5 000 Å.

Les ordres de grandeurs des écarts calculés par Seavey sont sur les premiers modes, d'environ 30 oe avec blocage, et de 12 oe sans blocage (réf. 32).

Pascard et Berteaud (réf. 33) ont donné une interprétation à la loi de dispersion quadratique en tenant compte du fait que l'épaisseur de peau δ varie à la résonance ; dans tous les cas, ces écarts restent faibles.

Expérimentalement, étant donné que les perturbations varient d'une couche à l'autre, toutes ces explications sont donc clairement insuffisantes.

5.4.2 - H parallèle au plan de la couche

Si on suppose l'anisotropie uniaxiale, d'axe facile perpendiculaire au plan de la couche, Soohoo indique (réf. 34) qu'à l'aide de son analyse générale appliquée au cas $\phi = 0$, le spectre d'absorption avec deux ou trois modes peut être prédit théoriquement compte tenu des amortissements.

D'une façon semblable à ce qui a été fait en polarisation perpendiculaire, les calculs montrent une séparation en trois modes ; l'un est un mode électromagnétique, les deux autres des modes d'onde de spin ; l'un d'eux est indépendant du champ magnétique, et l'autre est identique à celui trouvé en polarisation perpendiculaire ; on obtient des conclusions analogues (réf. 32).

Or les résultats expérimentaux sont très variables :

- Le plus souvent, seul un mode est excité avec une intensité appréciable ; il s'agit très certainement d'un mode très voisin de la précession uniforme.
- Parfois deux ou trois modes apparaissent avec une intensité appréciable ; dans ce cas, les écarts entre les modes peuvent aussi bien suivre une loi quadratique que varier d'une façon aléatoire ; les intensités sont très dispersées (réf. 35).

Tous ces résultats sont donc le plus souvent inexplicables par des effets d'amortissements.

5.5 - THEORIES D'AIMANTATION NON UNIFORMES

D'une façon plus générale que précédemment, le champ continu peut être appliqué dans une direction faisant un angle ϕ avec la perpendiculaire au plan de la couche, la relation de dispersion dans ce cas de polarisation oblique est alors :

(43)

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[H \cos \phi - 4 \pi M \cos \alpha + \frac{2 A}{M} k^2 \cos \alpha \right]^2 + \left[H \sin \phi + 4 \pi M \sin \alpha + \frac{2 A}{M} k^2 \sin \alpha \right] \cdot \left[H \sin \phi + \frac{2 A}{M} k^2 \sin \alpha \right]$$

α étant l'angle entre l'aimantation et la perpendiculaire au plan de la couche ; il existe de plus une condition d'équilibre magnétostatique :

$$\frac{H \sin \phi}{M \sin \alpha} = \frac{H \cos \phi - 4 \pi M \cos \alpha}{M \cos \alpha}$$

Du point de vue expérimental, considérons le spectre d'une couche, obtenu avec $\phi = 0$ (H perpendiculaire au plan de la couche) ; il présente par exemple plusieurs modes ; lorsqu'on fait croître ϕ ces modes se rapprochent du mode principal et, pour une valeur donnée ϕ_c , appelée angle critique, seul le mode principal subsiste ; lorsque ϕ augmente encore, des modes secondaires peuvent réapparaître ; expérimentalement, ϕ_c est déterminé avec une bonne précision.

5.5.1 - Théories des couches de surface

Wigen et al (réf. 36) ont proposé l'explication de l'existence de l'angle critique, en supposant l'existence d'une couche de surface dans laquelle l'aimantation diffère de celle du corps du film et étant donné que les spins de surface sont couplés par échange à l'interface, l'excitation du mode de précession uniforme sera supprimée. Cependant, des modes d'ondes de spin qui satisfont les conditions aux limites à l'interface peuvent exister, on dit qu'il existe alors un blocage dynamique à cette interface.

Compte tenu de ceci, soit H_1 et H_2 les champs de

résonance de la couche de surface et du corps du film pour $\phi = 0$, soit H_1' et H_2' ces mêmes champs pour $\phi = \pi/2$. Si les aimantations M_1 et M_2 de ces deux milieux sont telles que $M_1 < M_2$, les conditions de résonance en champ perpendiculaire et en champ parallèle au plan du film conduisent à :

$$H_1 < H_2 \quad \text{et} \quad H_1' > H_2'$$

Par conséquent, il doit exister un angle ϕ_0 tel que les deux milieux aient même champ de résonance ; la condition de résonance pour le mode de précession uniforme dans la couche de surface est la même que dans le corps du film.

D'une façon rigoureuse, considérons la différence dH entre le champ magnétique correspondant au mode de précession uniforme dans deux couches dans lesquelles l'aimantation diffère de dM : la relation de dispersion donne H en fonction de M , ω et ϕ et on peut donc tracer la courbe $dH/dM = f(\phi)$ théorique (Réf. 36). Cette fonction de ϕ s'annule pour une valeur ϕ_0 très précise. Cette valeur est exactement la valeur ϕ_c trouvée expérimentalement ; l'accord est en général remarquable, au demi-degré près.

De nombreuses suppositions ont alors été faites sur les causes de la présence d'une telle couche de surface : Oxydation préférentielle du fer près de la surface dans les couches de permalloy, progressivité du changement d'une phase hexagonale à cubique dans les couches de cobalt. L'absence de l'un ou de l'autre de ces mécanismes dans le nickel pourrait d'ailleurs expliquer les difficultés rencontrées pour observer des spectres (Réf. 5). Des expériences de Rossing (Réf. 37) et de Frait et al. (Réf. 38), ces dernières à des fréquences plus élevées (25 et 72 GHz),

conduisent leurs auteurs à supposer un blocage dynamique possible. Soohoo montre (réf. 29) qu'avec un modèle d'anisotropie de surface, le blocage serait tout à fait similaire à celui prédit par un modèle de couches de surface.

5.5.2 - Théorie de l'inhomogénéité en volume de l'aimantation

Dans le but d'expliquer les fortes intensités des modes de grande longueur d'onde et leur tendance à suivre une loi de dispersion linéaire plutôt que quadratique, Portis (Réf. 39) a étendu le modèle de Wigen et Kooi.

Reprenons l'équation de mouvement (31) en champ polarisant perpendiculaire

$$j \frac{1}{\gamma} \frac{\partial m^+}{\partial t} = \frac{2 A}{M} \frac{\partial^2 m^+}{\partial z^2} + (4 \pi M - H) m^+$$

Cette équation a exactement la même forme que l'équation de Schrödinger pour un électron, à condition que l'on interprète le terme $(4 \pi M - H)$ comme l'énergie potentielle dans laquelle l'électron se meut et que l'on fasse des correspondances appropriées pour les autres symboles.

En gardant cette analogie à l'esprit, on peut considérer le modèle de Portis dans lequel toutes les inhomogénéités sont introduites dans le terme M ; les inhomogénéités pourraient aussi bien être introduites par un champ effectif uniaxial dirigé suivant Oz .

Portis suppose arbitrairement une variation symétrique parabolique de M : l'origine $z = 0$ étant prise au centre de la couche, on a :

$$(45) \quad M = M(z) = M(0) \left(1 - \frac{4\varepsilon}{L^2} z^2 \right)$$

où ε est une constante qui traduit le degré de non uniformité de l'aimantation :

$$(46) \quad \varepsilon = \frac{M(0) - M(L/2)}{M(0)} = \frac{\Delta M}{M(0)}$$

En introduisant (46) dans l'équation de mouvement (31), nous sommes amenés à résoudre un problème analogue à celui d'un électron dans un puits de potentiel parabolique. Nous obtenons une séparation linéaire et de fortes intensités pour les modes de grande longueur d'onde ; les fonctions d'onde sont des fonctions d'Hermite, fonctions propres de l'oscillateur harmonique.

La séparation entre les modes est donnée par :

$$(47) \quad H_0 - H_n = 8n \frac{(2\pi\varepsilon A)^{1/2}}{L} \quad n = 0, 2, 4, \dots$$

où

$$(48) \quad H_0 = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M(0) - \frac{4}{L} (2\pi\varepsilon A)^{1/2}$$

et les intensités données par :

$$(49) \quad I_n \text{ proportionnel à } \frac{[H_n(0)]^2}{2^n n!} \quad n = 0, 2, 4, \dots$$

où $H_n(0)$ sont les polynômes d'Hermite. La fonction d'onde atteint la surface du film pour le mode n_A :

$$(50) \quad n_A = \frac{1}{2} \left[L M(0) \left(\frac{\pi\varepsilon}{2A} \right)^{1/2} - 1 \right]$$

En poursuivant l'analogie avec une particule dans un puits de potentiel, n_A est l'indice du mode pour lequel l'énergie de la particule devient supérieure à celle du puits ;

au-dessus de ce mode, ceux-ci deviennent cosinusoidaux avec un ventre aux surfaces de la couche s'il n'y a pas de blocage. La longueur d'onde de ces fonctions cosinusoidales est plus courte au centre de la couche que près des surfaces, à cause de la plus basse énergie potentielle à cet endroit ; donc l'intégrale de ces fonctions de $-L/2$ à $+L/2$ n'est pas nulle et elles peuvent être excitées par un champ uniforme. Les positions des modes sont alors quadratiques en fonction de n .

Hirota (réf. 40) et Davies (réf. 41) ont par la suite complété la théorie de Portis en tenant compte du blocage possible aux surfaces.

Wigen et al. (réf. 12) ont généralisé le modèle de Portis en prenant une variation de M donnée par :

$$(51) \quad 4 \pi M(z) = 4 \pi M(0) \left[1 - \alpha z^2 - \beta z^4 - \dots \right]$$

où α et β sont des constantes ; la variation maximum du champ interne est définie par :

$$(52) \quad 4 \pi \Delta M = 4 \pi M(0) - 4 \pi M\left(\frac{L}{2}\right)$$

Compte tenu de ces suppositions, l'étude théorique complète est faite avec un programme mathématique et résolution sur ordinateur des équations de mouvement de l'aimantation, équation (31) dans le cas de la polarisation perpendiculaire, équation (33) dans le cas de polarisation parallèle, ceci pour les deux conditions extrêmes de blocage aux surfaces :

$$(36) \quad \begin{aligned} & - \text{Blocage complet : } m = 0 \quad \text{à } z = \pm L/2 \\ & - \text{Blocage absent : } \partial m / \partial z = 0 \quad \text{à } z = \pm L/2 \end{aligned}$$

La comparaison de ces résultats théoriques avec leurs résultats expérimentaux, les conduisent aux conclusions suivantes :

a) Avec le champ H perpendiculaire au plan de la couche :

- Théoriquement, même des faibles valeurs de $4 \pi \Delta M$ entraînent l'excitation d'un nombre important de modes, et ceci même en l'absence de blocage.
- Les positions en champ magnétique des divers modes ne peuvent constituer une mesure acceptable des conditions de surface ; en effet, la valeur de $4 \pi \Delta M$, que l'on peut déduire des spectres, n'est qu'approximative, et par un choix approprié de cette valeur, ainsi que de celles de l'indice des modes, les positions de ces derniers peuvent raisonnablement bien correspondre, soit à l'une, soit à l'autre, des deux conditions: blocage complet ou absence de blocage.
- Dans le cas absence de blocage, les intensités théoriques restent relativement fortes tant que l'écart $H_0 - H_n$ reste inférieur à $4 \pi \Delta M$; au-dessus de cette valeur, les intensités décroissent brusquement. Les intensités expérimentales montrent ce comportement et semblent donc mieux correspondre à une hypothèse d'absence de blocage.

b) Avec le champ H parallèle au plan de la couche :

- L'hypothèse d'une inhomogénéité en volume de l'aimantation explique bien la présence de deux ou trois modes secondaires d'intensité appréciable.
- Les intensités des modes ont été étudiées en fonction

de la fréquence. Les résultats expérimentaux correspondent très nettement aux résultats théoriques obtenus en supposant une absence de blocage ; ces derniers résultats apportent une très forte confirmation du modèle d'inhomogénéité en volume de l'aimantation, avec absence de blocage des spins de surface.

- c) Le phénomène de l'angle critique correspond aussi à cette hypothèse d'inhomogénéité sans blocage.

Des résultats expérimentaux de Telesnin et Koslov (réf. 42) suggèrent à ces auteurs que le champ interne n'est pas uniforme dans l'épaisseur de leurs couches.

5.5.3 - Généralisations

L'hypothèse d'une variation parabolique de l'aimantation avec une symétrie par rapport au centre de la couche semble assez arbitraire ; en effet, les couches sont toujours déposées sur un support et il est peu plausible que le maximum de $M(z)$ soit situé à l'intérieur plutôt que sur l'une des surfaces de la couche.

Schlömann (réf. 43) suppose une variation linéaire du champ interne dans l'épaisseur de la couche : l'origine $z = 0$ étant sur une face, on a :

$$(53) \quad M(z) = M(0) \left(1 - \frac{z}{L} \right)$$

L'équation différentielle du mouvement de l'aimantation obtenue ainsi peut être résolue par des fonctions de Airy ; sans tenir compte des conditions aux limites, Schlömann trouve que $H_0 - H_n$ varie bien linéairement avec n pour les premiers modes, puis tend vers une loi quadratique pour les

modes supérieurs. La comparaison avec sa théorie de résultats obtenus par Nisenoff et Terhune (réf. 44) montre un très bon accord, tant dans la position des modes que dans les intensités relatives. Ces mêmes résultats peuvent ainsi s'interpréter par un modèle de couches de surface.

On peut tout aussi bien généraliser la variation parabolique en prenant le maximum de $M(z)$ sur une surface de la couche.

Pour les premiers modes, les intensités sont toujours données par :

$$(41) \quad I_n \text{ proportionnel à } \frac{(\psi_n)^2}{2^n n!}$$

avec $n = 0, 2, 4, 6 \dots$ et $\psi_n = H_n(0)$ polynômes d'Hermite, et la valeur de A constante d'échange, par

$$(54) \quad A = \frac{M L^2 (H_{n+2} - H_n)^2}{32.4 \pi \Delta M} \quad n = 0, 2, 4 \dots$$

alors que dans le cas de la parabole symétrique par rapport au centre de la couche, la valeur de A est :

$$(55) \quad A = \frac{M L^2 (H_{n+2} - H_n)^2}{128.4 \pi \Delta M}$$

Les valeurs de A , déduites de ces équations, ne sont que peu précises en ce sens qu'elles dépendent des valeurs de $4 \pi \Delta M$, elles-mêmes peu précises; d'autre part, elles sont fonction de la validité de l'hypothèse d'une variation purement parabolique. La valeur de A pourra plutôt être déduite des modes supérieurs qui suivent toujours une loi quadratique :

$$(1) \quad H_m - H_n = \frac{2 A \pi^2}{M L^2} (n^2 - m^2)$$

avec $n = \dots\dots\dots 4, 5, 6, 7, 8, 9 \dots\dots\dots$

$$\text{et } A = \frac{M L^2}{2\pi^2} \frac{H_m - H_n}{n^2 - m^2}$$

et où les fonctions ψ_n sont alors sinusoidales ou cosinusoidales :

$$\psi_n = \cos n \frac{\pi}{L} z$$

5-6. CONCLUSIONS

Jusqu'à présent, la plupart des expériences d'ondes de spin stationnaires ont été effectuées sur des échantillons de permalloy (environ 80 % . 20 %) polycristallins préparés sous vide classique. La question de surfaces impropres est donc immédiatement présente ; les diverses estimations de K_s donnent en effet des valeurs très variables, de $0,3 \text{ erg/cm}^2$ à 3 Ergs/cm^2 .

Il est très probable que, dans la majeure partie des cas, il existe une inhomogénéité dans le champ interne des couches ; en supposant que cette dernière est due à une inhomogénéité de l'aimantation interne des couches, le plus probable est que celle-ci n'est ni purement linéaire, ni purement parabolique, et que l'on doit tenir compte de plusieurs puissances de z dans la variation de M en fonction des conditions de préparation des couches.

Certaines couches montrent de grosses perturbations, d'autres moins.

Signalons, par exemple, que Phillips (réf. 45) obtient,

avec du fer déposé sur quartz, des couches qui suivent la théorie simple de Kittel, tant dans la position des modes que dans la décroissance des intensités ; toutefois, les modes pairs sont faiblement excités.

Une étude de Nisenoff et Terhune (réf. 46) sur des couches préparées sous des vides inférieurs à 10^{-7} Torr montre un comportement faiblement perturbé par rapport à la loi quadratique ; l'interprétation est faite en supposant que l'aimantation est uniforme dans l'épaisseur de la couche mais décroît brutalement jusqu'à zéro dans de fines couches aux surfaces, ce qui entraîne un blocage dynamique de ces spins dans ces couches.

Les expériences de Penn et West (Réf. 47) montrent bien que des inhomogénéités se forment très probablement au cours des évaporations. Les résultats récents de Lykken (réf. 48) sur des couches préparées par évaporation "flash" semblent être meilleurs de ce point de vue.

Mais le mécanisme du blocage statique des spins n'est toujours pas élucidé. Dans le cas des expériences interprétées par des hypothèses de blocage statique des spins, deux questions restent donc posées :

- L'anisotropie de surface, type Néel, est-elle oui ou non suffisante dans les couches minces pour bloquer les spins ?
- La présence de couches antiferromagnétiques de surface dans les couches de permalloy n'a jamais été mise en évidence ; ces couches existent-elles et oui ou non sont-elles capables de bloquer les spins ?

CHAPITRE 3

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INTERPRETATIONS

6. ETUDE DE COUCHES POLYCRISTALLINES

6-1. COUCHES DE PERMALLOY SEULES

Nous étudierons d'abord une série de six couches de permalloy évaporées ensemble, toutes les conditions d'évaporation étant donc identiques pour chacune d'elles. Leur épaisseur est de $2100 \pm 100 \text{ \AA}$.

6.1.1 - Reproductibilité

Nous avons observé six spectres pratiquement identiques ; la figure (7 c) donne les spectres des deux couches les plus dissemblables (1 a) et (1 c) en champ polarisant perpendiculaire.

Nous remarquons :

- Qu'elles possèdent le même nombre de modes secondaires, ceux-ci ayant très sensiblement les mêmes intensités relatives.
- Que le champ de résonance du mode principal varie très légèrement pour chaque couche ; la plus grande différence observée entre les chantillons (1 a) et (1 c) (fig. 7 c), de l'ordre de 70 oe, est inférieure à la largeur de raie du mode principal : $\Delta H_p = 80 \text{ oe}$.
- Que les modes secondaires dans chaque couche sont décalés en champ magnétique dans le même sens et dans le même rapport que les modes principaux (fig. 7 c).

Nous concluerons donc que six couches identiques, réalisées au cours d'un même cycle de pompage, donnent des spectres identiques, avec une dispersion en champ de résonance

.../.

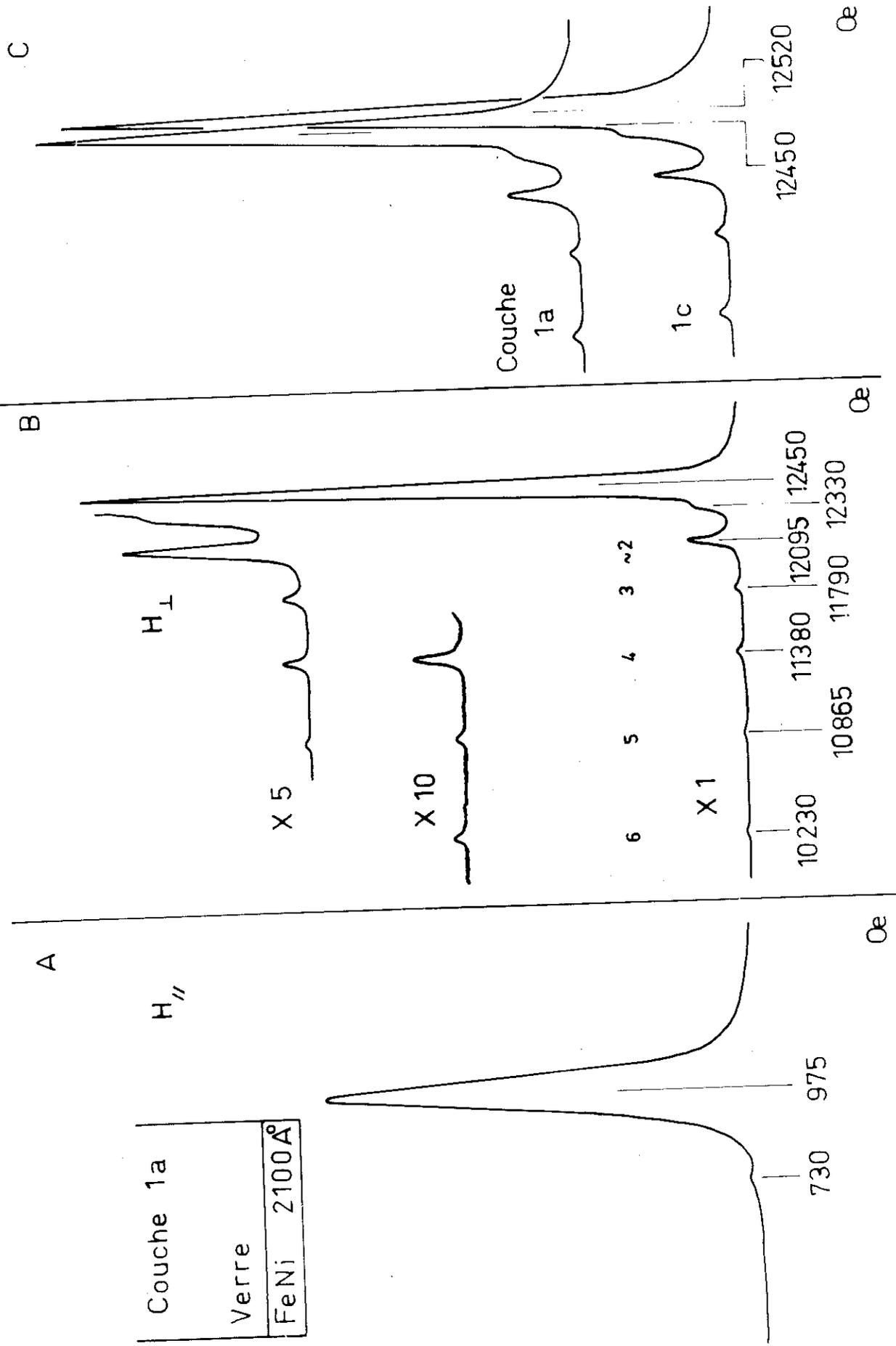


Fig 7 Couches(1) Permalloy sur verre

inférieure à la largeur de raie du mode principal.

6.1.2 - Recherche des Indices des Modes

L'enregistrement d'un spectre, en champ polarisant perpendiculaire, par exemple, celui de la couche (1 a) (fig. 7B), nous donne divers renseignements :

- Valeurs des champs de résonance H_n .
- Intensités relatives des modes I_n .
- Largeurs des différentes raies ΔH_n .

Mais nous ne connaissons rien à priori qui nous indique l'indice n du mode ; en particulier, nous ne savons rien à priori sur le mode principal qui peut être selon le degré de blocage, soit un mode de précession uniforme $n = 0$, soit un mode $n = 1$, soit même un mode plus complexe non sinusoïdal.

Le premier problème est donc d'essayer de déterminer à quel indice n correspond chaque mode ;

La méthode habituellement utilisée est basée sur l'hypothèse que A , constante d'échange, doit être constant ; la loi de dispersion s'écrivant :

$$(1) \quad H_0 - H_n = \frac{2A}{M} \frac{\pi^2}{L^2} n^2 = \sigma n^2, \quad \sigma = \frac{2A}{M} \frac{\pi^2}{L^2}$$

σ doit donc être constante pour une couche donnée. Cette méthode impose parfois la nécessité de supprimer des valeurs d'indice n faibles pour commencer à des valeurs plus élevées. Dans ces conditions, on peut le plus souvent trouver un choix d'indices tel que la loi quadratique soit bien respectée.

Nous avons préféré utiliser une méthode basée sur les résultats expérimentaux obtenus précédemment et qui sont tous en accord sur le point suivant :

Pour les modes de petite longueur d'onde, la loi de dispersion est invariablement une loi quadratique ; nous allons voir que ce fait permet alors d'obtenir les valeurs de n avec quasi-certitude pour les modes de petite longueur d'onde.

Supposons donc que :

$$H_0 - H_n = \sigma n^2 \quad \text{pour les modes de petite longueur d'onde.}$$

Le mode principal et les premiers modes pouvant être perturbés par rapport à la loi quadratique, éliminons les en prenant, non plus l'écart entre le mode principal et le mode n , soit $H_0 - H_n$, mais l'écart entre deux modes consécutifs $H_{n-1} - H_n$.

Nous obtenons :

$$H_0 - H_m = \sigma m^2 \quad \text{pour le mode } m$$

$$H_0 - H_n = \sigma n^2 \quad \text{pour le mode } n$$

$$\text{soit : } H_m - H_n = \sigma (n^2 - m^2)$$

en prenant $m = n - 1$, deux modes consécutifs, nous obtenons alors :

$$(56) \quad H_{n-1} - H_n = 2 \sigma n - \sigma$$

si la loi quadratique est vérifiée pour les valeurs de n grandes, l'espacement en champ magnétique entre deux modes

.../.

consécutifs doit donc suivre une loi linéaire en fonction de n . Prenons alors les valeurs expérimentales $H_{n+1} - H_n$; portons-les sur un graphique en prenant pour n des nombres entiers consécutifs, le premier étant choisi d'une façon tout à fait arbitraire ; nous remarquons alors que, pour les valeurs les plus élevées (arbitraires) de n , les points sont bien alignés (fig. 8 A) ; nous traçons ainsi la droite (a) ; nous pouvons alors déduire la valeur de la pente 2σ de cette droite et tracer la droite (b) d'équation $(2\sigma n - \sigma)$; enfin, nous reportons les points expérimentaux toutes les valeurs de n entières ; pour les valeurs de n grandes, nous remarquons qu'une série de ces points sont situés pratiquement sur la droite (b) ; pour chaque point, nous obtenons ainsi la valeur la plus probable de n .

Pour la couche (1 a), nous obtenons de la droite (a) (fig. 8 A) :

$$2\sigma \approx 120 \text{ oe} \quad ; \quad \sigma \approx 60 \text{ oe}$$

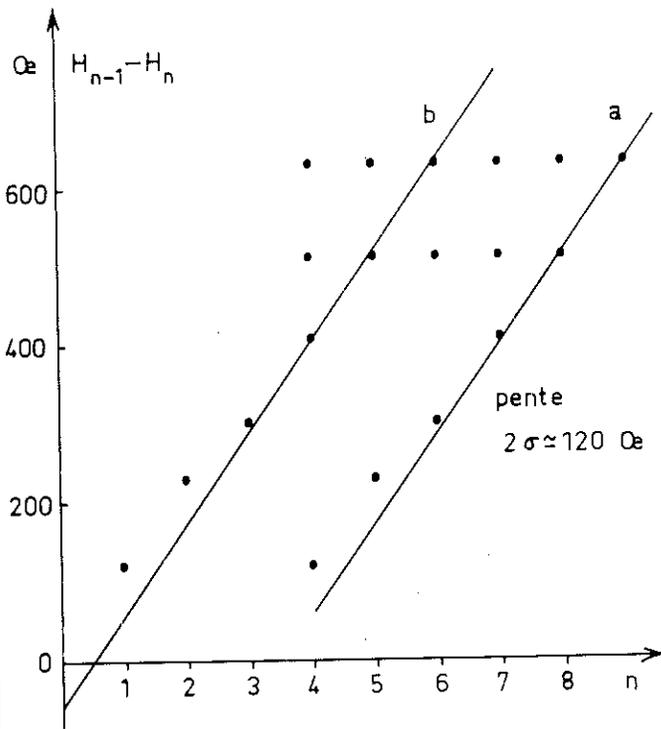
Pour cette série de couches, nous choisirons donc les indices donnés par les points situés sur la droite (b) de la figure (8 A). Ce sont ces valeurs de n qui sont reportées sur chaque mode du spectre (1 a) (fig. 7 B).

Il est à remarquer que les deux modes obtenus en champ parallèle au plan de la couche (fig. 7 A) conduisent à une valeur de σ en accord avec celle trouvée, à condition d'affecter l'indice $n = 0$ au mode principal et l'indice $n = 2$ au seul mode secondaire visible ; nous obtenons :

$$H_0 - H_2 = 245 \text{ oe} = \sigma n^2 = 4\sigma \quad \text{ce qui donne } \sigma \approx 61,3 \text{ oe,}$$

valeur proche de celle obtenue en champ polarisant perpendiculaire. Toutefois, compte tenu que ce choix d'indices est

A



indices

Tableau I

$H_1 - H_n$ Oe	120	355	660	1070	1585	2220
n	3	5	7	9	11	13
$n^2 - 1$	8	24	48	80	120	168
σ Oe	15	14,8	13,7	13,4	13,2	13,2

Tableau II

Intensité	I_3	I_5	I_7	I_9	I_{11}	I_{13}
Théorique	11,1 %	4 %	2,04 %	1,23 %	0,83 %	0,59 %
Couche 1a	~7 %	8,5 %	1 %	1 %	0,2 %	0,3 %

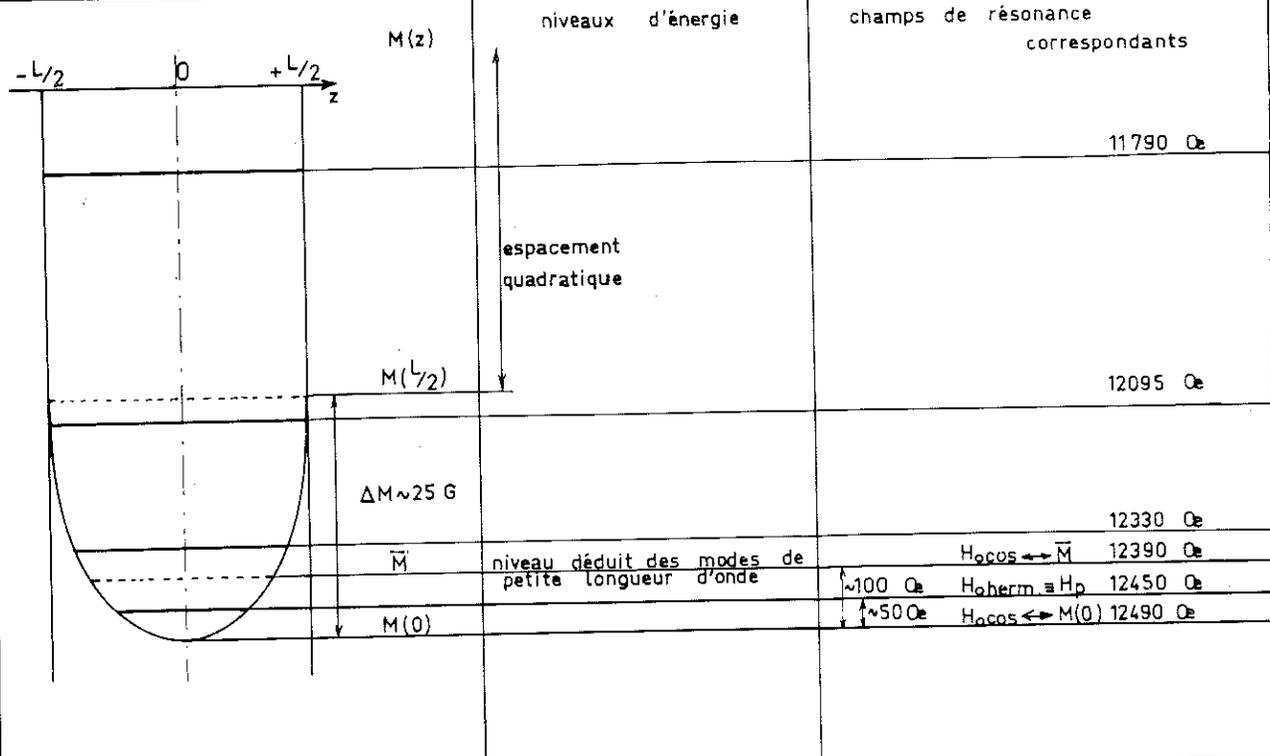
Tableau III

$H_0 - H_n$ Oe	120	355	660	1070	1585	2220
n	2	3	4	5	6	7
n^2	4	9	16	25	36	49
σ Oe	40	44,5	44	44,6	45,3	46,3

Tableau IV

Intensité	I_3	I_5	I_7	I_9	I_{11}	I_{13}
Théorique	11,1 %	4 %	2,04 %	1,23 %	0,83 %	0,59 %
Couche 2b	69 %	20,8 %	6,9 %	2,3 %	0,77 %	~0,4 %

B



puits de potentiel et niveaux

Fig 8 Couches (1)

arbitraire et que les résultats généralement obtenus dans ce cas de polarisation sont peu concluants (§ 5.4.2), nous ne tiendrons pas compte de cette valeur.

6.1.3 - Interprétation des spectres

Etudions les différentes hypothèses possibles sur le blocage des spins aux surfaces de la couche.

a) Blocage statique complet

L'hypothèse d'un blocage statique complet aux deux surfaces est très vite éliminée ; en effet, le mode $n = 0$ ne peut pas être excité dans ces conditions, le mode principal doit être le mode $n = 1$ et les modes secondaires doivent être les modes $n = 3, 5, 7 \dots$. Nous avons : $H_0 - H_1 = \sigma$, donc les séparations en champ magnétique entre les modes secondaires et le mode $n = 1$ sont :

$$H_1 - H_n = \sigma (n^2 - 1)$$

Pour la couche (1 a) nous obtenons les résultats groupés sur le tableau (I) ; nous remarquons que, mise à part une petite perturbation à la loi quadratique sur les deux premiers modes, σ tend vers la valeur constante $\sigma \approx 13,2$ oe.

Mais dans cette hypothèse, deux points restent essentiellement inexplicables :

- De $\sigma = \frac{2 A \pi^2}{M L^2}$ nous déduisons $A = \frac{\sigma M L^2}{2 \pi^2}$

pour obtenir la valeur de A, nous devons connaître M ; Or,

pour le mode de précession uniforme, nous avons : (§ 4.2)
avec H parallèle au plan de la couche ($\phi = \frac{\pi}{2}$)

$$(13) \quad \omega = \gamma \sqrt{B_0^{(\pi/2)} H_0^{(\pi/2)}}$$

avec H perpendiculaire au plan de la couche ($\phi = 0$)

$$(14) \quad \omega = \gamma (H_0^{(0)} - 4 \pi M)$$

Nous en déduisons :

$$(57) \quad 4 \pi M = H_0^{(0)} + \frac{H_0^{(\pi/2)}}{2} - \left[\frac{5}{4} \left(H_0^{(\pi/2)} \right)^2 + H_0^{(\pi/2)} H_0^{(0)} \right]^{1/2}$$

$$(58) \quad g = \frac{2 \pi c}{e} \frac{\omega}{\left[\frac{5}{4} \left(H_0^{(\pi/2)} \right)^2 + H_0^{(\pi/2)} H_0^{(0)} \right]^{1/2} - \frac{H_0^{(\pi/2)}}{2}}$$

Pour la couche (1 a) $H_0^{(0)} = H_1 + \sigma = 12\,450 + 13,2 \approx 12\,460$ oe

et $H_0^{\pi/2} = 975$ oe (fig. IX A)

et nous obtenons :

$$M = 740 \text{ uem}$$

$$g = 2,1$$

$$A = 0,22 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$$

Cette valeur de A est beaucoup trop faible par rapport à la valeur admise désormais pour le permalloy.

$$A = 1 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm (réf. 49.50.51)}$$

Remarquons aussi que la valeur de M trouvée est, elle aussi, trop faible par rapport aux valeurs habituellement données pour le permalloy (80 . 20) ; nous allons voir que les champs de résonance principaux sont très dispersés d'une

évaporation à l'autre, ce qui entraîne une dispersion des valeurs de M .

De toute façon, même avec la valeur de $M \approx 800$ uem trouvée habituellement (réf. 51 - 52 - 53), la valeur de A reste trop faible, ce qui indique que σ est trop faible.

- La loi de décroissance des intensités n'est pas suivie (tableau II) ; nous observons une alternance, un mode fort étant suivi par un mode faible.

Nous éliminerons donc l'hypothèse d'un blocage complet des spins aux surfaces de la couche.

b) Blocage statique partiel

Supposons maintenant que les spins de surface ne soient pas bloqués complètement ; les modes pairs peuvent donc être excités, par exemple, si le blocage est dissymétrique d'une surface à l'autre, toutefois, avec des intensités plus faibles que celles des modes impairs. Le mode principal peut alors être très voisin du mode de précession uniforme $n = 0$; nous prendrons pour le premier mode secondaire l'indice $n = 2$, mode d'intensité faible, et ainsi les valeurs de n impaires correspondront aux modes d'intensités fortes. Les résultats sont groupés sur le tableau (III). Mise à part la toute première valeur, σ est pratiquement constant. D'ailleurs, la première valeur est assez peu différente, l'écart étant assez faible pour pouvoir être expliqué par un effet des amortissements (§ 5.4)

Ce choix d'indices est donc celui qui vérifie le mieux la loi quadratique. Toutefois, il ne nous satisfait pas entièrement :

- Le tableau (III) nous conduit à prendre $\sigma \approx 45$ oe avec la valeur de $M = 739$ déduite de $H_0^{(0)} \approx 12\ 450$ oe et $H_0^{(1)}/2 = 975$ oe dans les équations (60) et (61), nous trouvons :

$$A = 0,74 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$$

Cette valeur, bien qu'encore trop faible par rapport rapport à la valeur de A connue (réf. 49 - 50 - 51), pourrait convenir compte tenu de la précision des mesures.

- Le choix des indices suppose que le mode $n = 1$ n'apparaît pas ; on pourrait supposer que les modes de grande longueur d'onde sont suffisamment amortis par les courants de Foucault pour disparaître (§ 5.4) ; mais nous avons vu que cette hypothèse était injustifiée tant que l'épaisseur de la couche n'était pas nettement supérieure à 5000 \AA . Il est aussi possible de penser que le mode principal est un mode compris entre $n = 0$ et $n = 1$, par le fait même que les spins sont ni complètement bloqués, ni complètement libres.

c) Blocage Dynamique

Sans éliminer de modes, il ne reste plus que le choix suivant :

- Mode principal $n = 0$
- Modes secondaires $n = 1, 2, 3, 4 \dots\dots\dots$

C'est le choix d'indices que nous avons obtenu précédemment en supposant que la loi de dispersion tend vers une loi quadratique pour les modes de petite longueur d'onde (fig. 8 droite (b)).

Nous remarquons que, dans cette hypothèse, les modes pairs, même ceux de petite longueur d'onde, ont des intensités plus fortes que celles des modes impairs, et il en résulte que le blocage statique des spins ne peut être que très faible. L'excitation des modes se ferait plutôt par un mécanisme de blocage dynamique des spins, consécutif à une inhomogénéité de l'aimantation dans l'épaisseur de la couche. Tous les modes peuvent être excités avec des intensités quelconques dépendant de la forme de la variation de l'aimantation ; en particulier, les modes pairs peuvent être excités fortement.

D'autre part, les modes de grande longueur d'onde ne suivent pas la loi quadratique ; ils ne doivent donc pas correspondre à des fonctions simples sinusoïdales ou cosinoïdales, mais à des fonctions plus complexes, par exemple, des fonctions d'Hermite, si l'inhomogénéité était parabolique.

Le mode uniforme n'est donc pas déterminé directement puisque le mode principal est complexe. Nous pouvons tenter de déterminer la valeur de H_0 à partir des modes de petite longueur d'onde, puisque ceux-ci suivent la loi quadratique

$$H_0 = H_n + \sigma n^2$$

Par exemple, pour la couche (1 a), le mode $n = 6$ possède un champ de résonance $H_6 = 10\ 230$ oe (fig. 7 B) avec $\sigma = 60$ oe, valeur déduite de la droite (b), nous obtenons :

$$H_0 = 10\ 230 + \sigma(6)^2 = 12\ 390 \text{ oe}$$

Cette valeur trouvée est trop faible ; en effet, le champ principal réellement observé $H_p = 12\ 450$ oe devrait être inférieur à cette valeur puisque :

$$(28) \quad H_p = H_0 - \frac{2 A}{M^2} |\nabla^2 \vec{M}_{eff}|$$

Ce fait s'explique en remarquant que lorsque nous calculons la valeur de $H_0 = 12\ 390$ oe à partir des modes de petite longueur d'onde, nous n'avons pas tenu compte du fait que M n'est plus constant dans notre hypothèse.

En fait, nous devons écrire :

$$(59) \quad H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi \bar{M} - \sigma n^2 \quad \bar{H}_0 = \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi \bar{M} = 12\ 390$$

où \bar{M} est la valeur moyenne de l'aimantation à saturation supposée variable entre deux limites dont la différence est ΔM .
Il en résulte que :

$$4 \pi \bar{M} = 4 \pi M (\text{Max}) - f (4 \pi \Delta M)$$

et que (59) s'écrit :

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M (\text{Max}) - f (4 \pi \Delta M) - \sigma n^2$$

C'est $H_0 = \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M (\text{Max})$ qui est le champ de résonance de la précession uniforme :

$$H_0 = H_n + \sigma n^2 + f (4 \pi \Delta M)$$

$f (4 \pi \Delta M)$ est une fonction que l'on ne peut déterminer que si l'on connaît $M(z)$.

Pour avoir un ordre de grandeur des valeurs de $4 \pi M$ et de Δ , faisons la supposition, tout à fait arbitraire, que l'aimantation varie paraboliquement suivant le modèle de Portis:

$$(45) \quad M(z) = M(0) \left(1 - \frac{4 \Delta M}{M(0)} \frac{z^2}{L^2} \right)$$

$4 \pi \Delta M$ est déterminé expérimentalement comme étant égal à la valeur de $H_p - H_n$ pour laquelle la loi quadratique commence à être suivie (fig. 8 B).

Pour la couche (1 a), nous obtenons $4 \pi \Delta M \approx 300$ oe (fig. 8 A).

.../.

Or, pour la variation (45), la valeur moyenne est :

$$(61) \quad 4 \pi \bar{M} = 4 \pi M(o) - \frac{4 \pi \Delta M}{3} ; f(4 \pi \Delta M) = \frac{4 \pi \Delta M}{3}$$

$$D'où \quad H_o = H_n + \sigma n^2 + \frac{4 \pi \Delta M}{3} \quad \text{soit pour } n = 6$$

$$H_o \approx 12\,490 \text{ oe}$$

A partir de cette valeur de H trouvée, nous déduisons M et g par les deux équations (57) et (58).

$$M \approx 742 \text{ uem}$$

$$g \approx 2,09$$

Soit la valeur de A :

$$A = \frac{\sigma M L^2}{2 \pi^2}$$

$$A \approx 0,99 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$$

Cette valeur est tout à fait en accord avec celle admise habituellement pour le permalloy (réf. 49 à 51).

Précisions $\frac{\delta H_o}{H_o} \approx 3 \%$ $\frac{\delta H_o}{H_o} \approx 5 \%$ $\frac{\delta M}{M} \approx 10 \%$

$$\frac{\delta \sigma}{\sigma} \approx 5 \%$$

$$\frac{\delta L}{L} \approx 5 \%$$

$$\frac{\delta A}{A} \approx 25 \%$$

Le champ de résonance principal est inférieur à celui de la résonance uniforme ; en effet, la théorie de Portis donne

$$(48) \quad H_p = H_o(\text{Herm}) = \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M(o) - \frac{4}{L} (2 \pi \frac{\Delta M}{M} A)^{1/2}$$

$$\text{soit pour la couche (1 a) : } \frac{4}{L} (2 \pi \frac{\Delta M}{M} A)^{1/2} \approx 50 \text{ oe}$$

$$H_p \approx 12\,490 - 50 = 12\,440 \text{ oe} \neq 12\,450 \text{ oe exp.}$$

valeur qui correspond à la valeur mesurée et à l'écart calculé à partir des modes de petite longueur d'onde. La supposition d'une variation parabolique, tout en étant arbitraire, explique qualitativement tous les détails du spectre. La figure (8 B) résume tous ces résultats.

Il n'est pas dans le but de cette étude d'analyser les perturbations à la loi quadratique et de chercher les causes expliquant ces perturbations. Il est toutefois nécessaire, pour étudier les effets du couplage ferro-antiferromagnétique sur les spectres, de bien connaître d'abord nos couches de permalloy seules ; nous reportons donc quelques autres observations, sur des couches polycristallines qui conduisent à évaluer une forme pour l'inhomogénéité de l'aimantation ; cette forme explique bien les perturbations observées par rapport à la loi quadratique et explique que les intensités ne décroissent pas suivant la loi simple de Kittel.

6.1.4 - Influence du support

Nous avons évaporé une série de six couches comportant une épaisseur de permalloy de $4000 \text{ \AA} \pm 200 \text{ \AA}$.

Une partie de ces couches a été déposée directement sur verre ; l'autre partie a été déposée sur une couche de monoxyde de silicium préalablement évaporée sur le verre. Les spectres de quatre de ces couches sont portés sur la figure (9).

Le spectre de la couche (2 b) du FeNi déposé sur SiO est très différent du spectre de la couche (2 a) du FeNi déposé directement sur verre ; il existe des décalages sensibles entre les champs de résonance et les intensités relatives des modes sont très différentes.

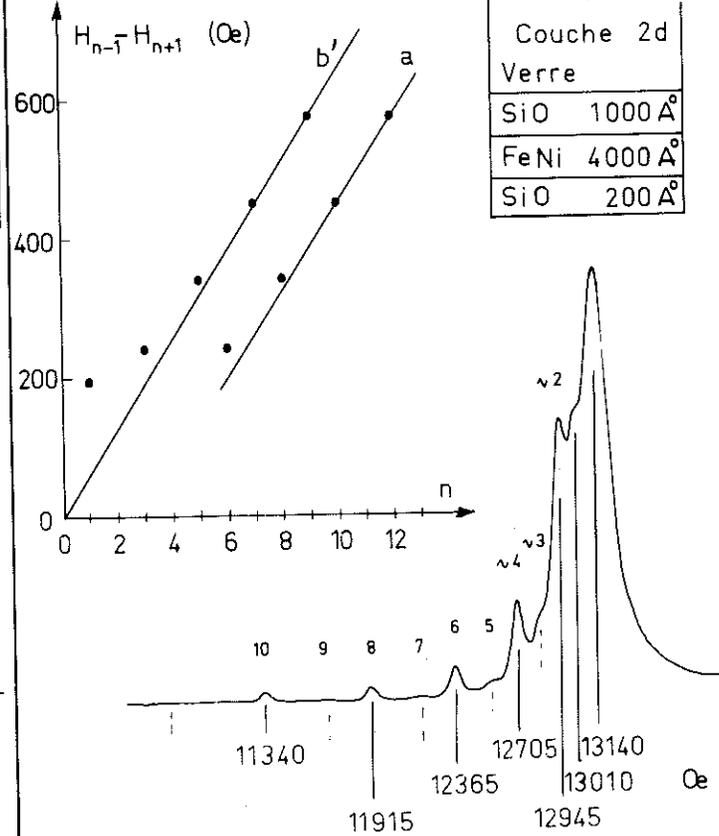
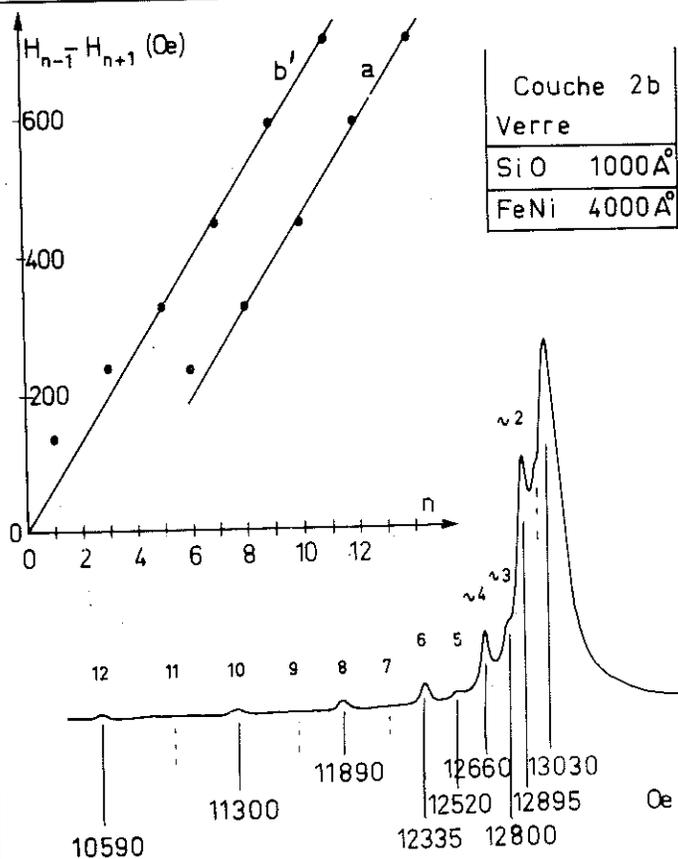
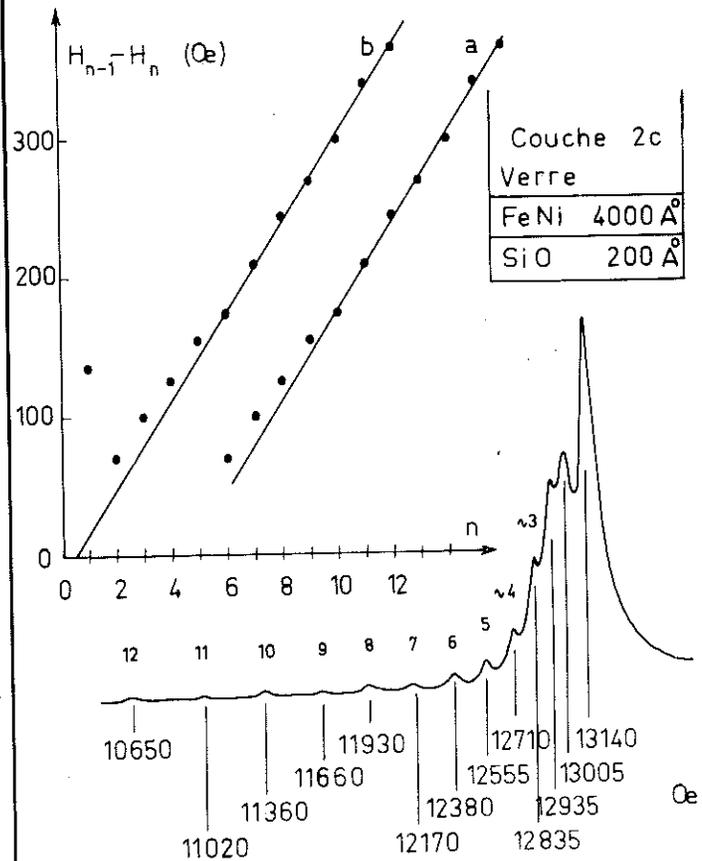
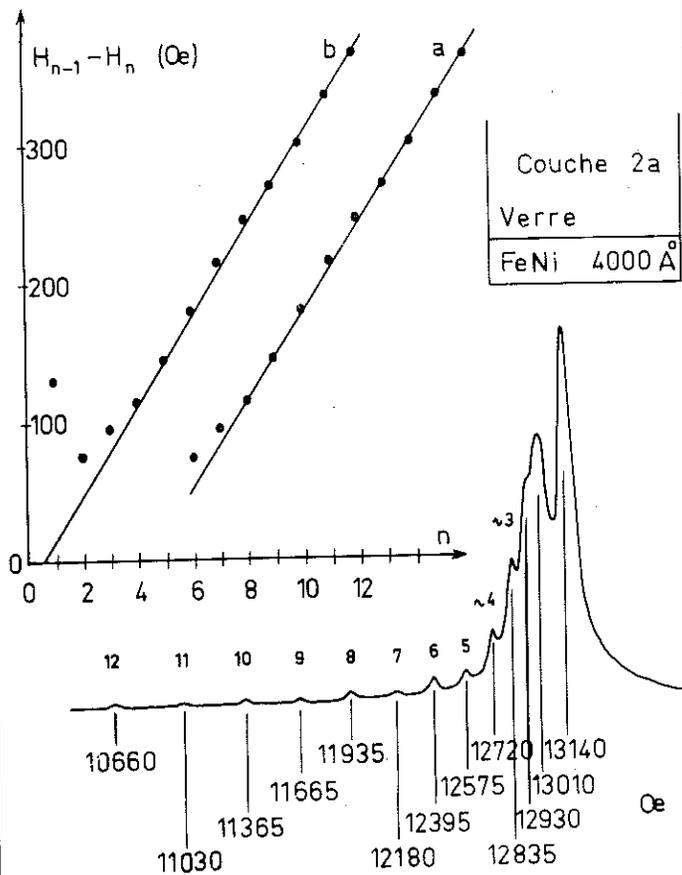


Fig 9 Spectres des couches (2)

a) Recherche des Indices

Nous avons porté les quantités $(H_{n-1} - H_n)$ en fonction de n pour la couche (2 a), comme défini précédemment. Pour la couche (2 b), nous nous apercevons qu'un mode sur deux devient très faible ; les positions de ces modes de faible intensité étant très mal définies, il est préférable de porter les quantités $(H_{n-1} - H_{n+1})$ en fonction de n . Les droites (b'), qui ont dans ce cas pour équation $H_{n-1} - H_{n+1} = 4 \sigma n$, remplacent simplement les droites (b) d'équation $H_{n-1} - H_n = 2 \sigma n - \sigma$, que nous utilisons lorsque tous les modes sont présents. Nous trouvons pour σ déduit des droites (a) :

Couche (2 a)	$\sigma = 15,9$	oe
" (2 b)	$\sigma = 16,15$	oe
" (2 c)	$\sigma = 16,12$	oe
" (2 d)	$\sigma = 15,85$	oe

Nous prendrons donc : $\sigma = 16 \pm 0,15$ oe

Puis nous portons les droites (b) ou (b') dont l'équation est maintenant connue : $H_{n-1} - H_n = 32 n - 32$, ou bien $H_{n-1} - H_{n+1} = 64 n$ suivant les cas ; en reportant les points expérimentaux toutes les valeurs de n entières, nous nous apercevons à nouveau que, pour n grand, une série de ces points se placent sur les droites (b ou b'). Nous obtenons ainsi les valeurs de n les plus probables pour les modes de petite longueur d'onde. Ce sont ces valeurs qui sont reportées sur les modes de chaque spectre (fig. 9)

b) Interprétation des spectres

Au premier abord, le spectre de la couche (2 b) semble

s'expliquer simplement : un mode sur deux est présent avec une intensité appréciable, ces modes doivent donc être les modes d'indices impairs prévus par la théorie de Kittel.

De plus, nous remarquons que si nous portons sur un graphique les valeurs de $H_p - H_n$ en fonction de n^2 , en choisissant pour les modes intenses des indices correspondant aux valeurs entières successives impaires, la loi quadratique est très bien suivie pour tous les modes ; seul le mode principal semble être un mode $n = 0$ plutôt qu'un mode $n = 1$.

Nous déduisons de la droite $H_p - H_n$ en fonction de n^2 la pente $\alpha \approx 14,5$ oe.

Malgré cela, cette interprétation se heurte à deux difficultés majeures :

- Les intensités des modes intenses sont beaucoup trop fortes et leur loi de décroissance ne suit pas la théorie (tableau IV).

Les points reportés sur la droite (b') de la couche (2 b) montrent que les modes intenses de petite longueur d'onde doivent correspondre à des modes d'indices n pairs. En effet, chaque point situé sur la droite (b') correspond à une valeur de $H_{n-1} - H_{n+1}$, il indique la distance en champ magnétique entre les deux modes (n-1) et (n+1) pairs.

Nous avons donc pensé que les spins de surface ne sont pas bloqués (blocage statique), et nous interprétons les spectres en termes d'inhomogénéité en volume de l'aimantation.

Nous avons regroupé sur la figure (10 A) des résultats donnés par la théorie de l'inhomogénéité en volume de l'aimantation ; cette figure représente les divers modes pour quatre cas de variation parabolique d'aimantation sans blocage des spins aux surfaces :

- Variation symétrique ou asymétrique par rapport au centre de la couche.
- Variation forte ou faible.

Un fait important est à souligner : lorsqu'il existe une inhomogénéité symétrique, les modes de petite longueur d'onde doivent avoir des intensités alternées ; un mode d'intensité forte sera suivi par un mode d'intensité faible ; les modes de grande longueur d'onde doivent avoir des intensités dépendant des particularités de chaque couche.

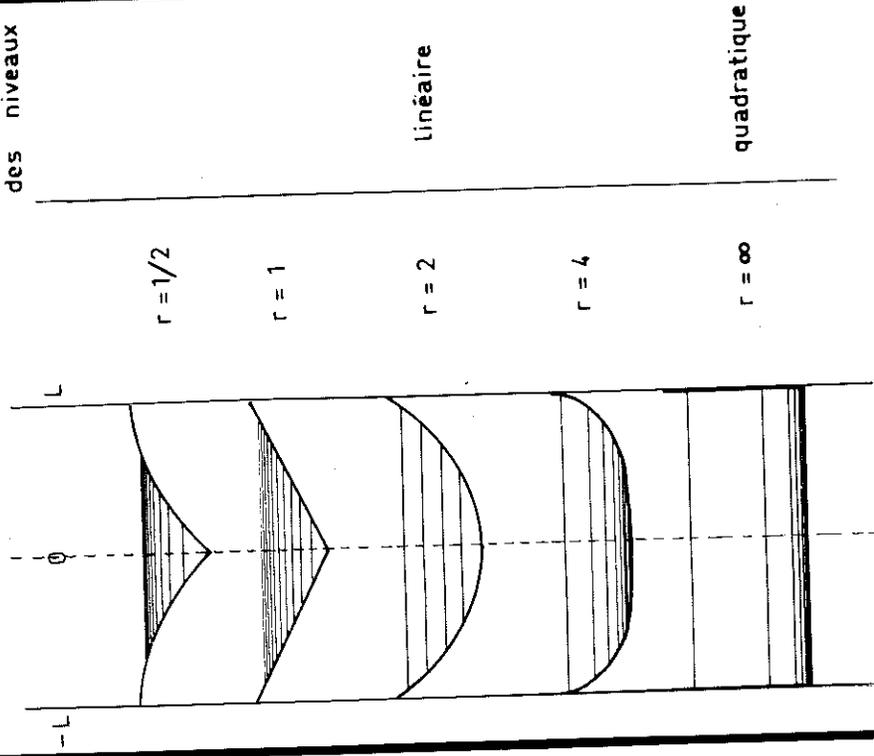
La figure (10 B) nous donne, de plus, les espacements en champ magnétique entre les différents modes, en fonction de différentes formes de variation de l'aimantation dans l'épaisseur d'une couche mince, par analogie avec l'espacement entre les différents niveaux d'énergie d'une particule dans un puits de potentiel.

Or, il existe, indépendamment des intensités relatives différentes, trois autres différences essentielles entre les spectres de la couche (2 a) et de la couche (2 b) :

- Le mode principal de la couche (2 b) est déplacé vers les champs inférieurs, par rapport à celui de la couche (2 a).
- L'écart entre le premier mode secondaire et le mode principal est beaucoup plus faible pour la couche (2 b) que pour la couche (2 a).

B

Particule dans un puit de potentiel
 $V(z) = \left(\frac{z}{L}\right)^r$
 espacement
 des niveaux



A

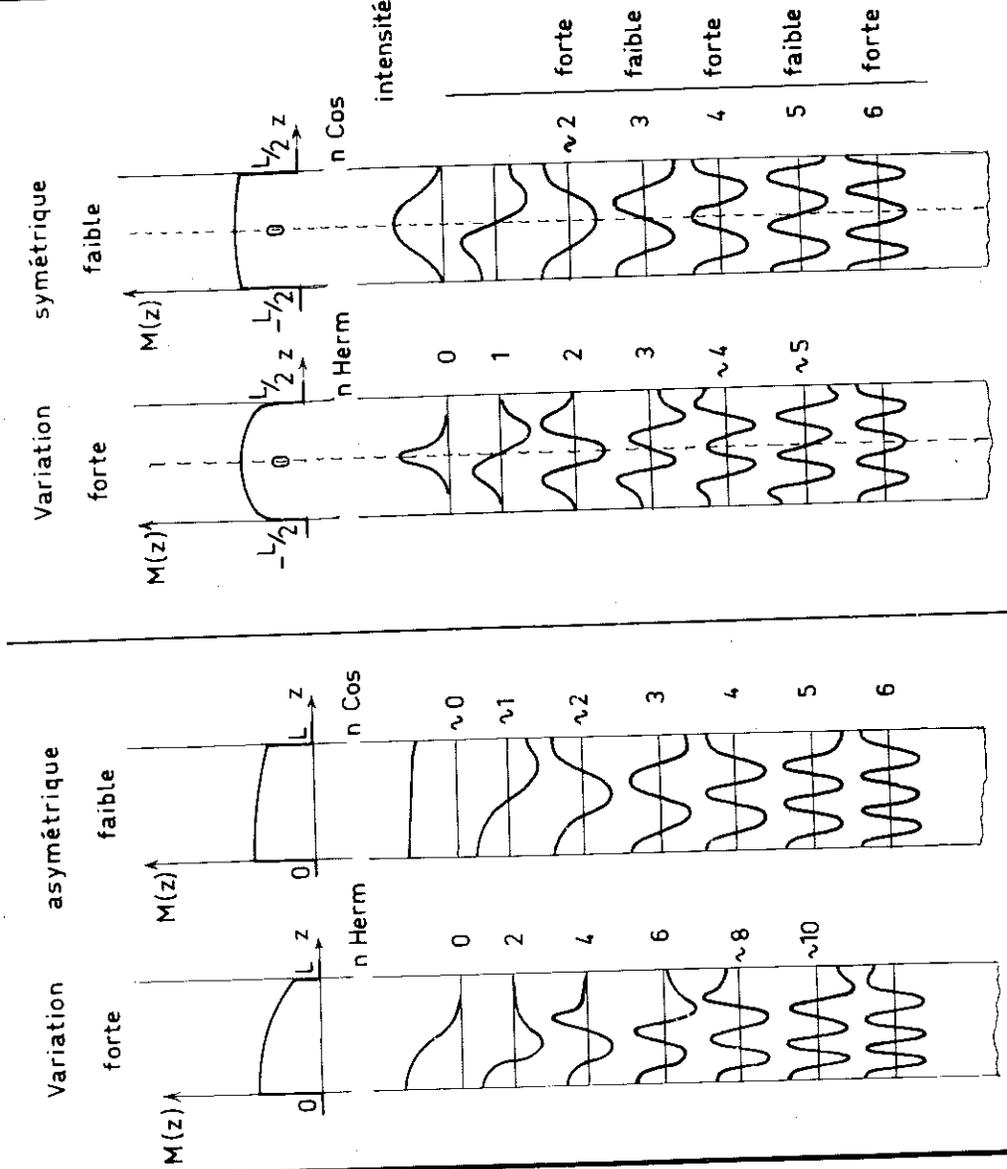


Fig 10 Inhomogénéités en volume . divers modes

- Les largeurs de raies des modes principaux sont plus petites pour les couches déposées directement sur verre.

Pour interpréter toutes ces différences entre les spectres, nous supposons donc que l'aimantation dans l'épaisseur des couches varie, ainsi que l'indique la figure (11). Les couches (2 c) et (2 d) ne sont pas représentées ayant des spectres respectivement très voisins de ceux des couches (2 a) et (2 b).

La forme du puits de potentiel indiqué figure (11) permet alors d'expliquer toutes les particularités de ces spectres.

Pour la couche (2 a), FeNi déposé directement sur verre, il existerait une inhomogénéité asymétrique, tous les modes sont présents comme le prévoit la théorie ; l'alternance, un mode fort - un mode faible, est très peu marquée.

De plus, cette couche présente dans les espacements entre ces modes :

- Un grand décalage entre le mode principal et le premier mode secondaire ;
- Puis, entre chaque mode, l'espacement diminue, donne une loi de dispersion linéaire pour les modes de grande longueur d'onde ;
- Enfin, donne une loi quadratique pour les modes de petite longueur d'onde.

C'est bien ce que prévoit la forme du puits de potentiel (fig. 11) : le mode principal ne résonne que dans une fraction de la couche seulement, la fonction d'onde ne s'étend pas dans toute l'épaisseur de la couche le niveau d'énergie se trouve au fond du puits de potentiel. Tout ceci est confirmé par la relativement fine

.../.

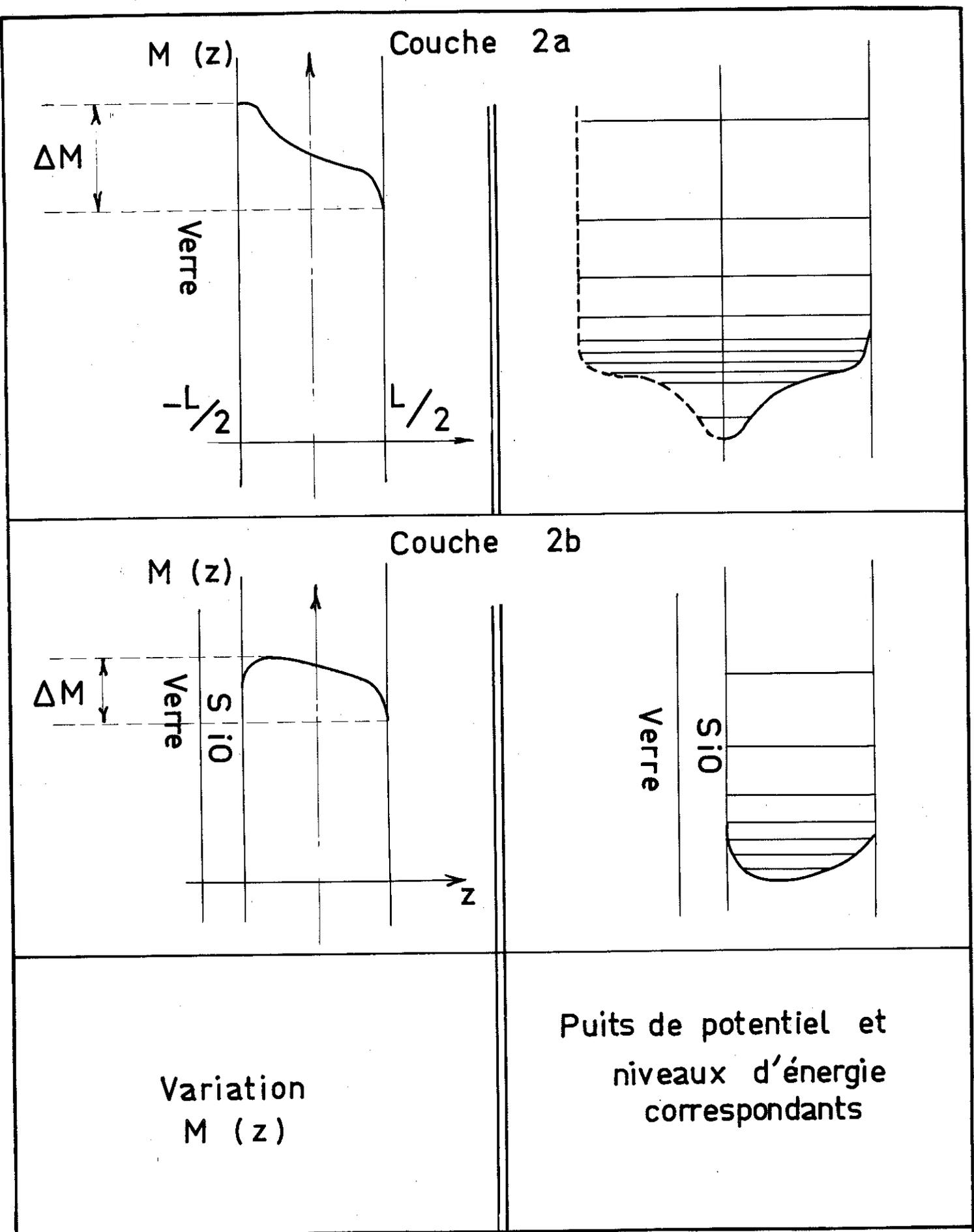


Fig 11 Inhomogénéité en volume . Couches (2)

largeur de raie de ce mode (~ 100 oe) : il n'est pas amorti par les courants de Foucault, bien que la couche ait une épaisseur de 4000 Å.

. Pour la couche (2 b), FeNi déposé sur SiO, il existerait une inhomogénéité presque symétrique, un mode sur deux est très favorisé, ce qui laisse apparaître une alternance marquée dans les intensités, un mode fort est suivi par un mode faible, comme le prévoit la théorie.

De plus, l'espacement entre les modes augmente dès la première valeur : entre le mode principal et le premier mode secondaire, l'espacement est plus faible qu'entre les modes suivants ; c'est bien ce que prévoit la forme du puits de potentiel ; le mode principal est tel que sa fonction d'onde s'étend sur une plus grande partie de la couche ; de ce fait même, il résulte que sa largeur de raie est plus importante (~ 160 oe) ; l'amortissement par les courants de Foucault est en effet fonction du carré de l'épaisseur des couches.

A partir de ces suppositions, nous pouvons rechercher les valeurs correspondantes de M et A. Le champ de résonance de la précession uniforme peut être déduit des modes qui suivent la loi quadratique :

Prenons le mode $n = 10$ et $\sigma = 16$ oe
 pour la couche (2 a) $\bar{H}_0 \simeq 11\,365 + \sigma(10)^2 = 12\,965$ oe
 pour la couche (2 b) $\bar{H}_0 \simeq 11\,300 + \sigma(10)^2 = 12\,900$ oe

Remarquons que si nous supposions une inhomogénéité parabolique, nous aurions :

couche (2 a) : $4 \pi \Delta M \simeq 115$ oe (La loi quadratique commence pour $n = 4$)
 couche (2 b) : $4 \pi \Delta M \simeq 325$ oe (La loi quadratique commence pour $n = 5$)

.../.

et nous aurions donc : $H_0 = \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M + \frac{4 \pi \Delta M}{3}$

couche (2 a) : $H_0 \approx 13\ 000$ oe

couche (2 b) : $H_0 \approx 13\ 005$ oe

Remarquons que cette valeur est trop faible puisqu'elle devrait être supérieure à $H_0 = 13\ 140$ oe. Avec les mêmes imprécisions que pour la couche (1 a), nous prendrons la valeur approximative :

$$H_0 \approx 13\ 000 \text{ oe}$$

nous supposerons désormais $g \approx 2,1$ soit à 9300 MHz,

$\frac{\omega}{\gamma} = 3160$ oe $H_0 = \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M$ permet donc de déduire directement

$$M \approx 785 \text{ uem}$$

soit $A = 1,02 \cdot 10^{-6}$ erg/cm

Remarquons que cette valeur, qui est bien en accord avec la valeur habituelle, ne peut en aucun cas constituer un argument en faveur de notre modèle ; en effet, dans l'hypothèse d'indices impairs pour les modes intenses de la couche (2 b), nous avons trouvé $\sigma \approx 14,5$ oe qui conduit, avec la même valeur de M, à $A = 0,92 \cdot 10^{-6}$ erg/cm, valeur, elle aussi, tout à fait correcte, compte tenu de la précision des mesures : Il est donc très important de remarquer que, pour les couches relativement épaisses, une erreur d'une unité sur n peut entraîner des conclusions fondamentalement différentes, tout en conduisant à des valeurs de A très voisines. Il est donc essentiel de connaître l'indice n réel correspondant à chaque mode.

Afin de confirmer les résultats précédents, nous avons fait une autre évaporation dans les mêmes conditions.

../. .

L'épaisseur de permalloy est plus faible $L = 3350 \text{ \AA}$. Les spectres de ces couches sont portés figure (12). Les résultats sont très voisins des résultats précédents ; seule la couche (3 d) a un spectre légèrement différent de la couche (2 d) (fig. 9) de l'évaporation précédente, ce qui doit résulter du fait que l'épaisseur de SiO, déposée sur le permalloy, est plus importante - 1300 \AA au lieu de 200 \AA -.

Nous obtenons pour ces couches :

$$\sigma \approx 21 \text{ oe} \quad H_0 \approx 12 \text{ 850 oe}$$

soit $M = 770 \text{ ouem}$ et $A = 0,92 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$

Pour les couches (3 a) et (3 b), les résultats sont qualitativement identiques aux précédents et nous interpréterons les spectres de la même façon. La couche (3 d) doit voir son aimantation diminuer légèrement du côté opposé au support par le fait de la présence de SiO, ce qui entraînerait à nouveau une inhomogénéité moins symétrique ; les modes impairs réapparaissent avec des intensités plus fortes.

6.1.5 - Conclusion

La variation de l'aimantation, donnée sur la figure (11), explique donc bien, d'une manière qualitative les spectres obtenus.

Dans les couches minces ferromagnétiques préparées par évaporation sous vide, les nombreux paramètres intervenant pendant leur élaboration peuvent expliquer une telle inhomogénéité dans l'aimantation :

- La nature du substrat qui semble donc très importante ; un support cristallin, par exemple, favorise une croissance

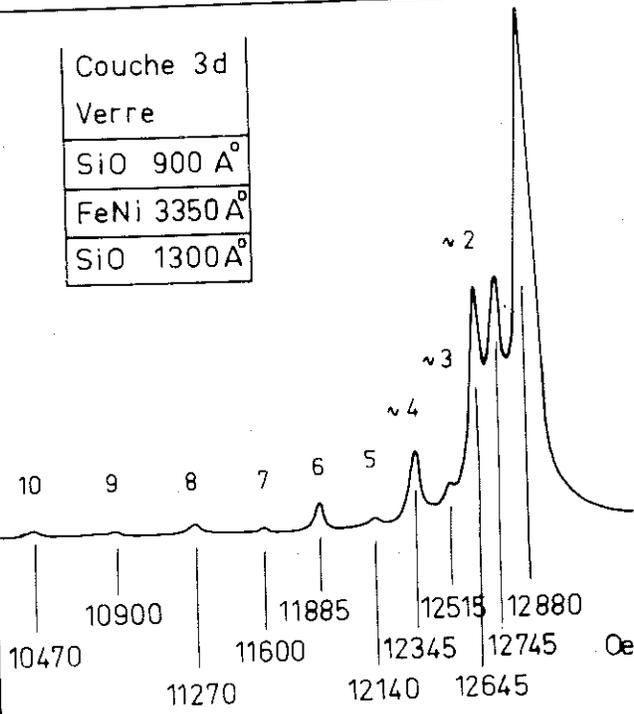
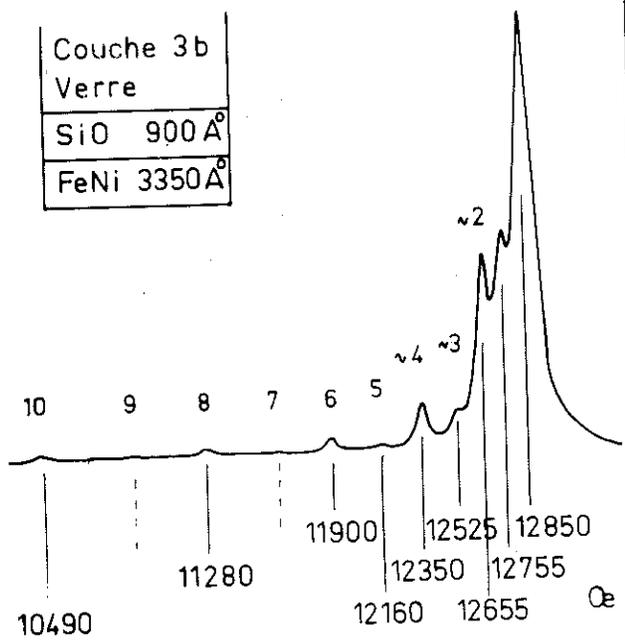
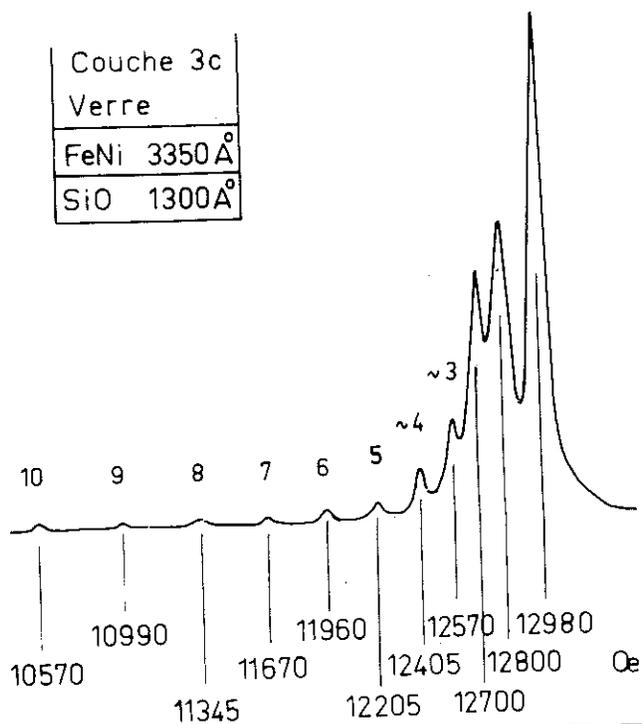
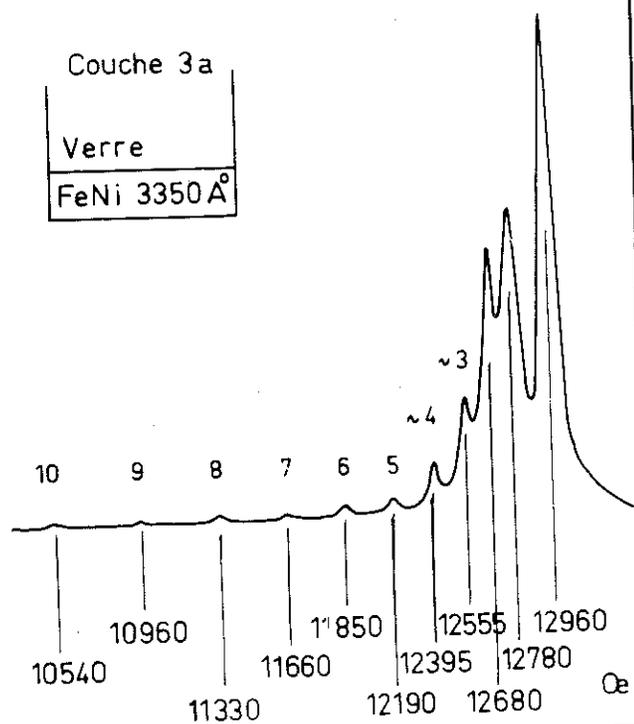


Fig 12 Spectres des couches (3)

ordonnée de la couche ; les évaporations sur une couche préalablement évaporée de SiO nous donnent des résultats très différents par rapport à des évaporations directement sur verre.

L'évaporation de fer pur pourrait conduire à des couches plus homogènes (résultats de Phillips § 5.6 réf. 45). Une étude faite par Blades avec différentes sous couches de Mo, Cu, Pd, Ti, déposées préalablement sur le support, ne semble pas montrer les variations que nous obtenons ici ; alors qu'un dépôt de SiO du côté opposé au support donne des décalages de raies sensibles (Réf. 54).

- La vitesse d'évaporation, qui, lorsqu'elle est lente, favorise un réarrangement des cristallites ; elle peut varier d'une évaporation à l'autre et même légèrement au cours d'un dépôt.

Une étude de Nisenoff et Terhune (réf. 55 et § 6.2.5), en fonction des vitesses d'évaporation, montre que les variations de ce paramètre pourraient expliquer la grande dispersion obtenue d'une évaporation à l'autre sur la position du mode principal ; la composition avant l'évaporation peut aussi varier légèrement d'un lingot à l'autre (cf aussi réf. 47 et 48).

- La qualité du vide qui varie un peu aussi, bien que nous prenions soin de laisser se stabiliser ce paramètre. L'évaporation dans un vide poussé ($< 10^{-7}$) conduit à de meilleurs résultats (Nisenoff et Terhune § 5-6 et réf. 46) ; toutefois, les champs de résonance principaux restent dispersés, conduisant à des valeurs de M dispersées.
- La température du support, enfin, qui influe sur la mobilité des atomes et donc sur la structure de la couche ; ce para-

mètre ne doit pas jouer ici, car il est bien contrôlable et a été maintenu constant pour tous les dépôts des couches polycristallines.

6.2 - COUCHES DE PERMALLOY POLYCRISTALLINES AVEC COUPLAGE FERRO-ANTIFERROMAGNETIQUE

6.2.1 - Introduction

Dans les séries de couches qui suivent, nous avons déposé du permalloy sur une couche de manganèse préalablement évaporée. Le manganèse est déposé en premier lieu de façon à ce qu'il soit recouvert du FeNi, ce qui évite son oxydation lors de la sortie du groupe d'évaporation. Le manganèse diffuse dans le permalloy pour constituer une couche de FeNiMn qui est antiferromagnétique à la température ambiante.

On observe, dans ces conditions, l'existence d'un couplage ferro-antiferromagnétique entre le permalloy et le FeNiMn. Ce couplage se traduit notamment par un décalage de cycle d'hystérésis du corps ferromagnétique (réf. 18 à 21).

Le four d'évaporation comportant six supports, au cours d'une même évaporation nous réalisons trois couples de couches de différentes épaisseurs ; un couple est donc composé d'une couche évaporée sur manganèse et d'une couche témoin comportant la même épaisseur de permalloy évaporé directement sur verre.

Les spectres de trois séries de six couches de différentes épaisseurs, de 200 Å à 4600 Å, sont donnés sur les figures (13 14 15).

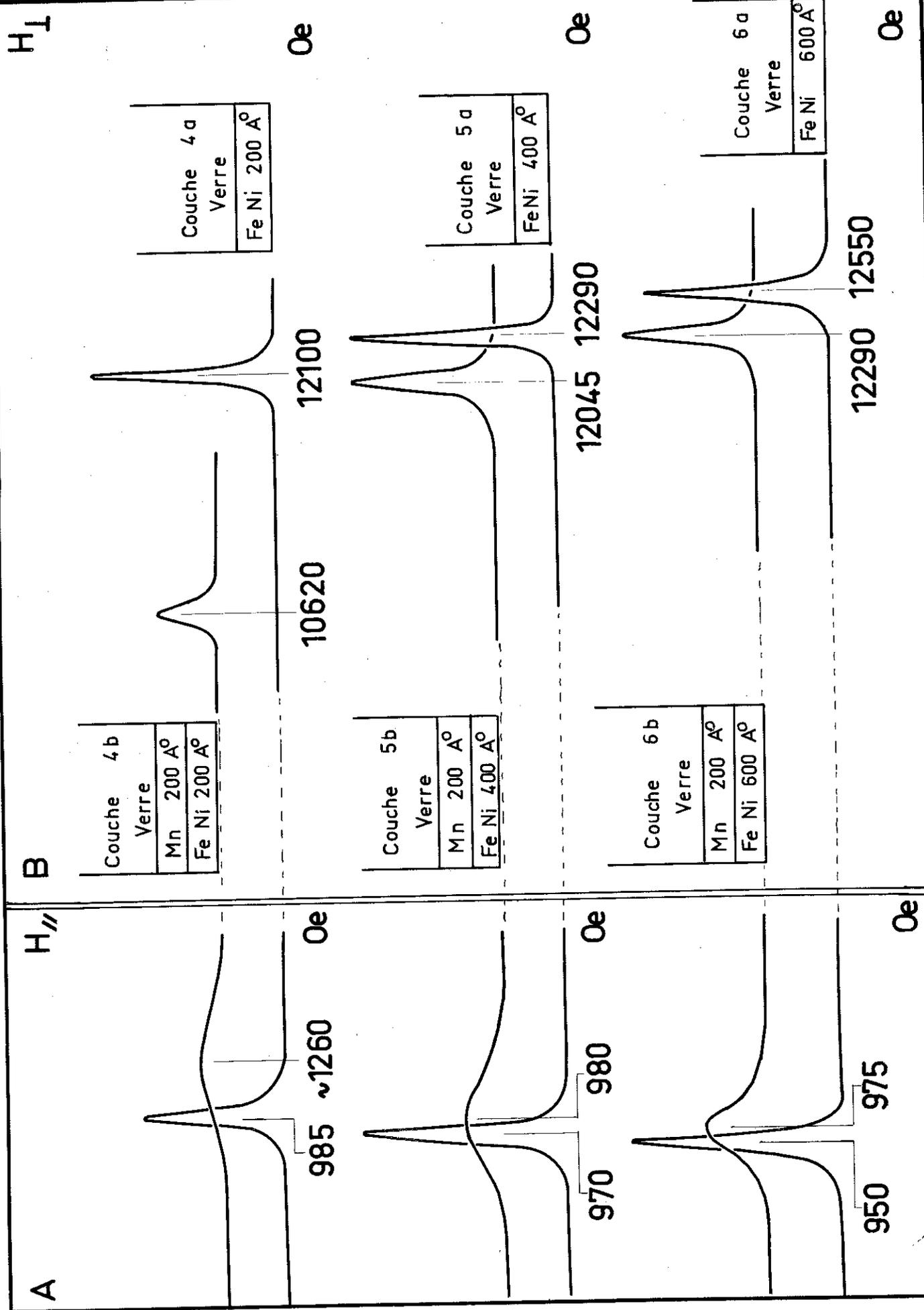


Fig 13 Spectres des couches (4)(5)(6)

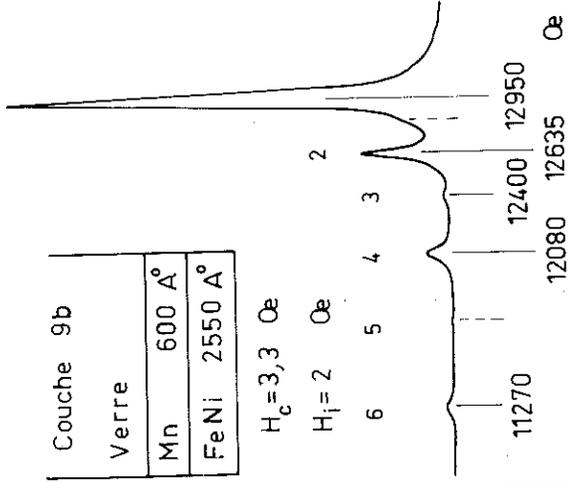
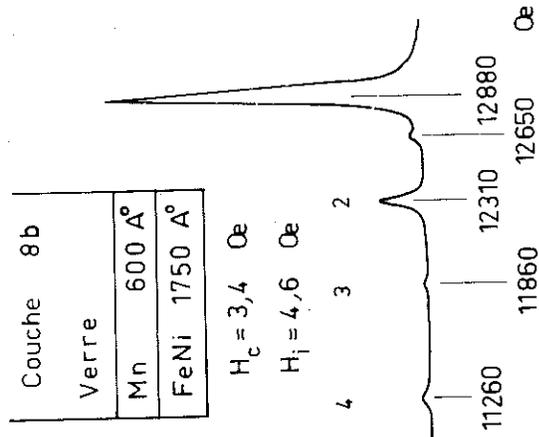
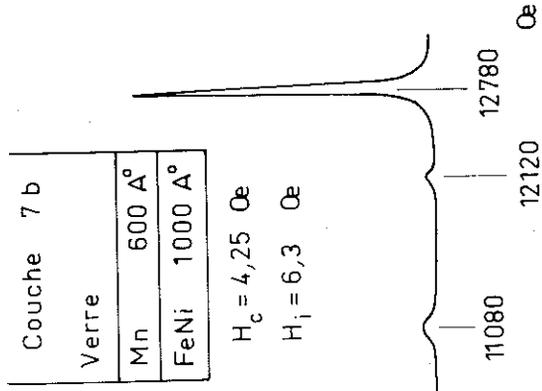
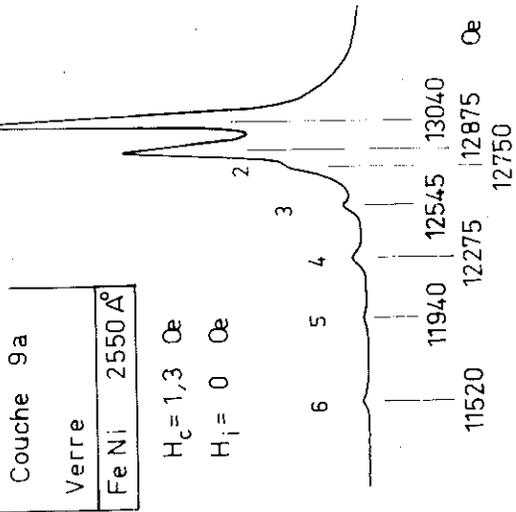
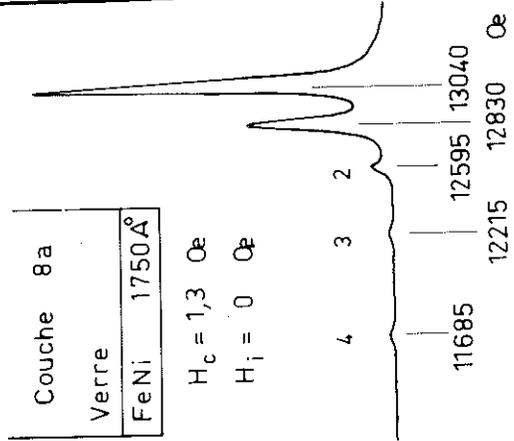
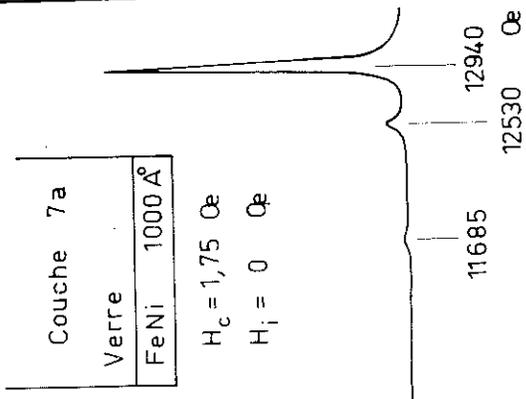
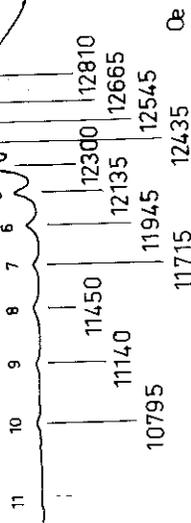


Fig 14 Spectres des couches (7)(8)(9)

Couche 10a

Verre	3750 Å
FeNi	

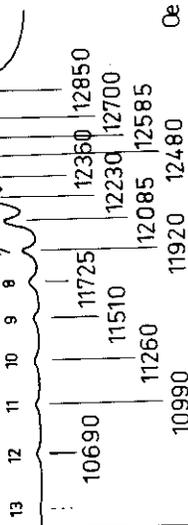
$H_C = 2,75$ Oe
 $H_i = 0$ Oe



Couche 11a

Verre	4300 Å
FeNi	

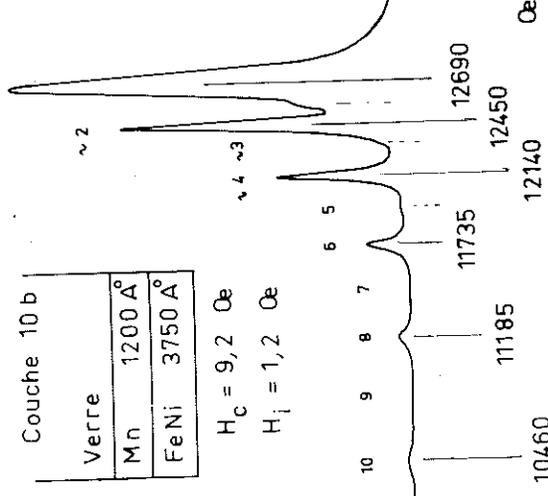
$H_C = 5,6$ Oe
 $H_i = 0$ Oe



Couche 10b

Verre	1200 Å
Mn	
FeNi	3750 Å

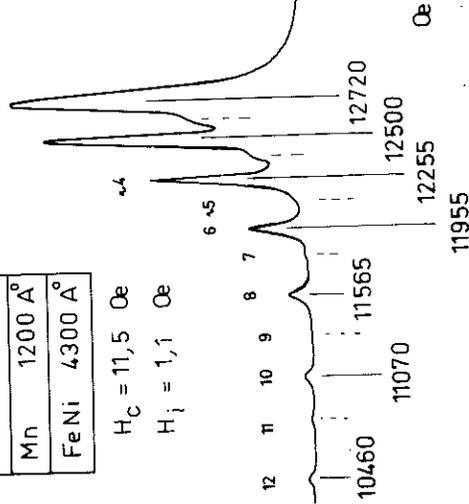
$H_C = 9,2$ Oe
 $H_i = 1,2$ Oe



Couche 11b

Verre	1200 Å
Mn	
FeNi	4300 Å

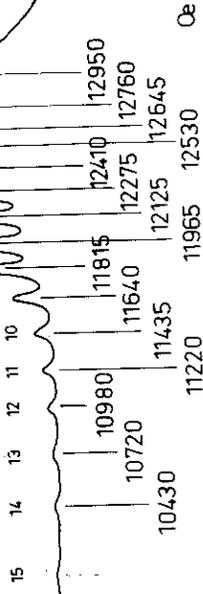
$H_C = 11,5$ Oe
 $H_i = 1,1$ Oe



Couche 12a

Verre	4600 Å
FeNi	

$H_C = 3,25$ Oe
 $H_i = 0$ Oe



Couche 12b

Verre	1200 Å
Mn	
FeNi	4600 Å

$H_C = 10,5$ Oe
 $H_i = 1,1$ Oe

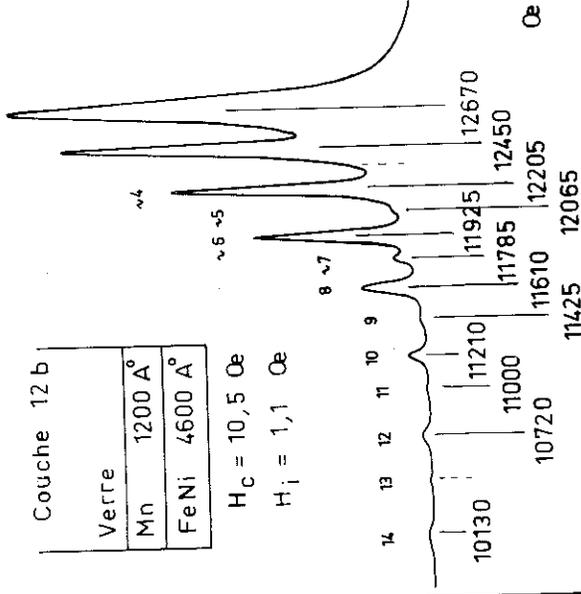


Fig 15 Spectres des couches (10) (11) (12)

De même que précédemment, nous avons tracé les courbes $H_{n-1} - H_n = f(n)$ pour les couches de permalloy sur verre où tous les modes sont présents et les courbes $H_{n-1} - H_{n+1} = f(n)$ pour les couches déposées sur manganèse où un mode sur deux est très faible et sa position mal déterminée. Ce sont les valeurs de n , ainsi déduites, qui sont reportées sur les modes de chaque spectre.

Enfin, nous avons porté sur chaque figure donnant les spectres les valeurs des champs coercitifs H_c et des champs de couplage H_1 relatifs à chaque couche.

6.2.2. Couches non couplées

Les couches de permalloy de diverses épaisseurs, déposées directement sur verre, complètent les résultats précédents. La comparaison de leurs spectres est donc intéressante à ce titre. En particulier, les couches les plus minces (fig. 13) nous confirment que les spins de surface ne sont pas bloqués ; ces couches n'ont qu'un seul mode de résonance dont l'indice doit alors être facile à déterminer ; la quantité $\sigma = H_0 - H_1$ devient en effet très grande pour les faibles épaisseurs.

Nous prendrons $A \approx 1.10^{-6}$ erg/cm et $g \approx 2,1$ soit

$$\frac{\omega}{\gamma} = 3160 \text{ oe} \quad \text{à } 9300 \text{ MHz}$$

$$\text{Les deux équations (10) } H_0 - H_1 = \sigma = \frac{2A}{M} \frac{\pi^2}{L^2} \quad (n = 1)$$

$$\text{et (11) } H_0 = \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M$$

permettent de déduire M et H_0 , compte tenu du fait que nous supposons que le mode de résonance observé est celui

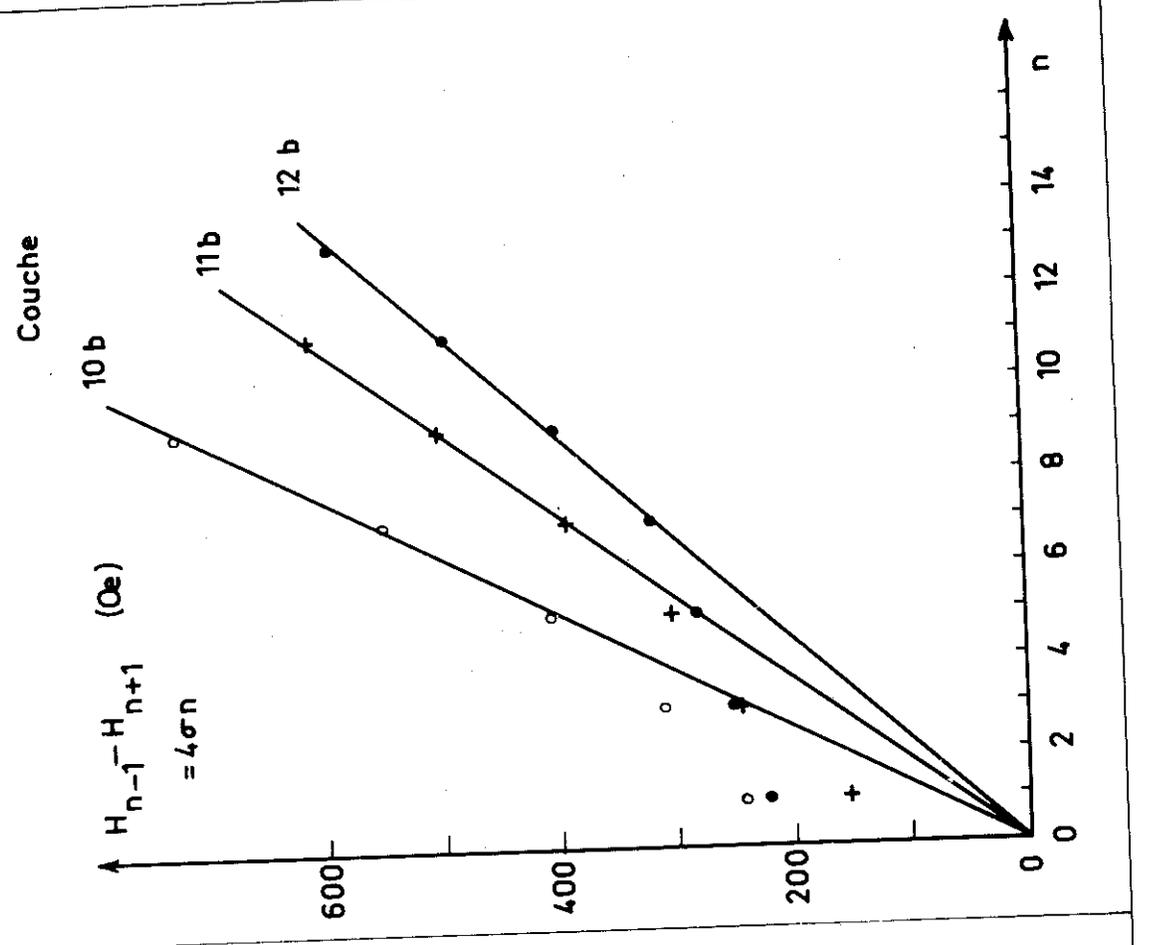
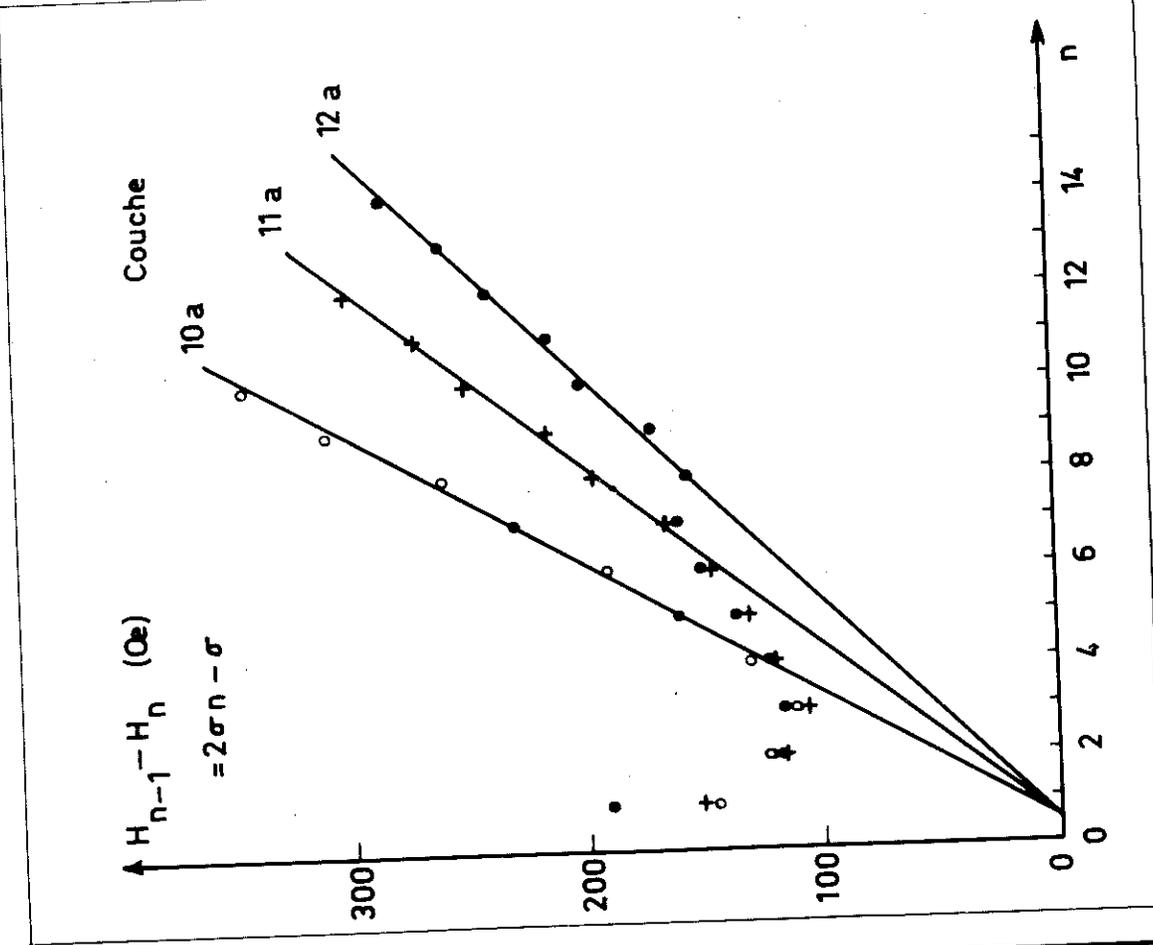


Fig 16 Couches 10,11,12. Recherche des indices

d'indice $n = 1$; pour la couche (6 a) les valeurs
 $H_1 = 12550$ oe $L = 600$ Å nous donnent :

$$M \cong 800 \text{ uem} \text{ et } H_0 \cong 13\,230 \text{ oe}$$

Ces deux valeurs doivent être les mêmes pour les couches (4 a) et (5 a) qui ont été évaporées en même temps. Nous pouvons donc prévoir pour ces deux couches une valeur

$$H_{1th} = H_0 - \sigma$$

Pour la couche (5a) $L \cong 400$ Å, nous trouvons :

$$H_{1th} \cong 11\,690 \text{ oe} \quad \text{or} \quad H_{1exp} = 12\,290 \text{ oe}$$

Pour la couche (4a), $L \cong 200$ Å, nous trouvons :

$$H_{1th} \cong 7\,070 \text{ oe} \quad \text{or} \quad H_{1exp} = 12\,100 \text{ oe}$$

De tels écarts entre la valeur prévue et la valeur expérimentale sont concluants ; le mode de résonance observé n'est pas le mode d'indice $n = 1$.

Ce mode n'est pas non plus le mode de précession uniforme $H_0 = \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M$

dont la position doit être indépendante de l'épaisseur. Or, il existe des différences entre les champs de résonance principaux, même pour les couches les plus épaisses : figure (15) : couche (11 a) et couche (12 a) de la même évaporation.

6.2.3 - Couches couplées

Comparons maintenant les couches de permalloy déposées sur manganèse aux couches de permalloy déposées directement

sur verre. La présence de manganèse fait apparaître dans les spectres obtenus en champ directeur perpendiculaire :

- Une augmentation de la séparation en champ magnétique entre les modes : σ augmente.
- Un décalage du mode principal vers des champs magnétiques inférieurs.
- Une alternance dans les intensités, un mode d'intensité forte est suivi par un mode d'intensité faible.
- Un accroissement de la largeur de raie du mode principal, aussi bien en champ directeur perpendiculaire que parallèle au plan de la couche.

a) Augmentation de σ

Nous avons posé :
$$\sigma = \frac{2 A}{M} \frac{r^2}{L^2}$$

Or, pour le permalloy, A et \bar{M} sont des constantes ; comme le manganèse diffuse dans le permalloy nous sommes conduits à penser que cette diffusion exclut de la résonance une fraction de l'épaisseur de la couche, au moins la partie antiferromagnétique. Il en résulte une diminution de l'épaisseur effectivement en résonance, qui entraîne donc une augmentation de σ . Les valeurs comparées de σ pour un couple de couches (a) et (b) donnent :

$$\frac{\sigma_a}{\sigma_b} = \frac{L_b^2}{L_a^2}$$

ce qui conduit à prendre, pour l'ensemble des couches ci-dessus, une diffusion de manganèse sur des épaisseurs comprises entre 100 Å et 200 Å environ.

Cette diffusion est essentiellement fonction de la température du substrat pendant le dépôt et de la durée pendant laquelle ce substrat est maintenu à haute température ; en particulier, nous avons effectué un recuit sous vide, d'une durée d'une heure environ, sur les couches (7, 8, 9). Ce recuit a provoqué une nette augmentation des valeurs de σ sans modifier notablement les intensités respectives des différents modes, ni affecter les spectres des couches de permalloy déposées sur verre. Le fait que le cycle d'hystérésis du permalloy de la couche (4 b) ne soit pas observable peut être attribué à la diffusion du manganèse dans une fraction importante des 200 Å de permalloy.

b) Décalage du mode principal

Les modes de résonance principaux dans les spectres obtenus en champ directeur perpendiculaire, pour les couches déposées sur manganèse, sont décalés vers des champs magnétiques inférieurs, et ce d'autant plus que l'épaisseur de permalloy est plus petite. Ces spectres confirment définitivement que nous ne sommes pas en présence d'un mode simple :

- Dans le cas d'un mode d'indice $n = 1$

Nous avons déterminé au paragraphe (6.2.2.) :

pour la couche (5a) $H_{1th} \approx 11690$ oe pour $L \approx 400$ Å

pour la couche (4a) $H_{1th} \approx 7070$ oe pour $L \approx 200$ Å

pour les couches (4b) et (5b), les valeurs de L sont certainement inférieures puisque la diffusion du manganèse nous a conduits à une épaisseur effective nettement plus faible. Donc les valeurs de H_{1th} doivent être nettement plus faibles que pour les couches (4 a) et (5 a).

Soit pour la couche (5b) $H_{1th} < 11690$ oe or $H_{1exp} = 12045$ oe
 et pour la couche (4b) $H_{1th} < 7070$ oe or $H_{1exp} = 10620$ oe

Donc même pour les couches déposées sur manganèse,
 le mode principal n'est pas un mode d'indice $n = 1$.

- Toujours pour la même raison, variation du champ de résonance principal en fonction de l'épaisseur, ce n'est pas non plus le mode de précession uniforme. Dans la couche de 200 Å, par exemple, il est très probable que le manganèse a diffusé sur une profondeur appréciable et ainsi provoqué une diminution de M_s donc de H_0 ; mais cette diminution de H_0 existe même pour les couches les plus épaisses ; par exemple, la couche (12 a) a un champ de résonance de 12950 oe, alors que celui de la couche (12 b) est de 12670 oe : pourtant le manganèse n'a certainement pas diffusé sur les 4600 Å de permalloy.

Nous concluons donc définitivement que, dans tous les cas, le mode principal est un mode complexe ; dans les couches déposées sur manganèse, l'épaisseur effective diminue (§ 6.2.3. a), le champ de résonance est toujours déplacé vers des champs magnétiques inférieurs : Ce mode est bien, entre autre, fonction de l'épaisseur de la couche.

c) Alternance dans les intensités

Toutes les couches de permalloy déposées sur verre présentent des spectres dont les intensités relatives décroissent de façon monotone ; seule la couche la plus épaisse (12 a) présente une particularité dans les intensités.

Toutes les couches déposées sur manganèse présentent

au contraire des modes dont les intensités sont alternées ; cette alternance est d'autant plus marquée que l'épaisseur de permalloy est grande : pour L supérieur à 1750 Å (couche 8 b), un mode sur deux disparaît presque complètement. De même, la couche la plus épaisse (12 b) présente, elle aussi, une particularité dans les intensités. (mode $n \approx 7$).

L'alternance dans les intensités relatives semble très intéressante : l'action d'une couche antiferromagnétique de FeNiMn doit être de bloquer les spins de surface et il semble alors tout à fait possible qu'il existe des modes favorisés par rapport à d'autres. Toutefois, nous devons prendre garde que cette alternance dans les intensités apparaît aussi lors d'un dépôt de permalloy sur SiO ; nous avons vu que la présence de SiO semblait entraîner une symétrisation de l'inhomogénéité de l'aimantation qui explique bien l'alternance des intensités ; il pourrait en être de même avec le manganèse et nous ne pouvons rien conclure jusqu'à présent quant à l'effet de la couche antiferromagnétique sur les intensités des modes.

6.2.4 - Interprétation des spectres

a) Blocage des spins et loi quadratique

Divers points sont en faveur d'une hypothèse d'aimantation inhomogène en volume :

- Les modes principaux ne sont pas des modes d'indice $n = 1$; les spins de surface ne sont donc pas complètement bloqués. D'autre part, ce ne sont pas non plus des modes de précession uniforme.
- Les droites $H_{n-1} - H_n = f(n)$ ou $H_{n-1} - H_{n+1} = f(n)$ nous indiquent que les modes d'intensité forte sont des

modes d'indices n pairs ; ce qui nécessite que les spins de surface soient très peu bloqués. (fig. 16).

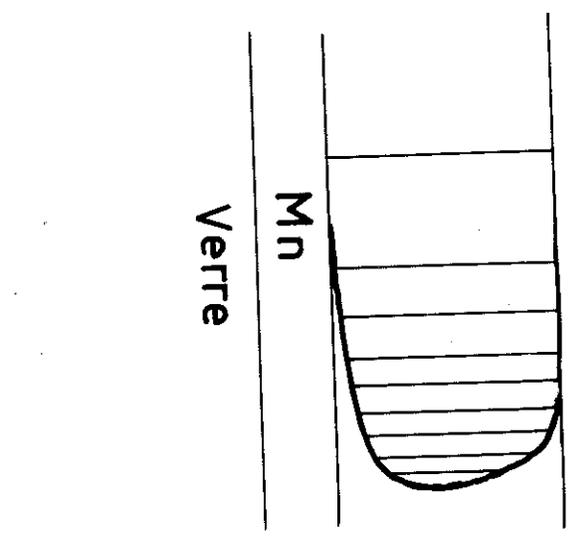
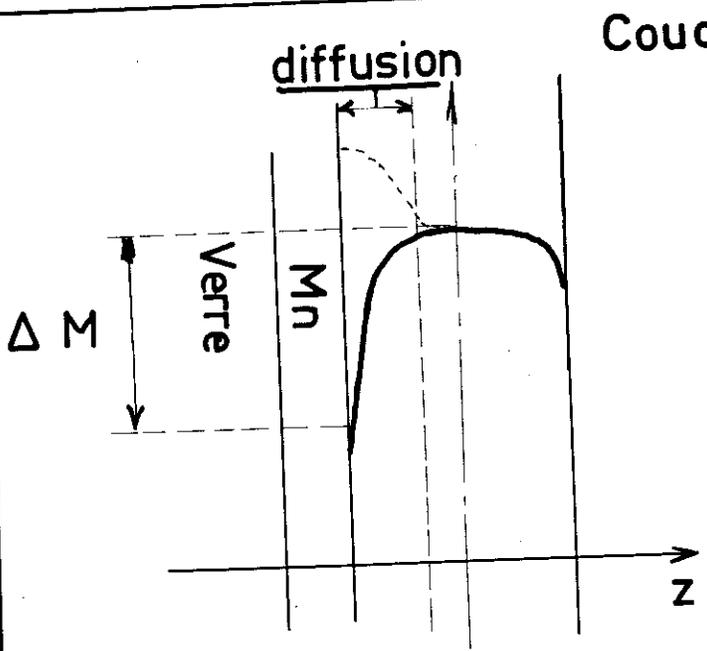
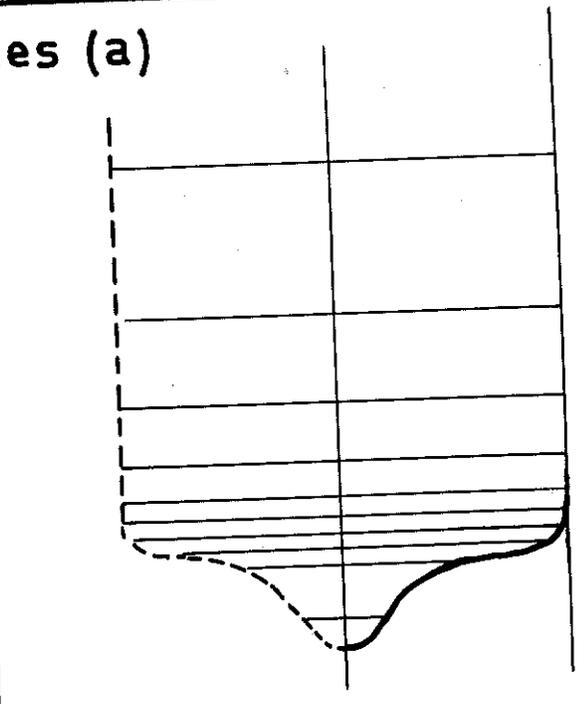
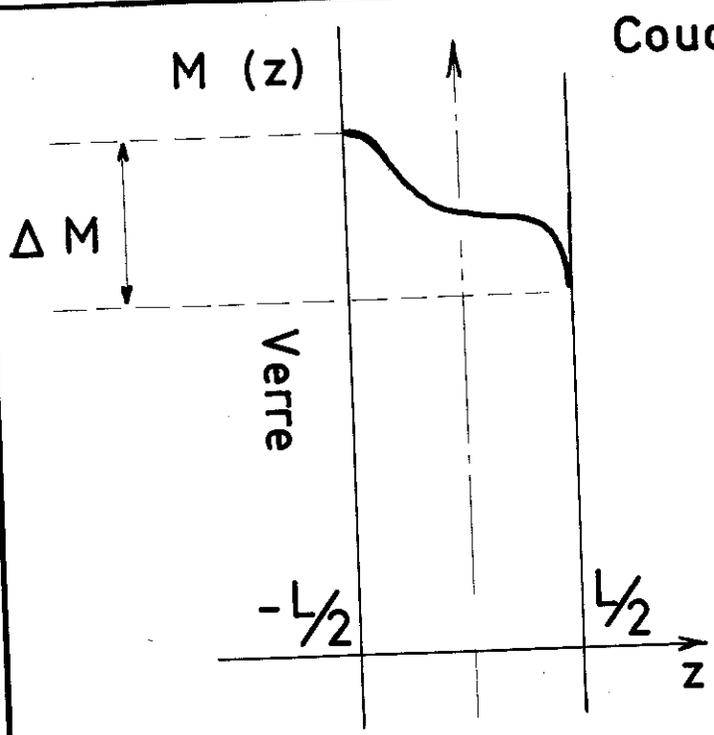
- Compte tenu de ce choix d'indices, la loi quadratique n'est pas suivie par les modes de grande longueur d'onde ; pour les couches (8 et 9), la loi quadratique n'est suivie qu'à partir de l'indice $n = 2$ et, pour les couches (10, 11, 12) qu'à partir de l'indice $n = 6$ environ. Ce fait est particulièrement marqué dans les couches de permalloy épaisses déposées directement sur verre dans lesquelles les écarts entre modes diminuent d'abord avant d'augmenter ; par exemple, dans la couche (11 a) l'écart entre le mode principal et le premier mode est d'environ 140 oe supérieur à celui prévu par la loi quadratique (fig. 16).

Nous adopterons donc l'hypothèse que l'aimantation varie dans l'épaisseur des couches, ainsi que le représente la figure (17).

b) Permalloy déposé sur verre

Dans les couches de permalloy déposées directement sur verre, le puits de potentiel est asymétrique.

- Tous les modes sont présents, les intensités décroissent de façon monotone, comme le prévoit la théorie (fig. 10).
- L'écart entre les modes diminue d'abord, puis augmente pour conduire à une loi de dispersion quadratique. Le mode principal est en effet localisé au fond du puits de potentiel, seule une faible fraction de la couche résonne (fig. 17). Ceci explique, par ailleurs, que ce mode ait une largeur de raie faible, il n'est pas amorti par les courants de Foucault malgré l'épaisseur des couches.
- Le champ de résonance principal est d'autant plus grand



Variation
 $M(z)$

Puits de potentiel et
niveaux d'énergie
correspondants

Fig 17 Inhomogénéité en volume. Couches 4 à 12

que la couche est plus épaisse, même pour les couches très épaisses ; ce mode est une fonction complexe de l'épaisseur, par exemple, ce serait une fonction d'Hermite dans le cas idéal d'une variation parabolique de l'aimantation.

c) Permalloy déposé sur Manganèse

Dans les couches de permalloy déposées sur manganèse le puits de potentiel est symétrique :

- Un mode sur deux est fortement excité, c'est un mode d'indice n pair, comme le prévoit la théorie.
- L'écart entre les modes augmente dès les premières valeurs ; en effet, le mode principal résonne dans une partie de la couche plus importante (fig. 17). Par là même, il est amorti par les courants de Foucault, sa largeur de raie est plus grande.

d) Conclusion

Physiquement, il est beaucoup plus concevable qu'un dépôt sur du manganèse, plutôt que sur du SiO, entraîne une diminution de l'aimantation faisant passer l'inhomogénéité de la forme asymétrique à la forme symétrique (fig. 10 A) ; en effet, le manganèse diffuse dans les couches atomiques d'aimantation forte, forme avec elles un alliage FeNiMn antiferromagnétique et les exclut ainsi de la résonance. Il ne reste que les couches atomiques d'aimantation plus homogènes (fig. 17).

Les différences entre les spectres des couches de permalloy déposées sur verre d'une part, sur manganèse d'autre part, semblent donc provenir simplement du fait que le manganèse diffuse dans le permalloy ; il en résulte

une décroissance apparente de l'épaisseur de la couche et une différence dans la forme de l'inhomogénéité de l'aimantation.

6.2.5. - Recherche de l'effet de la couche antiferromagnétique

Les couches de permalloy déposées sur manganèse montrent des cycles d'hystérésis décalés ; la présence de ce décalage et donc la possibilité de mesurer un champ de couplage H_1 , différent de zéro, nous prouve la présence d'une couche antiferromagnétique.

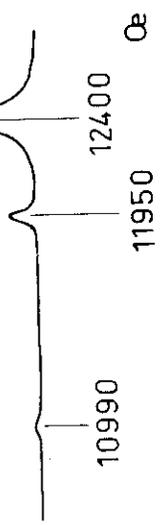
De façon à extraire les effets éventuels de cette couche sur les spectres, nous avons étudié des couches de permalloy déposées sur du palladium ; ce dernier diffuse aussi dans le FeNi, mais les alliages FeNiPd ne sont aucunement antiferromagnétiques ; nous pourrions donc comparer les spectres obtenus avec les précédents.

a) Couches de permalloy déposées sur palladium

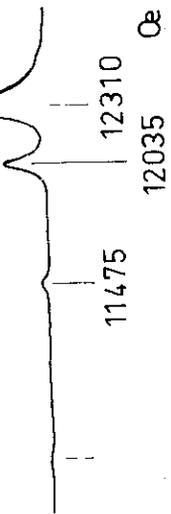
L'étude porte sur deux séries de six couches réalisées dans des conditions s'approchant le plus possible des précédentes ; toutefois, lors de l'évaporation de la deuxième série de couches, l'utilisation d'un creuset neuf a provoqué une remontée de pression au début de l'évaporation ; cette dernière s'est faite au début à vitesse nettement plus grande. Nous préparons toujours des couples de couches, seule l'une d'entre elles est déposée sur du palladium évaporé préalablement.

Les résultats sont qualitativement tout à fait identiques à ceux obtenus avec le manganèse (fig. 18 - 19). Les spectres obtenus en champ directeur perpendiculaire montrent en effet, par comparaison avec ceux des couches déposées directement sur verre, que ceux des couches déposées sur palladium présentent :

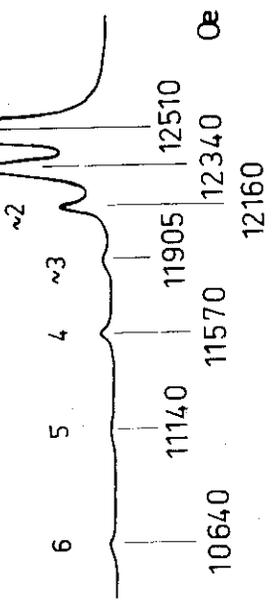
Couche 13 a
Verre
FeNi 900 Å°



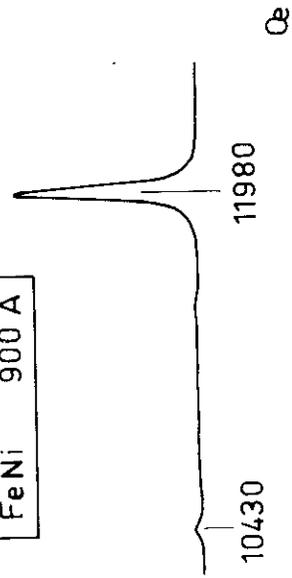
Couche 14 a
Verre
FeNi 1300 Å°



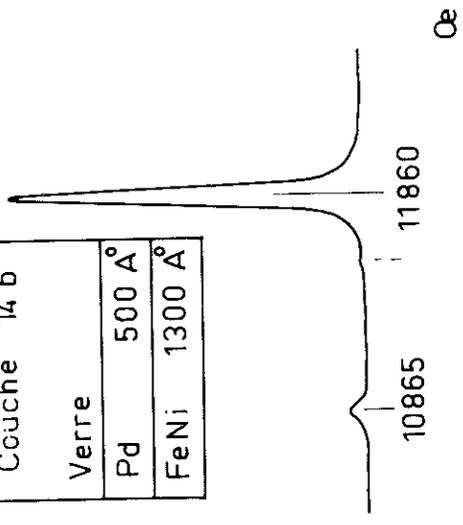
Couche 15 a
Verre
FeNi 2450 Å°



Couche 13 b
Verre
Pd 500 Å°
FeNi 900 Å°



Couche 14 b
Verre
Pd 500 Å°
FeNi 1300 Å°



Couche 15 b
Verre
Pd 500 Å°
FeNi 2450 Å°

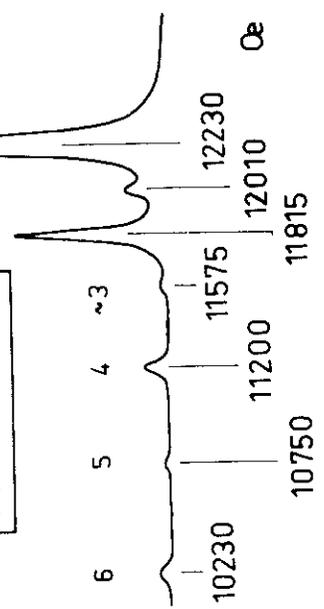


Fig 18 Spectres des couches (13) (14) (15)

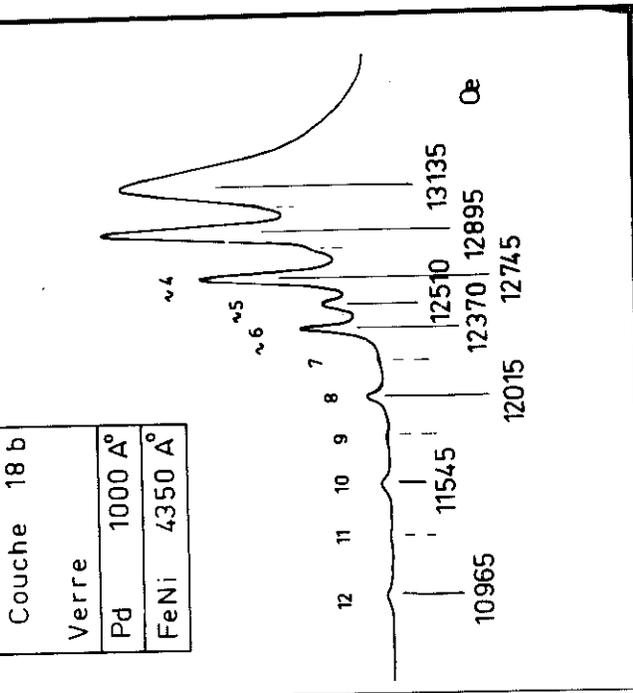
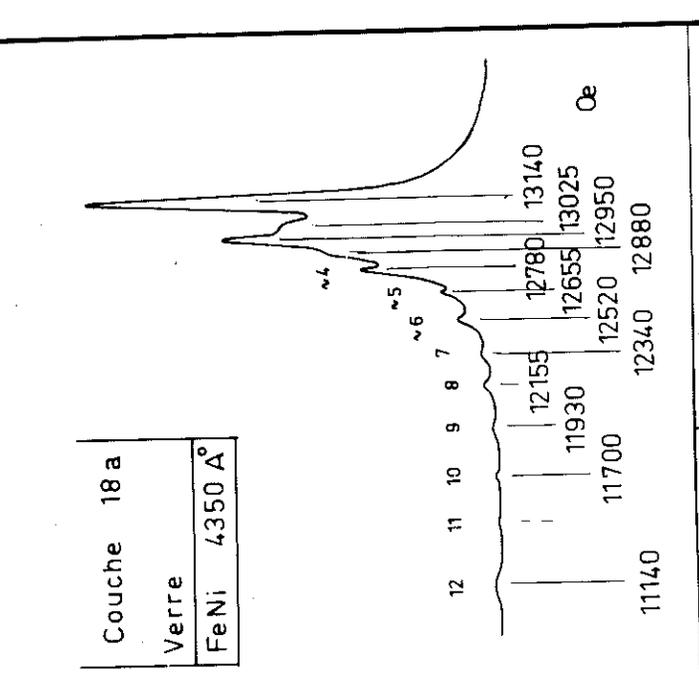
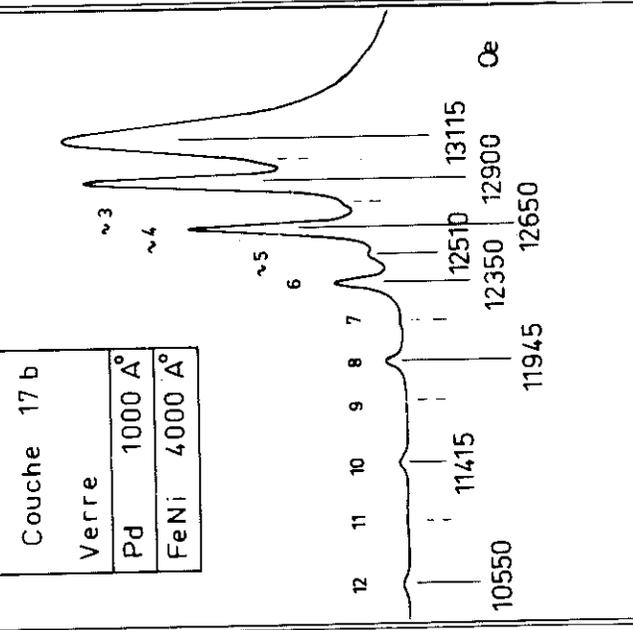
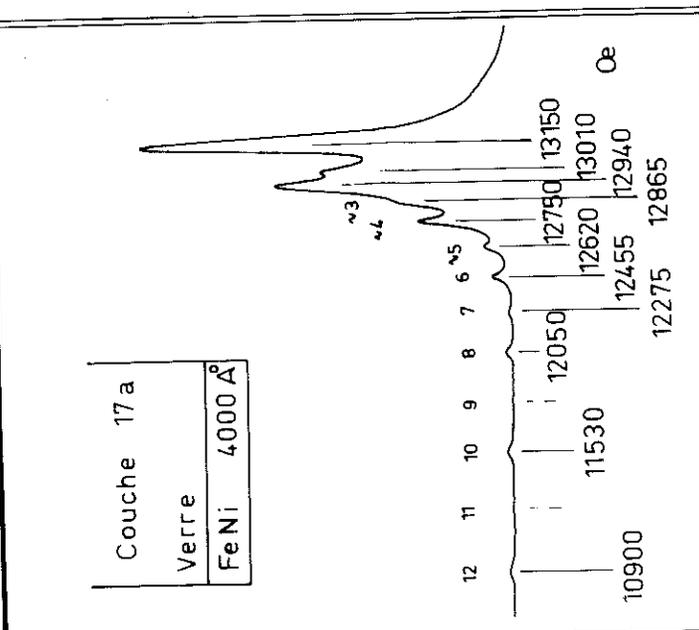
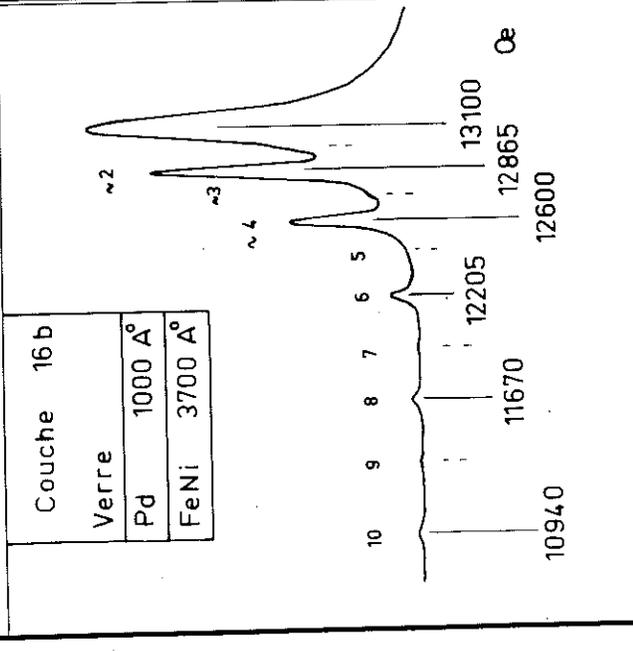
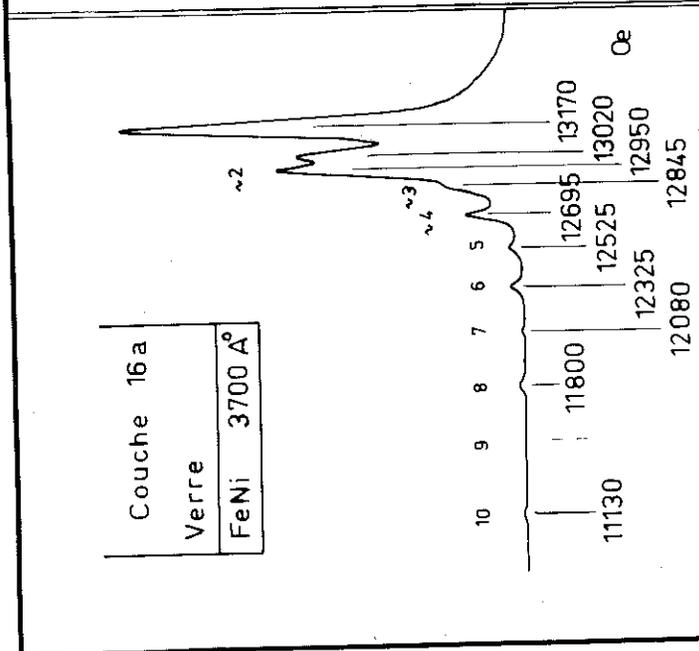
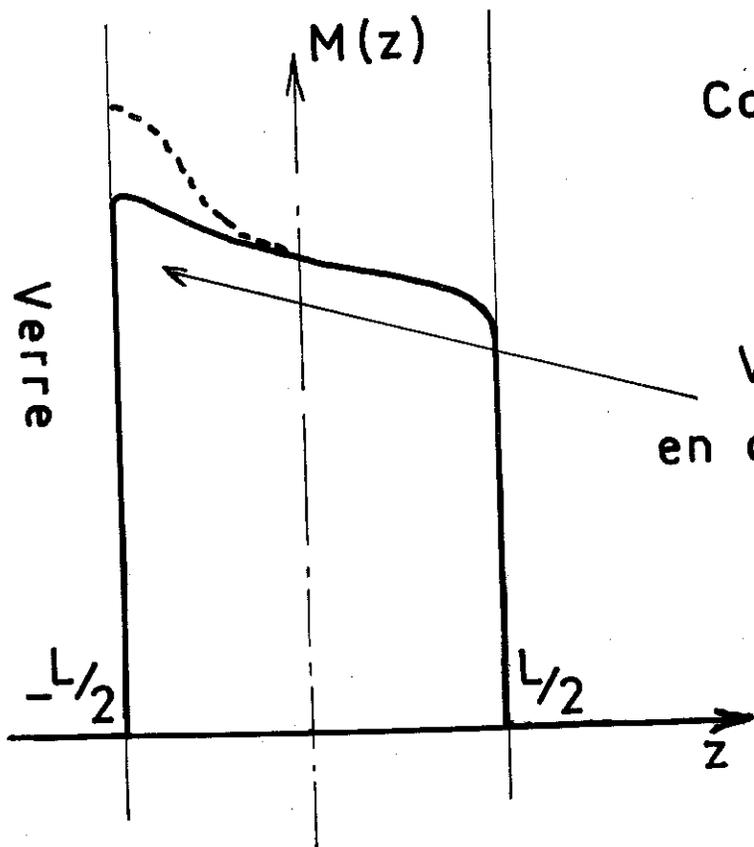


Fig 19 Spectres des couches (16) (17) (18)

- Un décalage du pic de résonance principal vers des champs magnétiques inférieurs, décalage d'autant plus important que l'épaisseur de permalloy est faible.
- Une augmentation de la quantité σ . Cette augmentation est du même ordre de grandeur que pour les couches déposées sur manganèse ; les valeurs comparées de σ montrent que le palladium diffuse sur une épaisseur de permalloy comprise entre 100 Å et 200 Å.
- Une alternance très prononcée dans les intensités des modes secondaires ; il est ici nécessaire de prendre les deux séries de couches séparément : En effet, la première série de couches de permalloy déposées directement sur verre présente des modes dont les intensités décroissent de façon monotone. Mais la deuxième série (fig. 19) présente des modes dont les intensités sont déjà fortement alternées.

L'évaporation de la deuxième série de couches a en effet commencé dans un vide moins bon que précédemment (9.10^{-6} Torr); ce dernier s'est ensuite amélioré progressivement ; il est tout à fait possible donc, que le puits de potentiel pour ces couches soit déjà moins asymétrique (fig. 20). La présence d'impuretés au début de l'évaporation explique que l'aimantation des premières couches atomiques soit moins forte que dans les films minces étudiés précédemment.

Il existe, d'autre part, un autre point particulier à cette série : La couche (16 a) d'épaisseur $L = 3700 \text{ Å}$ a un champ de résonance principal très voisin de celui des couches (17 a) et (18 a) d'épaisseurs 4000 Å et 4350 Å ; or, d'une façon très générale, pour toutes les évaporations le champ de résonance principal était d'autant plus élevé que l'épaisseur de la couche était



Couches 16 a, 17 a, 18 a .

Vide moins bon
en début d'évaporation

Fig 20 Inhomogénéité en volume

Epaisseur L Å°	Vitesse Å°/s d'évaporation	M Gauss	g
2600	260	1070	1,95
2400	240	840	2,01
1200	120	870	2,04
820	82	820	1,96
780	78	870	2,02
3200	9	690	2,03
1470	2	660	2,03
750	2	655	1,96

Tableau V D'après Nisenoff et Terhune (55)

plus grande ; par contre, d'une évaporation à l'autre, la dispersion des champs de résonance principaux est importante. Ici, pour cette dernière série, la vitesse d'évaporation a été nettement plus grande, environ 25 Å/sec, au début du dépôt, c'est-à-dire justement pour la couche (16 a) la plus mince ; ce résultat est en accord avec des expériences de Nisenoff et Terhune (réf. 55) effectuées en fonction de la vitesse d'évaporation :

Leurs résultats sont reportés tableau (V). Pour un même matériau évaporé, les valeurs de M déduites des résonances principales - en champ directeur parallèle et perpendiculaire au plan de la couche - varient dans des proportions considérables, de 650 à 1070 , par accroissement de la vitesse d'évaporation.

La position de la raie principale en champ magnétique est donc bien fortement fonction de la structure interne de la couche, structure qui varie, en particulier, avec la vitesse d'évaporation ; ce dernier point peut expliquer la grande dispersion obtenue dans nos résultats sur la position de la raie de résonance principale, d'une évaporation à l'autre, donnant une dispersion sur les valeurs de $4 \cdot M$. Même pour des évaporations dans un très bon vide, cette dispersion subsiste (réf. 46).

b) Etude en fonction de la température

Nous avons essayé de mettre en évidence l'effet de la présence de la couche antiferromagnétique de $FeNiMn$ en chauffant les échantillons au-dessus du point de Néel de l'antiferromagnétique. Les résultats pour un couple de couches sont portés figure (21).

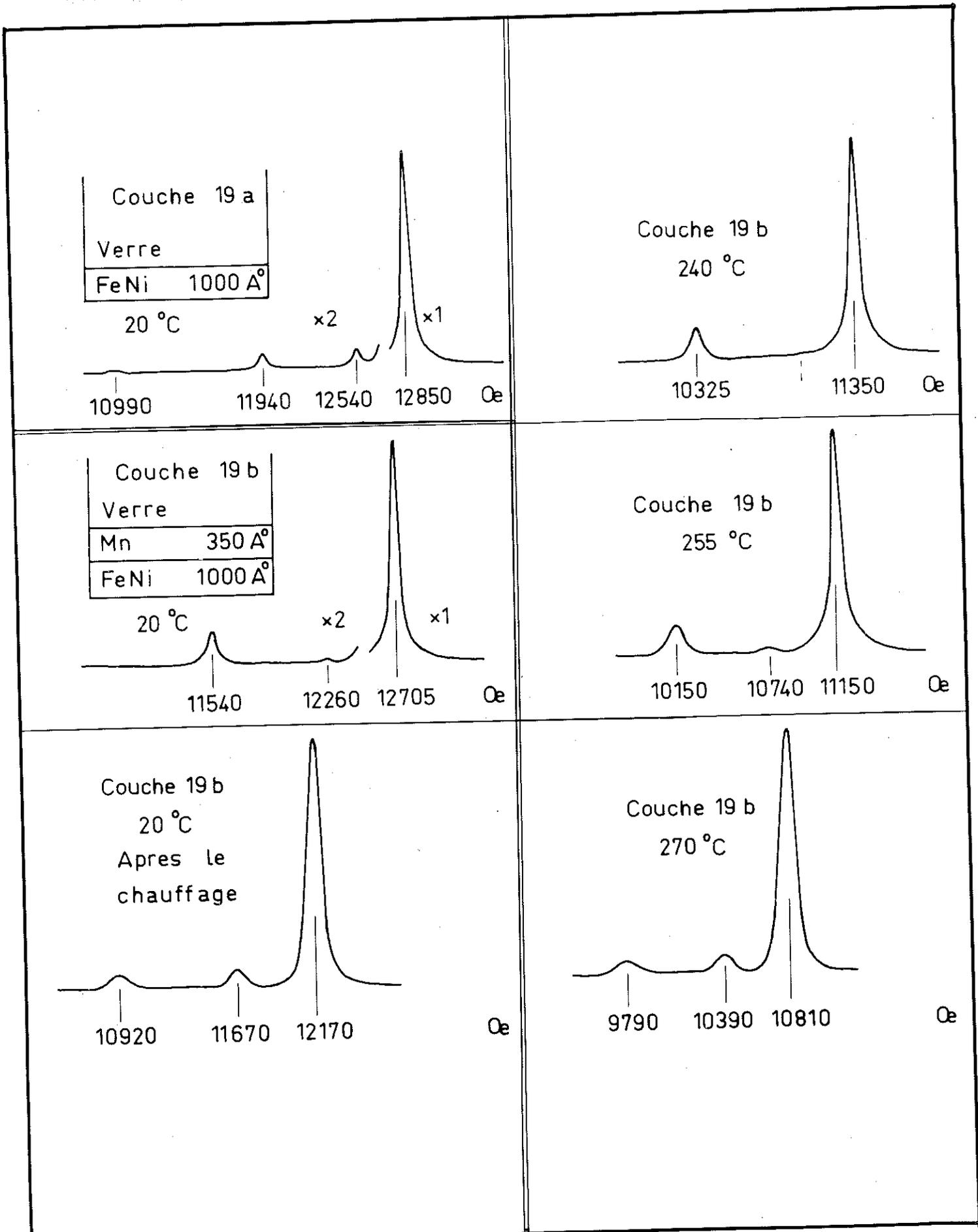


Fig 21 Spectres en fonction de la température

- La couche de permalloy déposée sur verre présente trois modes secondaires ; les intensités décroissent de façon monotone.
- La couche de permalloy déposée sur manganèse présente trois modes secondaires, plus espacés en champ, le deuxième mode ayant une intensité forte par rapport au premier.

Les spectres de la couche (19 b) lors du chauffage nous montrent que :

Le premier mode secondaire diminue d'abord en intensité ; il disparaît vers 200°C , puis réapparaît et augmente brusquement à partir de 255°C ; il devient ensuite plus intense que le second mode vers 270°C .

Il est à nouveau très difficile de conclure : en effet, lorsque nous refroidissons, les intensités relatives ne changent plus, bien que le FeNiMn rede-vienne à nouveau antiferromagnétique. Après retour à la température ambiante nous ne retrouvons pas le spectre original, tant du point de vue intensités relatives que du point de vue champs de résonance ; les raies ont des largeurs plus que doublées. La couche s'est donc modifiée irréversiblement. La cause peut en être, soit une diffusion supplémentaire du manganèse par effet de recuit, soit une détérioration de la couche par le chauffage dans le courant d'azote chaud dont le débit devient important lorsque nous désirons élever la température au-dessus de 200°C .

Nous avons repris la même étude avec des couches couplées préparées différemment : la couche de FeNiMn antiferromagnétique est déposée par évaporation simultanée de permalloy et de manganèse ; puis nous arrêtons

l'évaporation du manganèse et déposons le permalloy ; on peut s'attendre alors à obtenir une couche plus stable du point de vue diffusion du manganèse.

En chauffant, nous obtenons les mêmes résultats ; la couche se modifie de façon irréversible.

Nous montrons plus loin, avec des couches homogènes et insensibles à la diffusion (couches épitaxiales § 7.2) que la diminution de l'intensité du premier mode secondaire au début du chauffage résulte effectivement de la présence de la couche antiferromagnétique. Les autres modifications du spectre ne peuvent être attribuables qu'à des transformations profondes et irréversibles de la couche.

6.3 - CONCLUSION A L'ETUDE DES COUCHES POLYCRISTALLINES

Les spectres d'onde de spin stationnaire des couches de permalloy semblent fonction de tous les facteurs intervenant dans les dépôts. L'étude approfondie de ces spectres ne sera fructueuse que par une connaissance et un contrôle précis des paramètres intervenant dans la préparation des couches.

En particulier, de nombreuses études sont possibles en faisant varier très systématiquement :

- La matière et l'état de surface des substrats.
- Les vitesses d'évaporations; l'utilisation d'un asservissement de vitesse semble même s'imposer.
- La qualité du vide ; l'utilisation de l'ultra-vide, ou la connaissance précise des pressions partielles des gaz résiduels est essentielle.

Les expériences précédentes permettent toutefois de

conclure que :

- Les spins de surface de nos couches semblent peu bloqués ("pinning statique") ; les modes d'onde de spin semblent plutôt excités par la présence d'une inhomogénéité en volume de l'aimantation, inhomogénéité dépendant essentiellement des conditions de préparation des couches.
- Un dépôt de permalloy sur une couche de manganèse représente un spectre très différent de celui d'une couche de permalloy déposée sur verre, mais il n'est pas possible de savoir si ces différences sont dues à la présence d'une couche antiferromagnétique de FeNiMn, ou bien à une modification dans la structure de la couche. Le même phénomène se produisait dans les expériences d'oxydations de couches (Kooi et al. Réf. 56).

L'étude du couplage ferro-antiferromagnétique, aussi bien que du blocage statique des spins de surface par un autre mécanisme, ne pourra se faire que sur des couches homogènes.

7. ETUDE DE COUCHES EPITAXIALES

7.1 - COUCHES DE PERMALLOY EPITAXIALES

7.1.1 - Spectres obtenus

Le permalloy est maintenant obtenu par épitaxie sur de l'argent [111] porté à 330°C environ. L'argent est lui-même une couche mince épitaxiale déposée sur un mica fraîchement clivé et chauffé à 280°C. Le permalloy a une direction [111] perpendiculaire au plan de la couche. De façon à obtenir une bonne homogénéité de l'aimantation du permalloy, nous

prendrons grand soin de ne commencer le dépôt proprement dit qu'après avoir laissé se stabiliser pendant plusieurs minutes la vitesse d'évaporation, ainsi que la pression dans l'enceinte à vide.

La figure (22) donne trois spectres de couches de permalloy ainsi obtenues au cours de trois évaporations distinctes. Les modes supérieurs d'onde de spin dans ces couches sont très faiblement excités, comparés au mode principal. Le rapport des intensités mesurées, comme la hauteur de pic à pic de la dérivée du signal d'absorption, est couramment de l'ordre de 10^{-3} .

7.1.2 - Interprétation et calcul de K_s

a) Interprétation

Nous interprétons ces spectres en supposant que la couche est bien homogène et les champs appliqués uniformes.

Nous avons écrit l'équation (31) (§ 5.1.1)

$$j \frac{1}{\gamma} \frac{\partial m^+}{\partial t} = \frac{2 A}{M} \frac{\partial^2 m^+}{\partial z^2} + (4 \pi M - H) m^+$$

et cherché des solutions particulières de cette équation de la forme :

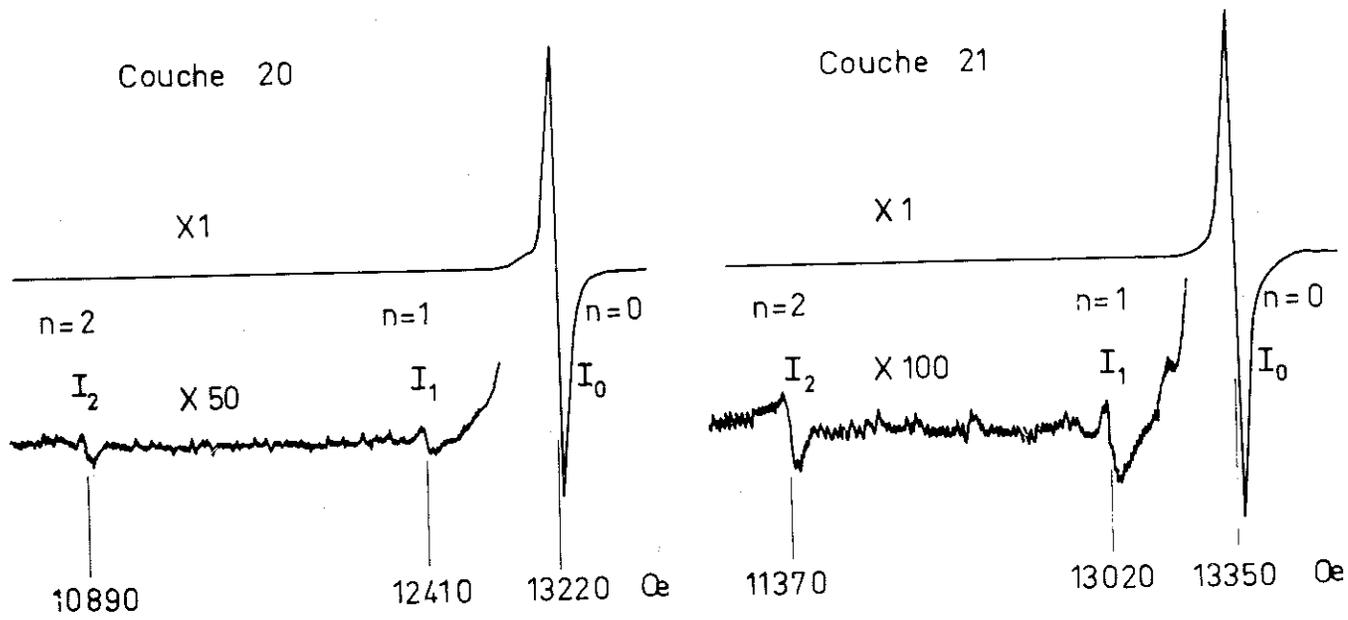
$$(37) \quad m^+ = m(z) e^{j\omega t} \quad m(z) = \alpha \cos k z + \beta \sin k z$$

Les conditions aux limites sont données par : (§ 5-2 ; Réf. 22 et 23)

$$(35) \quad 2 A \frac{\partial m}{\partial z} = \frac{1}{2} K_s m \quad \text{pour} \quad z = \pm \frac{L}{2}$$

et nous avons vu que si les spins de surface ne sont pas bloqués

$$K_s \ll 2 A k \quad \text{et} \quad \frac{\partial m}{\partial z} = 0 \quad \text{pour} \quad z = \pm \frac{L}{2}$$



Mica
Ag ~ 2000 Å°
FeNi ~ 700 Å°

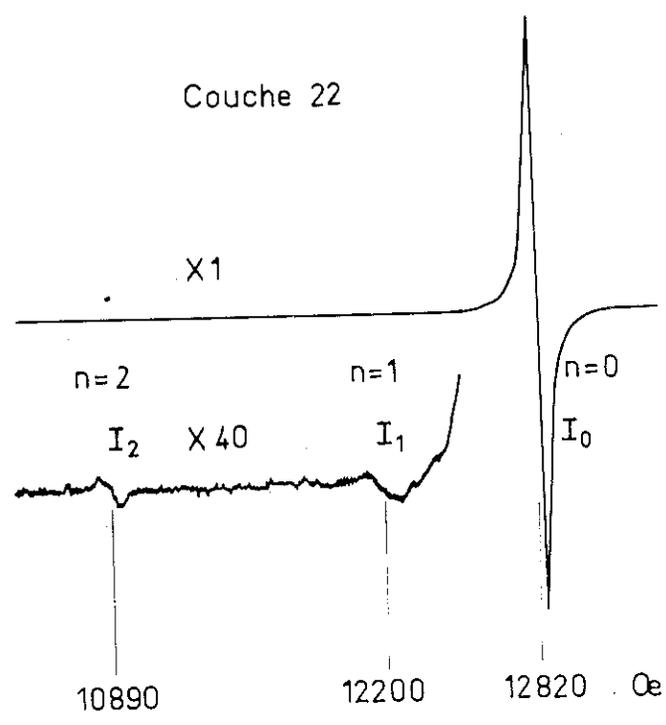


Fig 22 Spectres de couches épitaxiales

Les intensités des modes étant proportionnelles à

$$\left[\int_{-L/2}^{+L/2} m(z) dz \right]^2 \quad \text{seul le mode de précession uniforme}$$

doit être excité, aucun des modes secondaires ne sera couplé avec le champ hyperfréquence (fig. 6 A).

b) calcul des intensités

Il est toujours possible de faire un calcul numérique de l'intensité des modes avec un ordinateur, mais, dans le cas particulier d'un blocage très faible aux deux surfaces, une valeur approchée de cette intensité a été calculée directement par C.F. Kool :

Changeons les variables dans l'équation (22), de façon à obtenir des grandeurs sans dimension et posons :

$$(62) \quad \xi = \frac{z}{L} \quad K = \frac{L K_B}{2 A} \quad \text{et} \quad \beta_n = \frac{L k}{2}$$

Les équations (35) et (37) donnent la valeur de β_n pour $\xi = \pm \frac{1}{2}$

$$(63) \quad \cotg \beta_n = 2 \beta_n / K$$

dont on peut déterminer les solutions graphiquement.

Pour $K \neq 0$, l'équation (63) donne les solutions :

$$(64) \quad \beta_n = \frac{n \pi}{2} \quad n = 0, 2, 4 \dots$$

C'est le cas de la figure (6 A) ; le mode $n = 0$ peut seul être excité par un champ uniforme, les modes $n > 0$ n'étant pas excités.

Par contre, si $K = 0$, les modes $n = 2, 4, 6 \dots$ seront également excités et le rapport entre l'intensité de ceux-ci et celle du mode $n = 0$ permettra une estimation de la valeur de K .

Nous chercherons les solutions pour $K < 1/3$. Développons $\cotg \beta_n$ au voisinage de $\beta_n = n \pi/2$ et limitons-nous au premier

.../.

terme :

$$\cotg \beta_n = \frac{1}{\beta_n} - \dots$$

(64) devient alors

$$(65) \quad \beta_n \approx \frac{n\pi}{2} + \frac{K}{n\pi}$$

où le terme $K/n\pi$ provient du terme $1/\beta_n$ du développement de $\cotg \beta_n$

Nous calculerons les intensités à partir de l'équation (31) avec $m(z) = \sum_n a_n \cos 2 \beta_n \xi$ comme fonctions propres ; introduisons l'amortissement $\Delta\omega$ en remplaçant ω par $\omega - j\Delta\omega$, et remplaçons H par H_n champ pour la résonance d'ordre n .

Nous obtenons :

$$(66) \quad \sum_{n=0,2,4 \dots} a_n \cos 2 \beta_n \xi = - \frac{j \gamma h}{\Delta\omega}$$

En multipliant chaque membre par $\sum_{m=0,2,4} a_m \cos 2 \beta_m \xi$ et en intégrant de $\xi = -1/2$ à $\xi = +1/2$, nous obtenons alors :

$$(67) \quad \sum_m \sum_n a_m a_n \int_{-1/2}^{+1/2} \cos 2 \beta_m \xi \cdot \cos 2 \beta_n \xi \cdot d\xi = \frac{j \gamma h}{\Delta\omega} a_m$$

$m = 0, 2, 4$

$$\int_{-1/2}^{+1/2} \cos 2 \beta_m \xi \cdot d\xi$$

Les fonctions $\cos 2 \beta_n \xi$ n'étant pas orthogonales dans l'intervalle d'intégration $-1/2 \leq \xi \leq +1/2$, nous devons évaluer toutes les intégrales de ces sommes :

- Pour $n = 0, 2, 4, 6 \dots$ et $m = 0$, nous obtenons :

$$(68) \quad P_n = \int_{-1/2}^{+1/2} \cos 2 \beta_n \xi \cdot d\xi = \frac{\sin \left(\frac{n\pi}{2} + \frac{K}{n\pi} \right)}{\frac{n\pi}{2} + \frac{K}{n\pi}}$$

Choisissons $K \leq 1/3$ et $n \geq 2$, nous pouvons écrire l'équation (68) :

$$(69) \quad P_n = \frac{2K}{(n\pi)^2} \text{ avec une erreur inférieure à } 2\%.$$

- Pour $n = m$, nous obtenons les termes suivants :

$$(70) \quad P_{n n} = \int_{-1/2}^{+1/2} \cos 2 \beta_n \xi \, d\xi = \frac{1}{2} + \frac{K/n\pi}{n\pi/2 + K/n\pi}$$

Pour $K \leq 1/3$ et $n \geq 2$, $P_{n n} = 1/2$, avec une erreur inférieure à 3 %

- Pour $n \neq m$, nous obtenons enfin :

$$P_{n m} = \int_{-1/2}^{+1/2} \cos 2 \beta_n \xi \cos 2 \beta_m \xi \, d\xi$$

$$= - \cos \frac{\pi}{2} (n - m) \left[\frac{\sin \frac{K(m-n)}{\pi m n}}{(m-n) \left(\pi - \frac{2K}{\pi m n} \right)} \right]$$

$$+ \cos \frac{\pi}{2} (m + n) \left[\frac{\sin \frac{K(m+n)}{\pi m n}}{(m+n) \left(\pi + \frac{2K}{\pi m n} \right)} \right]$$

Avec $K < 1/3$, $m = 2, 4, 6 \dots$ $n = 2, 4, 6 \dots$ et $m \neq n$, nous obtenons :

$$(72) \quad P_{m n} \approx \frac{K}{2 m n} \left[\cos \frac{\pi}{2} (m + n) - \cos \frac{\pi}{2} (m - n) \right] = 0$$

avec une erreur inférieure à 1 %.

Finalement, la valeur approchée de a_m est

$$(73) \quad j a_m = \frac{\gamma h}{\Delta \omega} \frac{4 k}{(n \pi)^2}$$

avec une erreur inférieure à 6 %

Nous obtenons de même :

$$(74) \quad j a_0 = \frac{\gamma h}{\Delta \omega}$$

d'où le rapport entre les intensités

$$(75) \quad \frac{I_n}{I_0} = \frac{a_n a_n^*}{a_0 a_0^*} = \frac{16 K^2}{\pi^4 n^4} \quad n = 0, 2, 4 \dots$$

La constante d'anisotropie superficielle est alors :

$$(76) \quad K_s = \frac{n^2 \pi^2 A}{2 L} \sqrt{\frac{I_n}{I_0}} \quad n = 2, 4, 6 \dots$$

Pour $K = 1/3$ et $n = 2$, l'erreur sur la valeur de K_s

obtenue par cette formule est inférieure à 12 % et pour $K < 1/3$ et $n > 2$, l'erreur diminue rapidement.

7.1.3 - Conclusions

Dans les spectres obtenus, la présence d'un faible mode d'ordre 1 a plusieurs origines possibles : soit une très légère inhomogénéité de l'aimantation dans l'épaisseur de la couche, soit une inhomogénéité du champ hyperfréquence par suite des courants de Foucault, soit un blocage en surface différent en intensité du côté air et du côté argent. Ces trois effets peuvent contribuer aussi à exciter les modes d'ordre supérieur $n = 2, 4, \dots$. Par contre, un léger blocage en surface de même intensité du côté air et du côté argent n'excite pas les modes d'ordre $n = 1, 3, 5, \dots$ et contribue seulement à l'excitation des modes d'ordre $n = 2, 4, 6, \dots$.

Si nous attribuons l'excitation du mode d'ordre 2, exclusivement à ce dernier mécanisme, nous pouvons en déduire la valeur maximum possible du blocage en surface, défini par la constante K_s d'anisotropie de surface.

C'est ce que nous avons fait pour les couches dont les spectres sont représentés sur la figure (22). Nous trouvons :

couche (20)	$I_2/I_0 = 0,7 \cdot 10^{-3}$	$K_s \approx 0,75 \cdot 10^{-1}$ erg/cm ²
couche (21)	$I_2/I_0 = 1,3 \cdot -$	$K_s \approx 1 \cdot 10^{-1}$ erg/cm ²
couche (22)	$I_2/I_0 = 0,9 \cdot -$	$K_s \approx 0,85 \cdot 10^{-1}$ erg/cm ²
	soit $K_s \leq 1 \cdot 10^{-1}$ erg/cm ²	

Nous pourrions toutefois imaginer que les divers mécanismes d'excitation du mode $n = 2$ peuvent se compenser mutuellement pour donner une résultante très faible, malgré un blocage important. Une telle compensation paraît

improbable étant donné la reproductibilité des résultats.

Les spins de surface de nos couches épitaxiales ne sont donc pas bloqués ; l'anisotropie de surface type Néel est insuffisante pour provoquer un blocage appréciable ; ce résultat est en accord avec les calculs de Pincus (réf. 14) et Soohoo (réf. 15).

7.2 - COUCHES DE PERMALLOY EPITAXIALES AVEC COUPLAGE FERRO-ANTIFERROMAGNETIQUE

Sur une couche de permalloy épitaxiale réalisée dans les mêmes conditions que précédemment, nous avons évaporé une couche de FeNiMn, par évaporation simultanée à partir de deux creusets séparés du permalloy et du manganèse. La concentration en poids du manganèse est de $50 \% \pm 10 \%$. Cette couche de FeNiMn n'est, en général, pas épitaxiale. On observe de même que précédemment l'existence d'un couplage ferro-antiferromagnétique entre le permalloy et le FeNiMn. Ce couplage se traduit toujours par un décalage de cycle d'hystérésis du corps ferromagnétique, après refroidissement sous champ constant, depuis une température supérieure à la température de Néel de l'antiferromagnétique.

Dans les échantillons polycristallins obtenus par diffusion de manganèse, il s'est donc révélé impossible de mettre en évidence l'influence du couplage ferro-antiferromagnétique sur les résonances d'onde de spin, car elle était masquée par les effets beaucoup plus importants de l'inhomogénéité de l'aimantation du FeNi dans l'épaisseur de la couche et de la diffusion du manganèse.

Par contre, avec la technique d'évaporation simultanée du permalloy et du manganèse sur des couches épitaxiales de permalloy, l'effet de la diffusion est pratiquement supprimé et il est possible de mettre en évidence les

effets du couplage ferro-antiferromagnétique.

La figure (23) représente les spectres de deux couches de permalloy identiques :

- la couche (23 a) est une couche de permalloy seule.
- la couche (23 b) est une couche de permalloy en contact avec une couche de FeNiMn.

Nous observons que le mode I_1 est beaucoup plus fortement excité sur la couche (b) que sur la couche (a), tandis que le mode I_2 est lui-même sensiblement augmenté. Ceci résulte d'un blocage partiel des spins à la surface du permalloy, par suite de leur interaction avec le système statique des spins antiferromagnétiques.

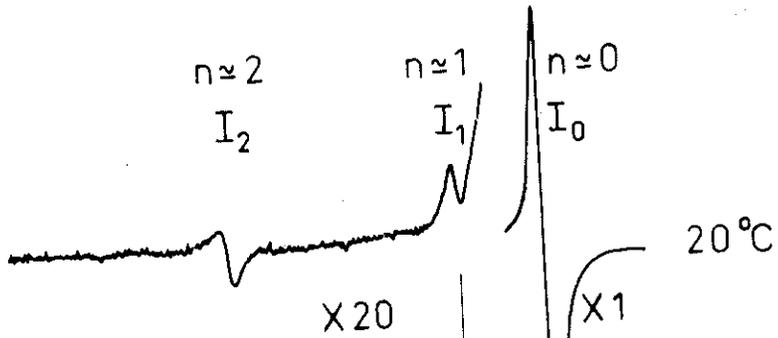
Le même effet se retrouve en champ parallèle (fig. 25). Sur la couche de permalloy seule, apparaît uniquement le mode principal, tandis que celle en contact avec le FeNiMn présente un mode supplémentaire. Etant donné la distance le séparant du mode principal, on vérifie qu'il correspond à un mode d'indice compris entre 1 et 3/2 (blocage partiel).

Nous avons étudié, en fonction de la température, les intensités de ces modes supérieurs et les avons comparées aux variations correspondantes du couplage ferro-antiferromagnétique en mesurant le décalage du cycle de permalloy entre + 20° C et + 270° C.

Pour cette dernière mesure, nous avons dû utiliser une couche polycristalline déposée directement sur verre et non sur argent, car l'appareillage d'effet Kerr utilisé impose qu'une des faces de la couche de permalloy soit accessible par le faisceau lumineux ; nous avons toutefois vérifié à la température ambiante et avec un hystérésiscope par induction que le couplage ferro-antiferromagnétique n'était pas notablement modifié, suivant que la couche de

.../.

Couche 23a	
Mica	
Ag	2000 Å°
FeNi	850 Å°



Couche 23b	
Mica	
Ag	2000 Å°
FeNi	850 Å°
FeNiMn	360 Å°

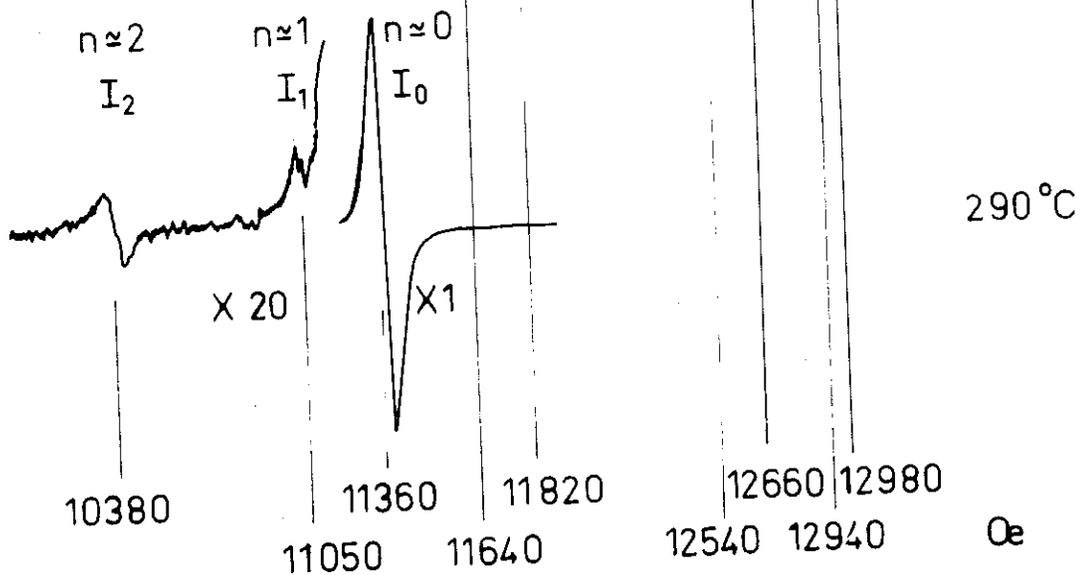
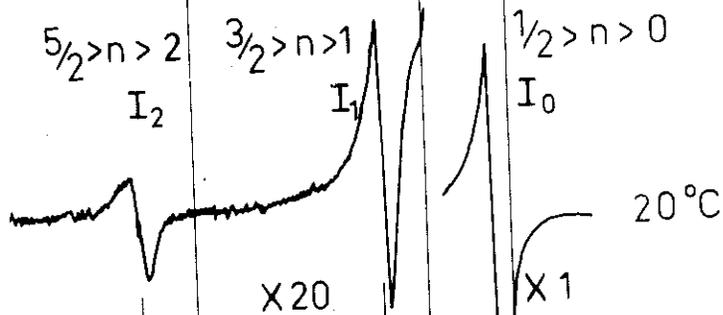


Fig 23 Couplage ferro-antiferromagnétique

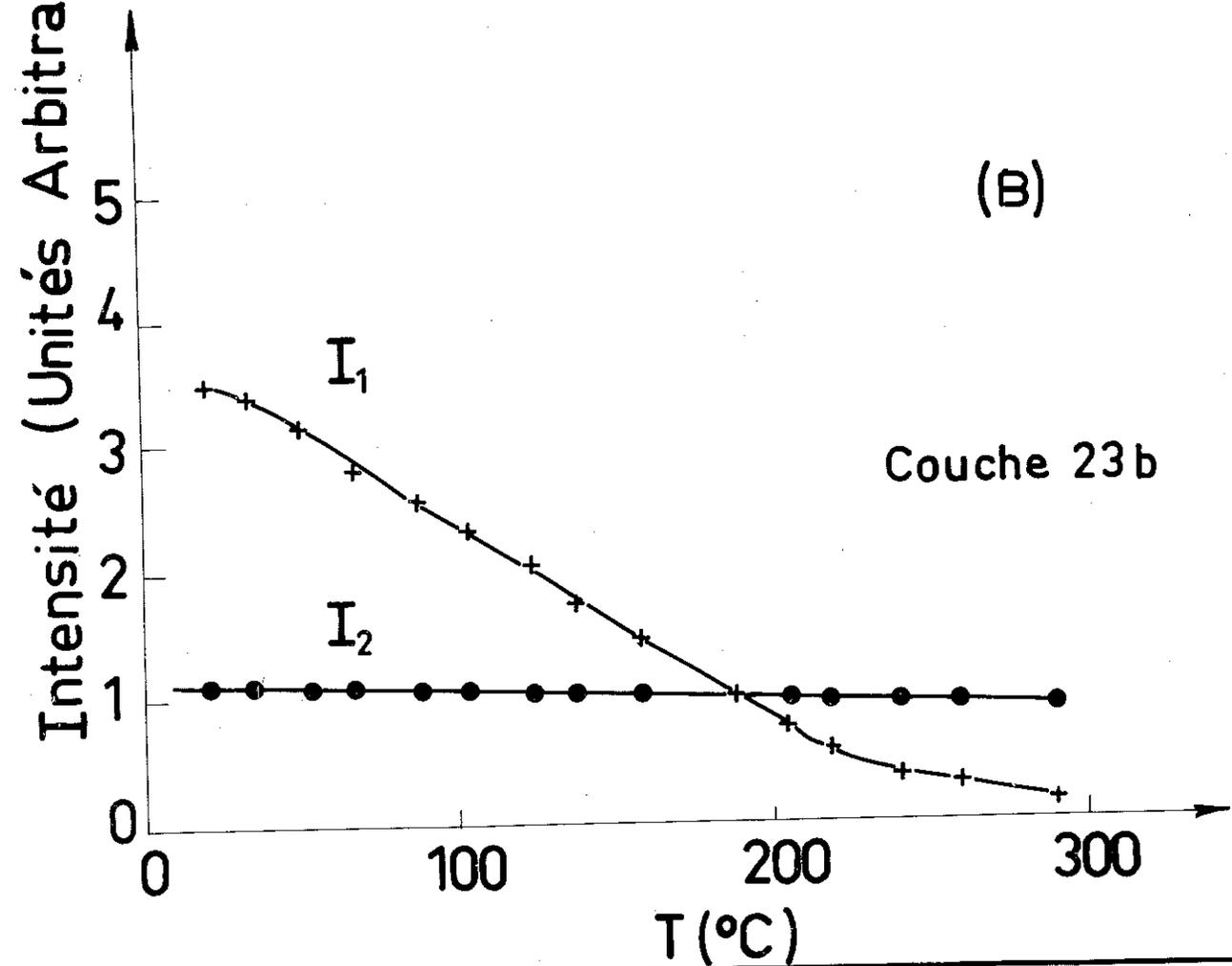
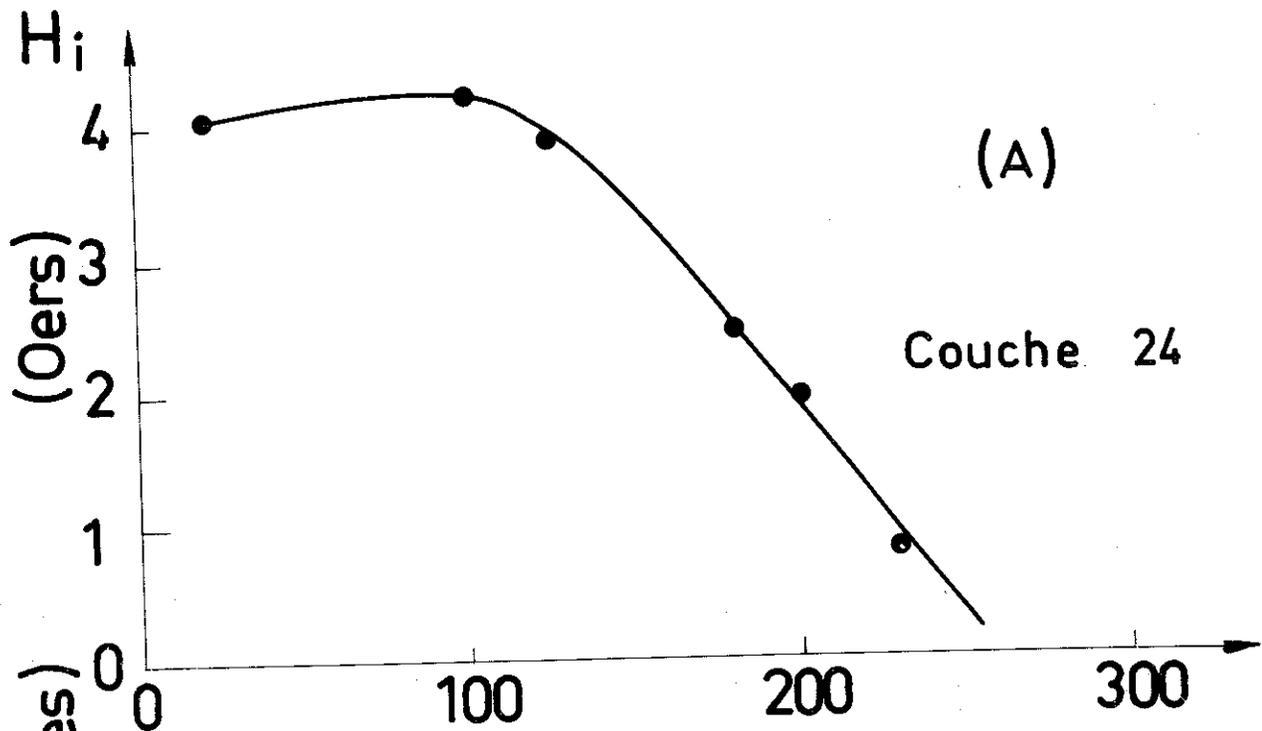
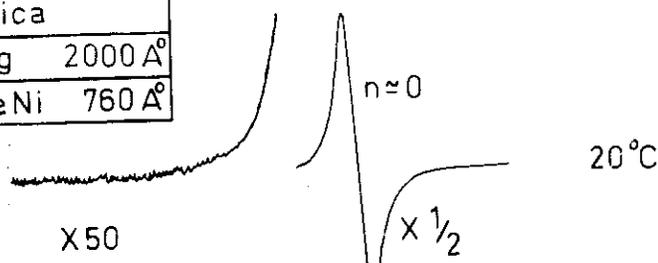
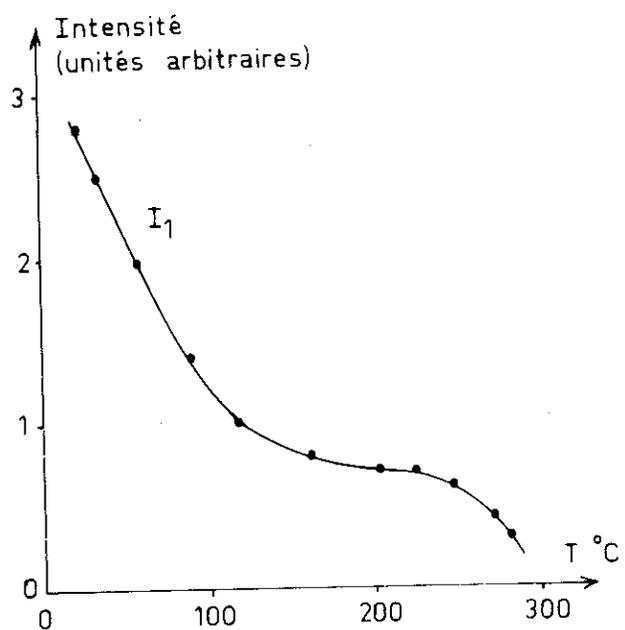
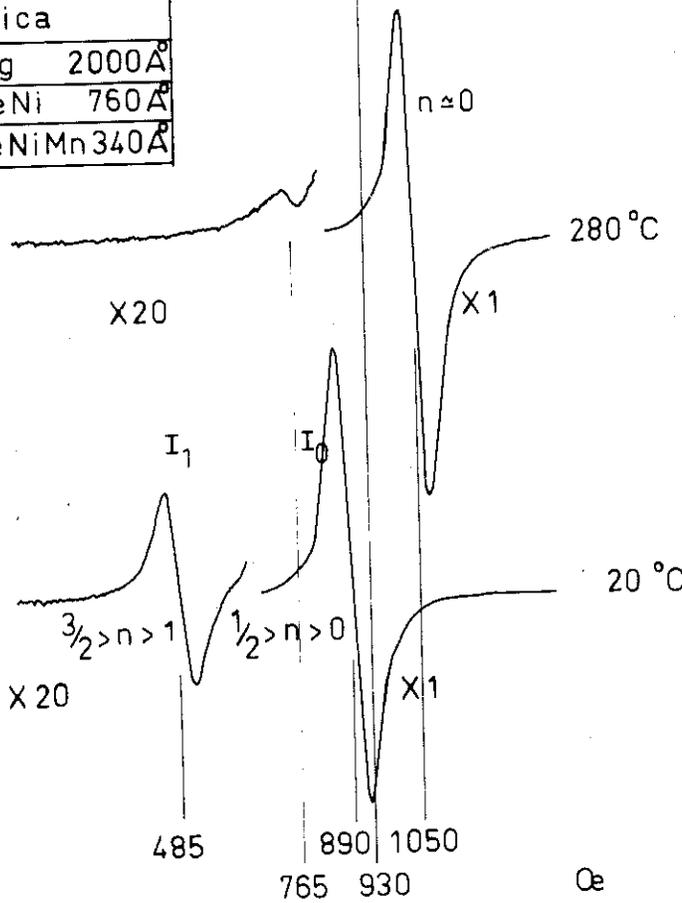


Fig 24 Champ de couplage. Intensités des modes

Couche 25a
Mica
Ag 2000 Å
FeNi 760 Å



Couche 25b
Mica
Ag 2000 Å
FeNi 760 Å
FeNiMn 340 Å



H//

Fig 25 Couplage . Champ parallèle . Couches 25

permalloy est polycristalline ou épitaxiale.

Les résultats obtenus en champ perpendiculaire sont représentés sur la figure (24). Le couplage ferro-antiferromagnétique mesuré par le décalage du cycle d'hystérésis (fig. 24 A) s'annule vers 260° C et nous observons une décroissance parallèle à l'intensité du mode I_1 , tandis que celle du mode I_2 reste sensiblement constante (Fig. 24b). Lorsque nous refroidissons, l'intensité du mode, I_1 revient sensiblement à sa valeur initiale. Ceci confirme bien le rôle essentiel joué par le couple ferro-antiferromagnétique dans l'excitation du mode I_1 .

Cette expérience met clairement en évidence l'importance des conditions de surface dans l'excitation des modes d'onde de spin. Enfin, il est envisageable d'utiliser le couplage ferro-antiferromagnétique pour exciter la résonance des ondes de spin dans un échantillon antiferromagnétique.

8. ONDES DE SPIN DANS DEUX COUCHES FERROMAGNETIQUES EN CONTACT

8.1 - ETUDE DU COUPLAGE

8.1.1 - Couches faiblement couplées

C.F. Kooi a fait, dans ce cas, le calcul des modes découplés ; nous considérerons deux couches ferromagnétiques en contact pour lesquelles les conditions de résonance varient avec la température par suite d'un changement de l'aimantation. Supposons, par exemple, que ces changements d'aimantation suivent la loi de Bloch :

$$(77) \quad \begin{aligned} M_1(T) &= M_1(0) (1 - C_1 T^{3/2}) \\ M_2(T) &= M_2(0) (1 - C_2 T^{3/2}) \end{aligned}$$

.../.

Les conditions de résonance avec H perpendiculaire au plan des couches sont :

$$(78) \quad (H_n)_{1,2} = \frac{\omega}{\gamma_{1,2}} + 4 \pi \frac{M(0)}{M_{1,2}} (1 - C_{1,2} T^{3/2}) - \left(\frac{2 A}{M}\right)_{1,2} \frac{\pi^2}{L_{1,2}^2} n_{1,2}^2$$

Les grandeurs $(2 A/M)_{1,2}$ et $\gamma_{1,2}$ sont des fonctions lentement variables de la température, comparées à $M_{1,2}$ (réf. 57, 58). En conséquence, nous pouvons attribuer toute la variation de $(H_n)_{1,2}$, en fonction de la température, aux variations d'aimantations $M_{1,2}$. La figure (27) donne $(H_n)_{1,2}$ en fonction de $T^{3/2}$ quand :

$$\begin{aligned} [M(0)]_1 &< [M(0)]_2 \\ [T_c]_1 &> [T_c]_2 \end{aligned}$$

Si, de plus, il existe un couplage entre les aimantations des deux couches, le système se comporte comme un ensemble de deux oscillateurs couplés et la variation des champs de résonance est représentée sur la figure (26) par les courbes en traits pleins.

Supposons que le couplage entre les deux couches est faible et que celles-ci soient minces, nous ne devons avoir qu'un seul mode pour chaque couche, soit $l = 0$ pour la couche 1 et $m = 0$ pour la couche 2.

Faisons alors l'hypothèse supplémentaire que la couche (2) agit uniformément sur toute l'épaisseur de la couche (1) par l'action d'un champ effectif $(+ \lambda_2 \vec{M}_2)$

$$(79 a) \quad \vec{H}_{\text{eff } 1} = (H - 4 \pi M_1) \vec{k} + \lambda_2 \vec{M}_2$$

De même que (1) agit sur (2) par l'action d'un champ $+ \lambda_1 \vec{M}_1$

$$(79 \text{ b}) \quad \vec{H}_{\text{eff.2}} = (H - 4 \pi M_2) \vec{k} + \lambda_1 \vec{M}_1$$

Nous pouvons alors chercher une solution des équations de mouvement de l'aimantation pour les couches couplées par le même procédé que pour la recherche des solutions dans un échantillon antiferromagnétique (réf. 59). Nous chercherons les modes propres a_1 et a_2 de fréquence Ω_1 et Ω_2 .

L'aimantation \vec{M}_{eff} peut s'écrire :

$$(29) \quad \vec{M}_{\text{eff}} = m_x \vec{i} + m_y \vec{j} + (M_{1,2} + m_z) \vec{k}$$

où m_x, m_y, m_z , sont des fonctions du temps.

L'équation du mouvement de l'aimantation

$$(10) \quad \frac{\partial \vec{M}_{\text{eff}}}{\partial t} = \gamma \vec{M}_{\text{eff}} \wedge \vec{H}_{\text{eff}}$$

donne donc pour la couche (1) :

$$(80 \text{ a}) \quad \frac{1}{\gamma_1} \frac{\partial \vec{M}_1}{\partial t} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ m_{x1} & m_{y1} & M_1 + m_{z1} \\ \lambda_2 m_{x2} & \lambda_2 m_{y2} & H - 4\pi M_1 + \lambda_2 (M_2 + m_{z2}) \end{vmatrix}$$

$$\text{où } \gamma_1 = g_1 \frac{e}{2 m c} \quad \text{et } \gamma_2 = g_2 \frac{e}{2 m c}$$

Nous obtenons la même équation pour $\frac{1}{\gamma_2} \frac{\partial \vec{M}_2}{\partial t}$ en changeant les indices (80 b).

Pour de petits mouvements, nous pouvons négliger les termes du second ordre comme les produits $m_x m_y \dots$

Nous obtenons alors :

$$(81 \text{ a}) \quad \frac{1}{\gamma_1} \frac{\partial m_{x1}}{\partial t} = (H - 4 \pi M_1) m_{y1} + \lambda_2 M_2 m_{y1} - \lambda_2 M_1 m_{y2}$$

$$\frac{1}{\gamma_1} \frac{\partial m_{y1}}{\partial t} = - (H - 4 \pi M_1) m_{x1} - \lambda_2 M_2 m_{x1} + \lambda_2 M_1 m_{x2}$$

$$\frac{1}{\gamma_1} \frac{\partial m_{z1}}{\partial t} = 0$$

et trois autres équations identiques avec $\frac{1}{\gamma_2} \frac{\partial m_2}{\partial t}$ (x), (y), (z).

Pour introduire des grandeurs tournantes sans dimensions, effectuons le changement de variables suivant :

$$(82) \quad m_1 = (m_{x1} + j m_{y1}) M_1^{-1}$$

$$m_2 = (m_{x2} + j m_{y2}) M_2^{-1}$$

$$(83) \quad \begin{aligned} \text{En posant : } \quad \omega_1 &= \gamma_1 H - 4 \pi M_1 \\ \omega_2 &= \gamma_2 H - 4 \pi M_2 \\ \omega_{c1} &= \gamma_2 \lambda_1 M_1 \\ \omega_{c2} &= \gamma_1 \lambda_2 M_2 \end{aligned}$$

nous obtenons pour la couche (1)

$$(84 a) \quad \frac{\partial m_1}{\partial t} = - j (\omega_1 + \omega_{c2}) m_1 + j \omega_{c2} m_2$$

et pour la couche (2) :

$$(84 b) \quad \frac{\partial m_2}{\partial t} = j \omega_{c1} m_1 - j (\omega_2 + \omega_{c1}) m_2$$

Nous désirons mettre ces deux équations (84a) et (84b) couplées, sous une forme découplée, c'est-à-dire sous une forme normale ou diagonale ; adoptons l'écriture matricielle :

$$(85) \quad \frac{\partial \mathcal{N}}{\partial t} = \mathcal{C} \mathcal{N} \quad \text{ou} \quad \mathcal{N} = \begin{bmatrix} m_1 \\ m_2 \end{bmatrix} \quad \mathcal{C} = \begin{bmatrix} -j(\omega_1 + \omega_{c2}) & j\omega_{c2} \\ j\omega_{c1} & -j(\omega_2 + \omega_{c1}) \end{bmatrix}$$

et choisissons des variables découplées a_1 et a_2 , telles que :

$$(86) \quad \frac{\partial a_1}{\partial t} = \Omega_1 a_1 \quad \text{et} \quad \frac{\partial a_2}{\partial t} = \Omega_2 a_2$$

Nous aurons sous forme matricielle :

$$(87) \quad \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} = \mathcal{B} \mathcal{A}$$

avec $\mathcal{A} = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$ et \mathcal{B} qui sera donc une matrice diagonale $\begin{bmatrix} \Omega_1 & 0 \\ 0 & \Omega_2 \end{bmatrix}$

Nous effectuerons la transformation :

$$(88) \quad \mathcal{M} = \mathcal{S} \mathcal{A} \quad \text{où} \quad \mathcal{S} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix}$$

Les équations (85) (87) et (88) donnent :

$$\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial t} = \mathcal{C} \mathcal{M} \quad \text{soit} \quad \frac{\partial \mathcal{M}}{\partial t} = \mathcal{C} \mathcal{S} \mathcal{A}$$

$$\text{or } \frac{\partial \mathcal{M}}{\partial t} = \mathcal{S} \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} \quad \text{donc } \mathcal{S} \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} = \mathcal{C} \mathcal{S} \mathcal{A} : \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} = \mathcal{S}^{-1} \mathcal{C} \mathcal{S} \mathcal{A}$$

$$\text{avec } \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} = \mathcal{B} \mathcal{A} \quad \text{nous en déduisons : } \mathcal{B} = \mathcal{S}^{-1} \mathcal{C} \mathcal{S}$$

$$\text{soit (89) } \mathcal{S} \mathcal{B} = \mathcal{C} \mathcal{S}$$

1/ Fréquences

Nous désirons $\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} = \mathcal{B} \mathcal{A}$ donc \mathcal{A} proportionnel à $e^{\Omega t}$
 et puisque $\mathcal{M} = \mathcal{S} \mathcal{A}$ donc \mathcal{M} proportionnel aussi à $e^{\Omega t}$

Les équations (84 a) et (84 b) peuvent alors s'écrire :

$$(90 \text{ a}) \quad [-\Omega - j(\omega_1 + \omega_{c2})] m_1 + j \omega_{c2} m_2 = 0$$

$$(90 \text{ b}) \quad j \omega_{c1} m_1 + [\Omega - j(\omega_2 + \omega_{c1})] m_2 = 0$$

Le système qui n'aura de solutions que si le déterminant

$$(91) \quad \begin{vmatrix} -j(\omega_1 + \omega_{c2}) - \Omega & j \omega_{c2} \\ j \omega_{c1} & -j(\omega_2 + \omega_{c1}) - \Omega \end{vmatrix}$$

est nul. Nous en déduisons les solutions :

$$(92 \text{ a}) \quad \Omega_1 = -j \left[\omega^+ + \omega_c^+ + \sqrt{(\omega^-)^2 + (\omega_c^+)^2 - 2 \omega^- \omega_c^-} \right]$$

$$(92 \text{ b}) \quad \Omega_2 = -j \left[\omega^+ + \omega_c^+ - \sqrt{(\omega^-)^2 + (\omega_c^+)^2 - 2 \omega^- \omega_c^-} \right]$$

avec $\omega_{\pm}^{\pm} = \frac{\omega_1 \pm \omega_2}{2}$ et $\omega_c^{\pm} = \frac{\omega_{c1} \pm \omega_{c2}}{2}$

A la température $T = T_{\text{int}}$ (fig. 26) nous avons
 $M_1 = M_2$; $\omega_1 = \omega_2$; $\omega^- = 0$ soit :

$$\Omega_1 = -j (\omega^+ + 2 \omega_c^+)$$

$$\Omega_2 = -j \omega^+$$

Posons $\gamma = \omega_c^+ / \omega^+$. Les modes découplés s'écrivent

$$(94) \quad \frac{\partial a_1}{\partial t} = -j (\omega^+ + 2 \omega_c^+) a_1 = -j \omega^+ (1 + 2 \gamma) a_1$$

$$\frac{\partial a_2}{\partial t} = -j \omega^+ a_2$$

2/ Détermination de \mathcal{S}

\mathcal{S} est déterminé par (89) $\mathcal{E}\mathcal{S} = \mathcal{S}\mathcal{O}$

Soit :

$$(-j \omega^+) \begin{bmatrix} 1 + \gamma & -\gamma \\ -\gamma & 1 + \gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 + 2\gamma & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} (-j \omega^+)$$

qui donne : $(1 + \gamma) s_{11} - \gamma s_{21} = (1 + 2\gamma) s_{11}$

(95) soit $-s_{21} = s_{11}$

et $(1 + \gamma) s_{12} - \gamma s_{22} = s_{12}$

soit $s_{12} = s_{22}$

les autres produits redonnant les mêmes égalités ; pour déterminer \mathcal{S} complètement, nous ajouterons une condition de normalisation mettant les quantités s_{ii} en rapport de grandeur.

$$(96) \quad s_{11}^2 + s_{12}^2 = 1$$

$$s_{21}^2 + s_{22}^2 = 1$$

et nous obtenons ainsi :

$$(97) \quad s_{11} = -s_{21} = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad s_{12} = s_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

d'où

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}$$

Avec $\mathcal{N} = S\mathcal{t}$ soit $\mathcal{t} = S^{-1}\mathcal{N}$ nous obtenons à l'intersection des deux courbes données par les équations (77), c'est-à-dire à $T = T_{\text{int}}$ (fig. 26)

$$(99) \quad \begin{aligned} a_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (m_1 + m_2) \\ a_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (m_1 - m_2) \end{aligned}$$

$$(100) \quad \begin{aligned} \Omega_1 &= \omega_1 = \gamma \left[H_0 - 4 \pi |M(T_{\text{int}})| \right] \\ \Omega_2 &= \omega_1 + (\lambda_1 + \lambda_2) \gamma |M(T_{\text{int}})| \end{aligned}$$

Ces modes sont représentés sur la figure (26).

En ce point d'intersection, la séparation des modes est, d'après l'équation (100) donnée par :

$$(\lambda_1 + \lambda_2) \gamma |M(T_{\text{int}})|$$

Si N_1 et N_2 sont les nombres de plans atomiques dans chacune des deux couches, λ_1 doit être remplacé par λ/N_2 et λ_2 par λ/N_1 , où λ est le coefficient de champ moléculaire entre un atome de la couche (1) et un atome de la couche (2). Ainsi l'écart entre les modes au point d'intersection ($T = T_{\text{int}}$) est donc proportionnel à $N_1^{-1} + N_2^{-1}$; loin de la résonance, la position des modes ne doit pas dépendre de l'épaisseur des couches.

.../.

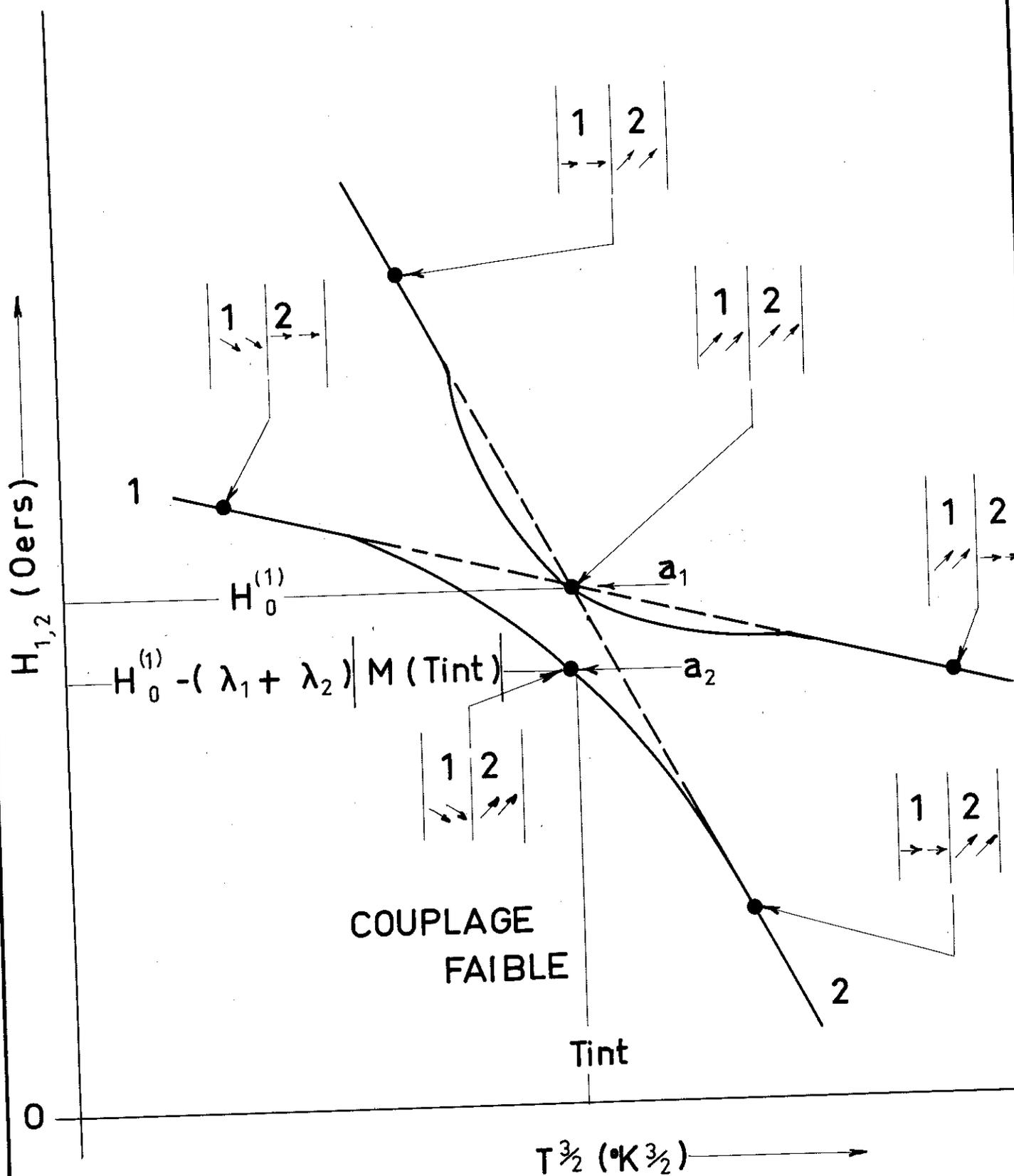


Fig 26 Couplage ferro - ferromagnétique

8.1.2 - Couches fortement couplées

Dans l'hypothèse d'un couplage fort entre les aimantations des deux couches, les modes représentés sur la figure (26) se changent en ceux représentés sur la figure (27). Nous arrivons à ces résultats en considérant que près des intersections, une des deux couches est mise en résonance par l'autre avec une phase variant de plus à moins 90° suivant que les champs de résonance pour les deux couches sont soit $H_{1/2}^1 < H_{1/2}^2$ soit $H_{1/2}^1 > H_{1/2}^2$. Nous avons, en effet, analogie avec la relation de phase qui existe entre un oscillateur et la force qui le met en marche. Si la force a une fréquence inférieure à la fréquence propre de l'oscillateur, la phase de l'oscillateur par rapport à la force est $0 \leq \phi \leq 90^\circ$, mais, au contraire, si la force a une fréquence supérieure à la fréquence de l'oscillateur alors $90^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$; nous pouvons également raisonner par continuité à partir du couplage faible.

Dans ce cas du couplage fort, les interactions $l, m = 1/2, 1/2$; $1/2, 3/2$; $3/2, 1/2$; $3/2, 3/2$; etc ... doivent pouvoir exister; les couplages $l, m = 1/2, 1/2$; $3/2, 3/2$; etc... seront les plus forts, parce que les intensités théoriques des modes correspondants en l'absence de couplage sont du même ordre de grandeur; toutefois, si les largeurs de raies des deux couches ne se correspondent pas, les interactions seront plus compliquées; c'est ce qui se passe avec les couches que nous avons étudiées de gadolinium et de permalloy; en effet, une couche de gadolinium seule ne présente aucune raie de résonance observable, ce qui doit être dû à une largeur de raie excessive.

En fonction des épaisseurs de chaque couche, la position de la droite $l = 1/2$ ne dépend que de l'épaisseur de la couche de permalloy, celle de la droite $m = 1/2$ ne dépend que de

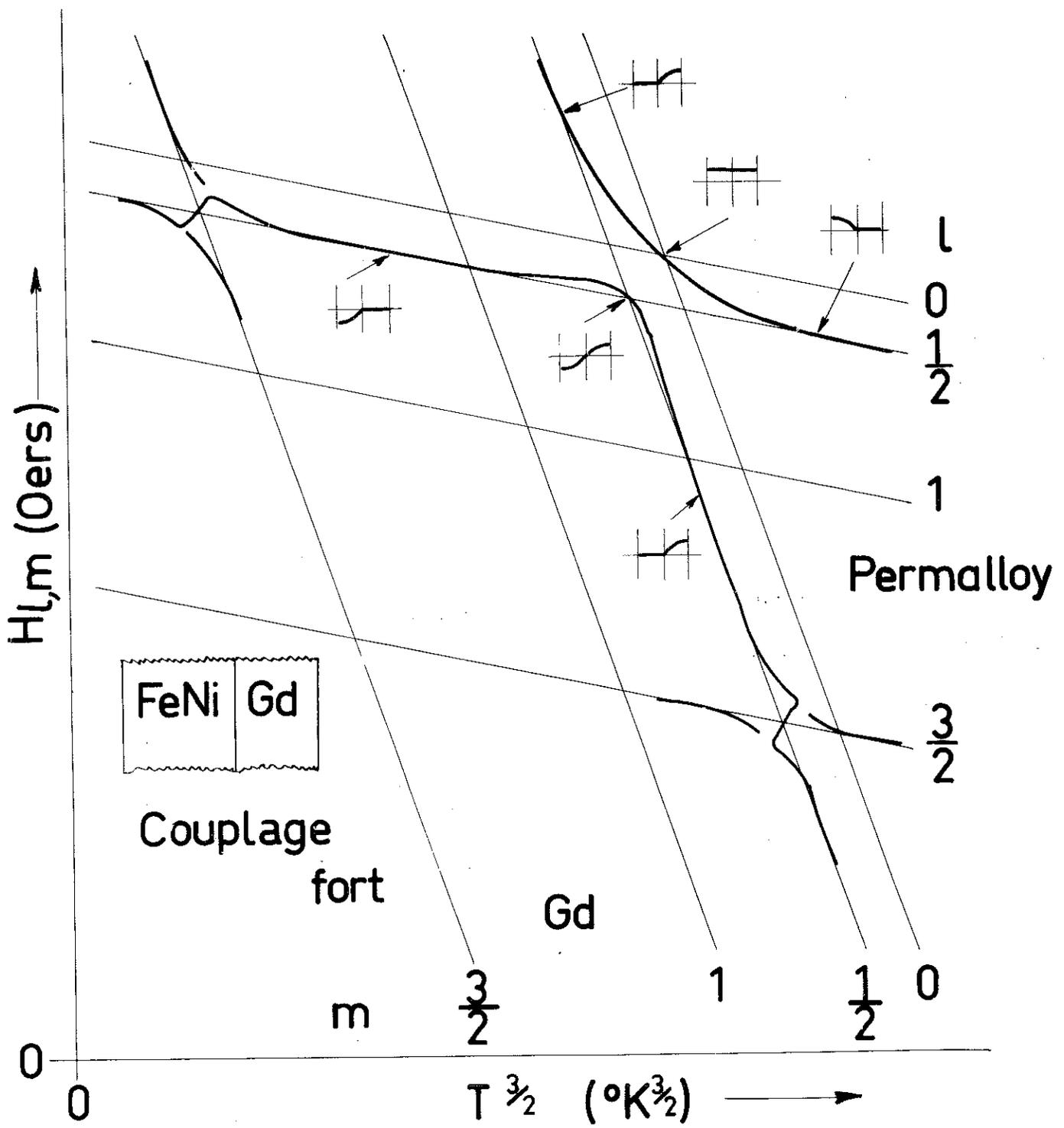


Fig 27 Couplage ferro-ferromagnétique

l'épaisseur du gadolinium, ces deux positions étant indépendantes l'une de l'autre ; de plus, le déplacement de ces droites est proportionnel à N_1^{-2} pour la couche (1) et à N_2^{-2} pour la couche (2) (équation 1).

C'est effectivement ce dernier comportement qui sera observé dans les expériences qui suivent.

8.2 - COUCHES DE PERMALLOY ET DE GADOLINIUM EN CONTACT

8.2.1 - Préparations et propriétés magnétiques

Des couches polycristallines de permalloy en contact direct avec une couche de gadolinium ont été évaporées (réf.7) par bombardement électronique à des pressions inférieures à 5.10^{-9} torr sur des supports de verre (§ 3.2). Les vitesses de dépôt sont de l'ordre de 2 à 4 Å/S et la température du support est de +180°C pendant le dépôt.

Habituellement, la couche de permalloy est déposée la première sur le support de verre, ensuite la couche de gadolinium sur le permalloy et finalement une couche de SiO qui sert à protéger le gadolinium quand la couche est exposée à l'air.

Les propriétés de la couche de permalloy mesurées à 50 Hz ne sont pas modifiées par la présence du gadolinium. Dans certains cas seulement, nous avons constaté une augmentation anormale du champ coercitif quand la température de mesure est inférieure à 100°K (réf. 7).

8.2.2 - Spectres obtenus

Pour une couche de 300 Å de gadolinium en contact avec 900 Å de permalloy, nous avons mesuré les champs de résonance H_n , les largeurs de raies ΔH_n et les intensités des résonances I_n en fonction de la température dans la gamme de 100°K à 400°K.

a) H perpendiculaire au plan de la couche

La figure (28) montre, d'une part, le spectre d'une couche de permalloy (26 a) à la température ambiante et, d'autre part, pour une couche recouverte par du gadolinium (26b) les spectres obtenus pour trois températures différentes.

A $+70^{\circ}\text{C}$ le spectre de la couche (26b) est identique à celui de la couche (26a) du point de vue intensités relatives des modes ; les écarts et les champs de résonances sont différents puisque les épaisseurs et les températures de mesures sont différentes. Les modes secondaires sont faiblement excités :

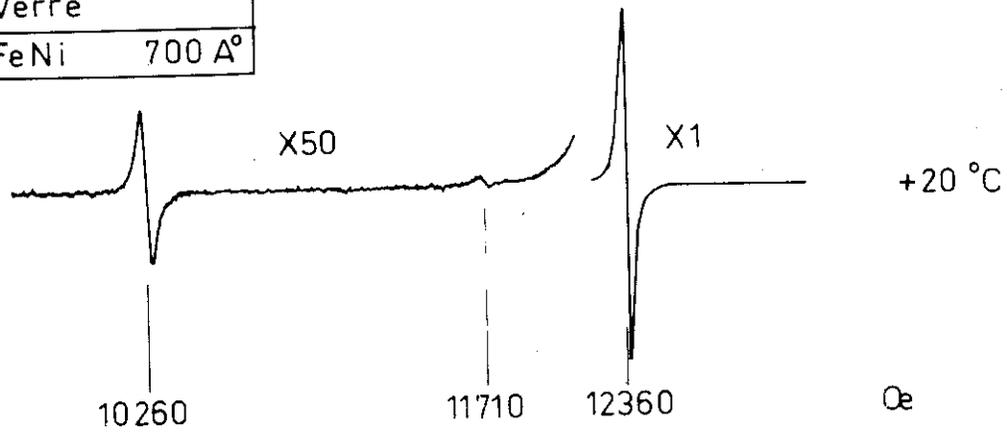
$$I_2 / I_0 \approx 9.10^{-3} \quad I_1 / I_0 = 0,85 \cdot 10^{-3} \quad \text{pour la couche (26a)}$$

et tout particulièrement le mode I_1 , ce qui indique une inhomogénéité faible et très symétrique. On peut supposer que dans ces couches l'aimantation est uniforme dans l'épaisseur, mais qu'elle décroît rapidement aux surfaces, comme celles de Nisenoff et Terhune (réf. 46). Les intensités relatives ne changent pas en fonction de la température. Pour la couche (26 b), nous voyons que H_n , I_n et ΔH_n sont des fonctions de la température. Leurs variations sont données dans la figure (30) (la partie en pointillés pour I_n est due à un changement de sensibilité).

Nous supposons que quand $T > 300^{\circ}\text{K}$ les modes de permalloy sont les modes $l = 0, 1, 2 \dots$ parce que le gadolinium est au-dessus de sa température de Curie. A cette température, les modes du gadolinium n'existent pas.

Quand on refroidit, le gadolinium devient ferromagnétique ; les modes non bloqués, propres au permalloy, se transforment graduellement en modes couplés avec ceux du gadolinium, comme le montre la figure (29) ; le mode (a)

Couche	26 a
Verre	
FeNi	700 Å°



Couche	26 b
Verre	
FeNi	900 Å°
Gd	200 Å°

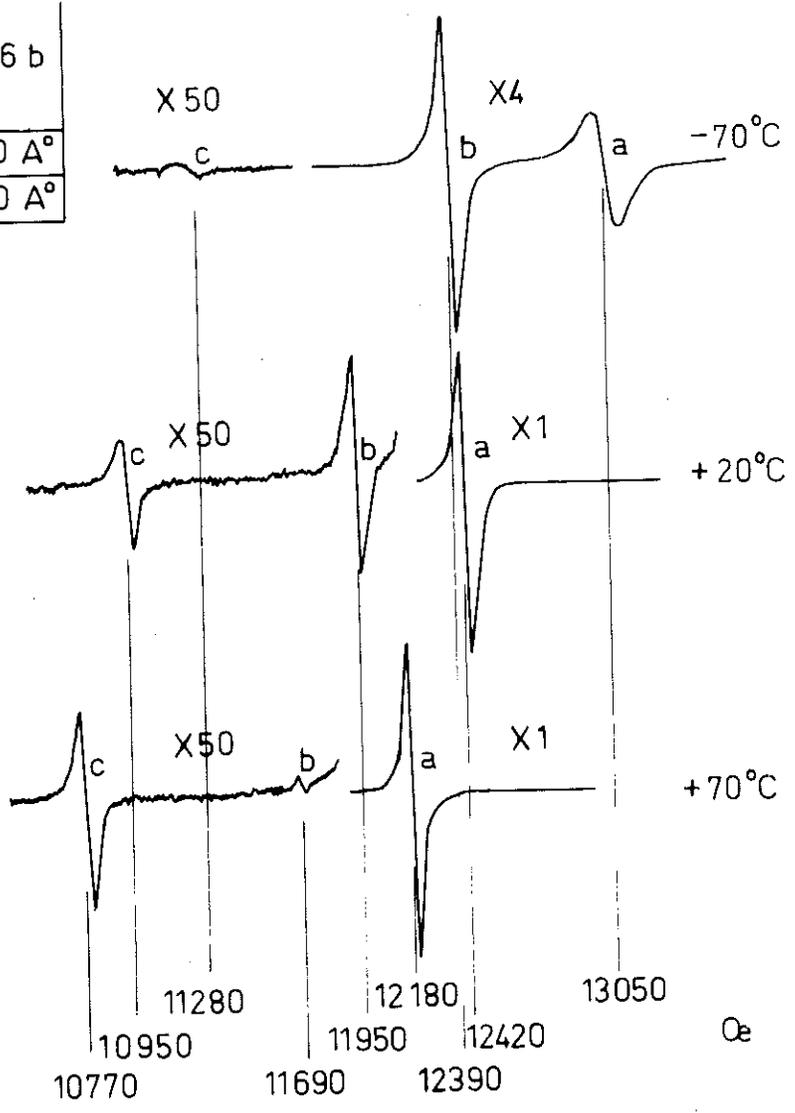


Fig 28 Spectres des Couches (26)

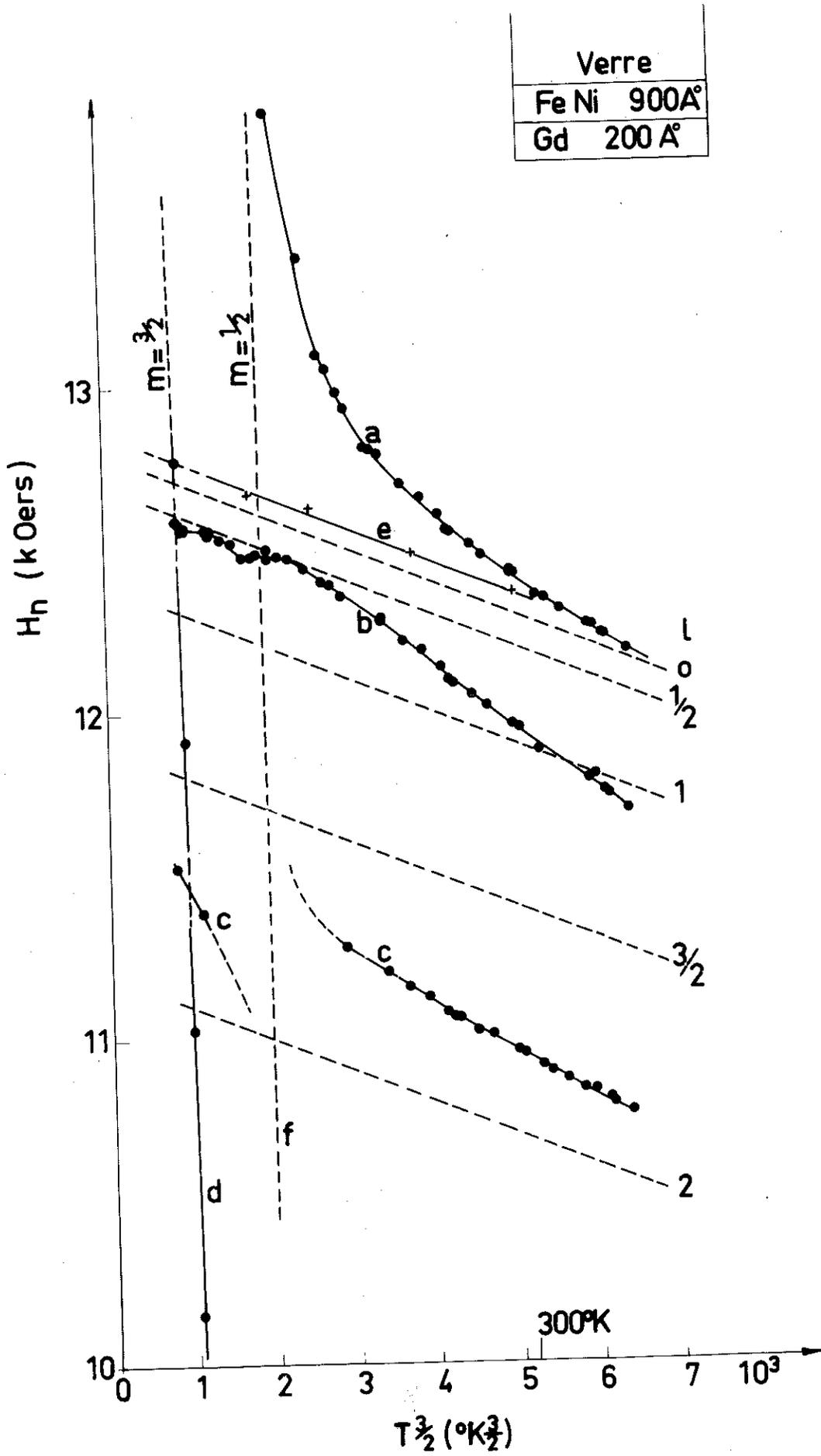


Fig 29 Champs de résonance de la couche (26 b)

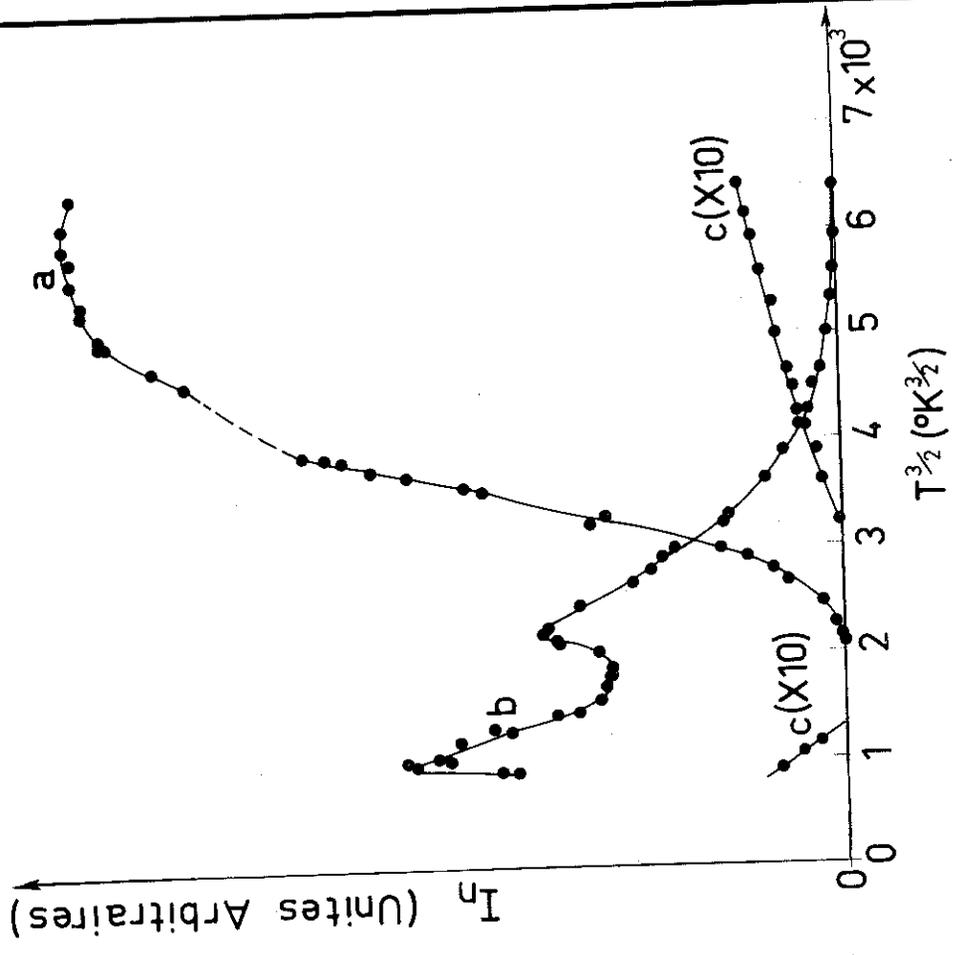
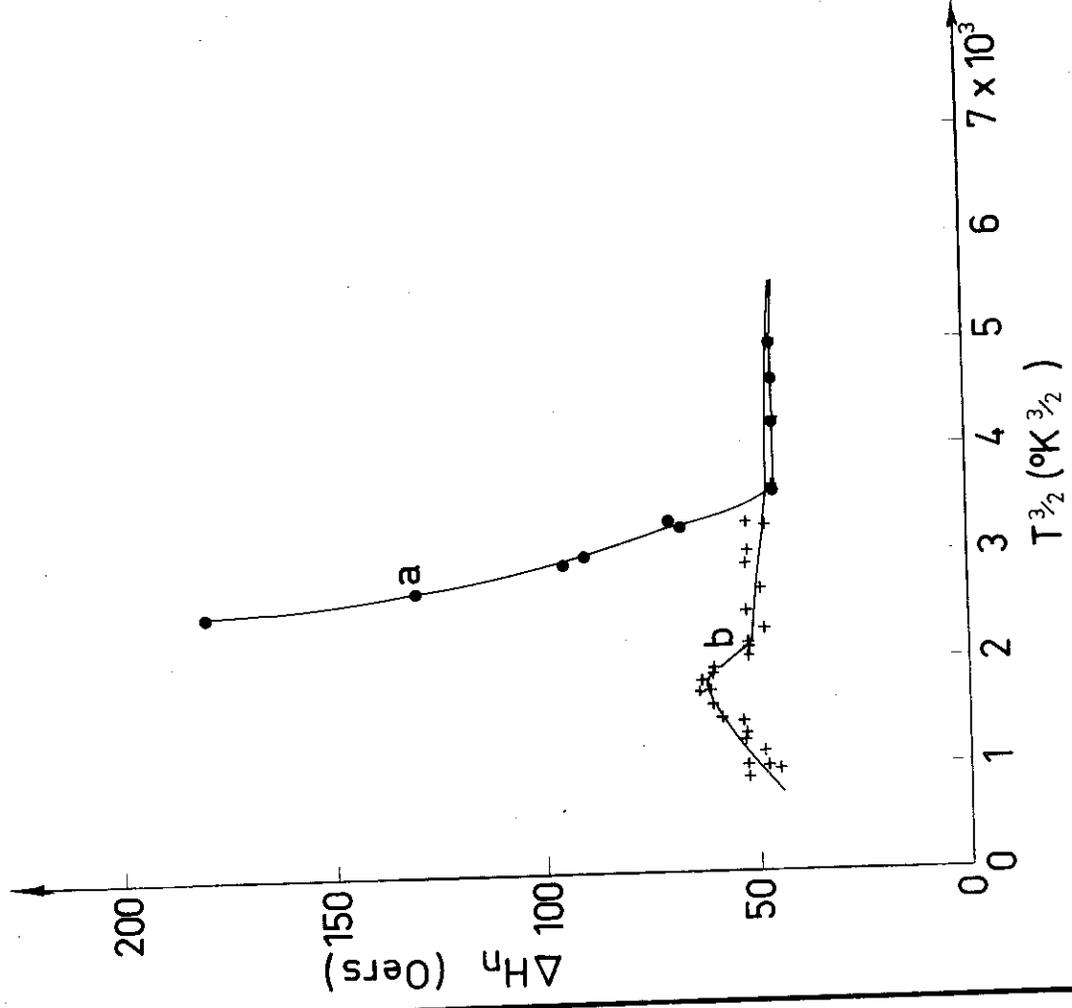


Fig 30 Intensités et largeurs des raies de la couche (26b)

va de $l = 0$, en passant par un mode mélangé, jusqu'à $m = 1/2$; la droite (e) représente le mode du permalloy $l = 0$ mesuré sur la couche (26 a).

Les droites en pointillés $l = 0, 1/2, 1, 3/2, 2$ sont calculées à partir du mode (a) et en prenant pour valeur de la constante d'échange :

$$A = 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm} \quad (\text{équation 1})$$

Le mode (b) qui commence avec une très faible intensité et $l = 1$, devient un mélange avec $m = 1/2$ et finit avec $l = 1/2$.

Le mode (c) disparaît quand il coupe le mode $m = 1/2$. Cela s'explique par la grande largeur de raie du mode $m = 1/2$ et par la différence entre les moments magnétiques du mode (c) et du mode $m = 1/2$.

Nous identifions le mode (d) avec $m = 3/2$, mais cette identification n'est pas sûre. Il apparaît que ce mode ne se couple pas avec les modes (b) et (c). Sa largeur de raie (environ 200 oe) est très inférieure à celle du mode $m = 1/2$. De plus, la couche de gadolinium n'est pas saturée. Cette conclusion découle de la figure (31) qui donne l'aimantation d'un monocristal de gadolinium en fonction de T et de H dans la direction de l'axe sénaire (réf. 60). Les droites de la figure (29) sont reportées sur la figure (31) ; l'identification des modes $m = 1/2, 3/2$, n'est pas sûre, car d'après ces résultats la couche de gadolinium ne doit pas être saturée dans la gamme de champ utilisée. En outre, cela empêche un calcul des positions des modes du gadolinium.

b) H parallèle à la couche

Les champs de résonance et les largeurs de raies en fonction de la température sont portés sur la figure (32).

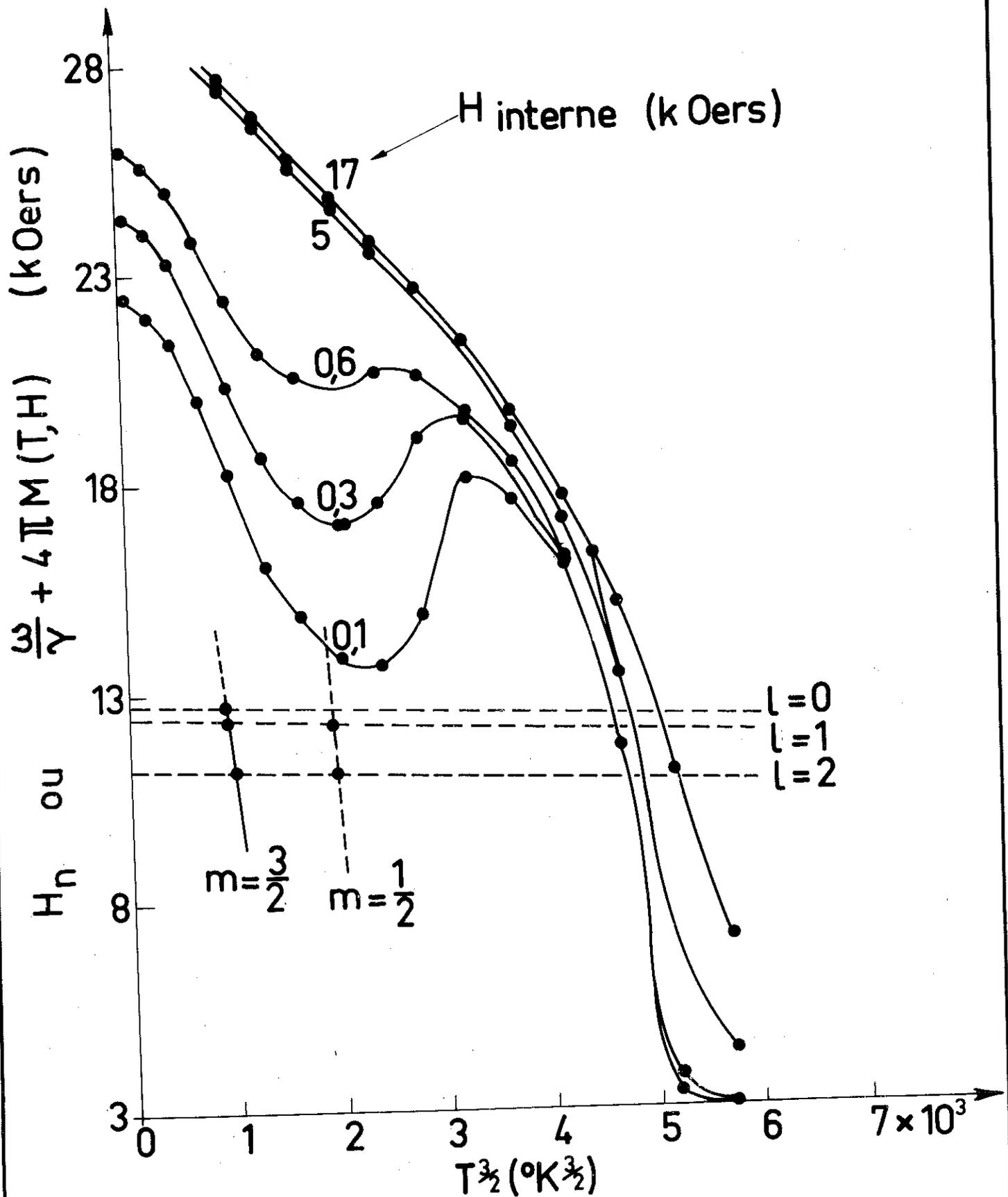


Fig 31 D'après Nigh et al. (60)

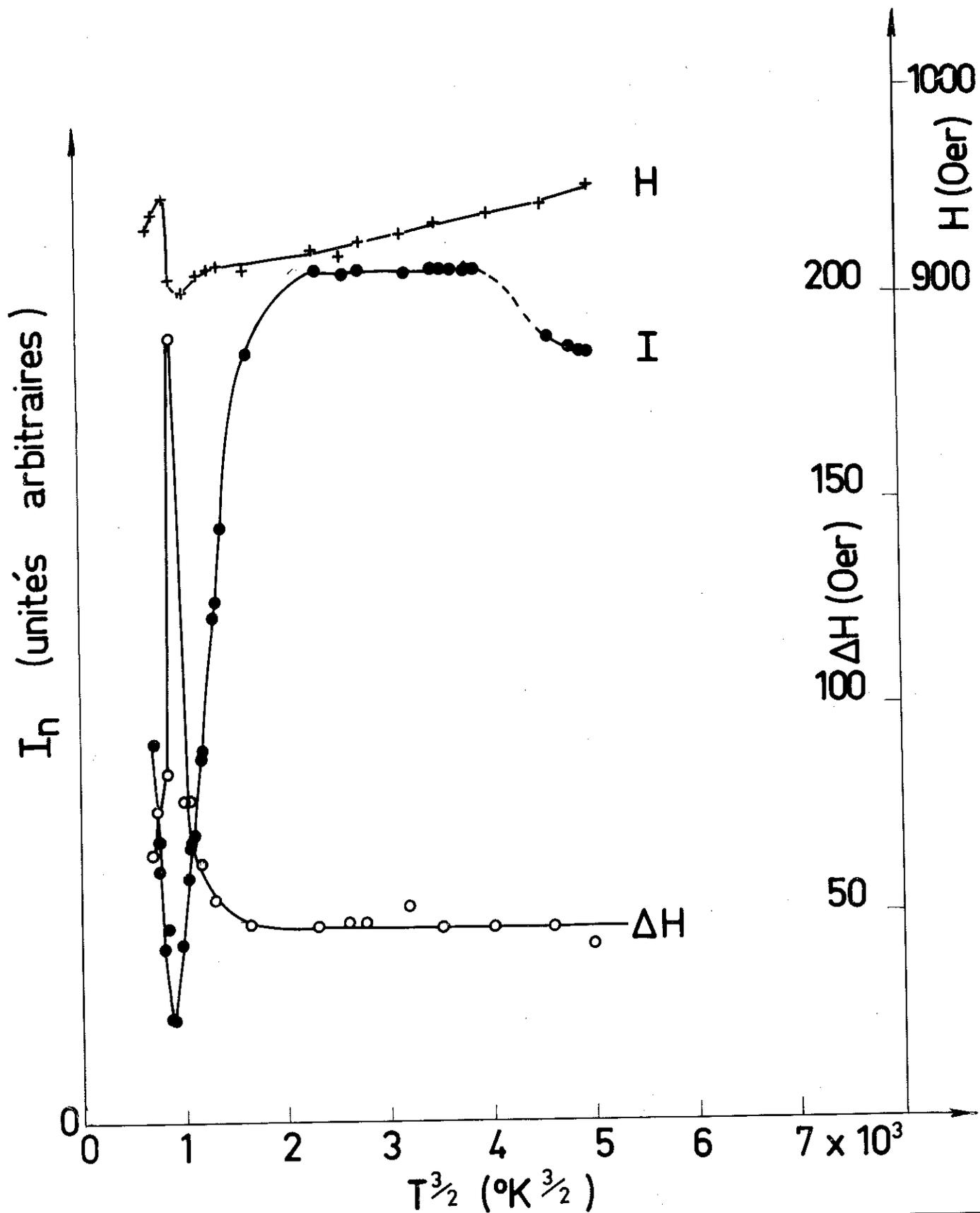


Fig 32 Couche (26 b). Champ parallèle au plan

Il n'existe qu'une seule interaction qui, par comparaison avec le comportement pour H perpendiculaire au plan de la couche, semble être le couplage avec le mode $m = 3/2$ du gadolinium, mais nous avons vu que cette hypothèse était peu sûre.

8.2.3 - Etude en fonction des épaisseurs de chaque couche

Les expériences, en fonction des épaisseurs de chaque couche, correspondent à une hypothèse de couplage fort entre les deux couches.

a) Épaisseur du permalloy

Nous avons fait varier l'épaisseur du permalloy en laissant l'épaisseur de gadolinium constante ; les variations de H_n et I_n , en fonction de $T^{3/2}$, sont portées sur la figure (33). Les modes (a') et (a) sont pratiquement identiques, alors que les modes (b) (b') et (c) s'écartent exactement comme N_{FeNi}^{-2} .

A haute température, les modes sont les modes purs $l = 0, 1, 2$ du permalloy et nous pouvons calculer la constante A ; nous obtenons :

$A = 1,12 \cdot 10^{-6}$ erg/cm à 300° K en prenant $g = 2,1$.
Le comportement des intensités et des largeurs de raies est tout à fait normal.

b) Épaisseur du gadolinium

Nous avons fait varier l'épaisseur du gadolinium en laissant l'épaisseur de permalloy constante ; les résultats sont portés sur la figure (34).

Le mode principal est déplacé ainsi que le prévoit la théorie du couplage fort, alors que le mode secondaire garde pratiquement la position qui correspond à une couche de permalloy d'épaisseur constante. Nous ne

.../.

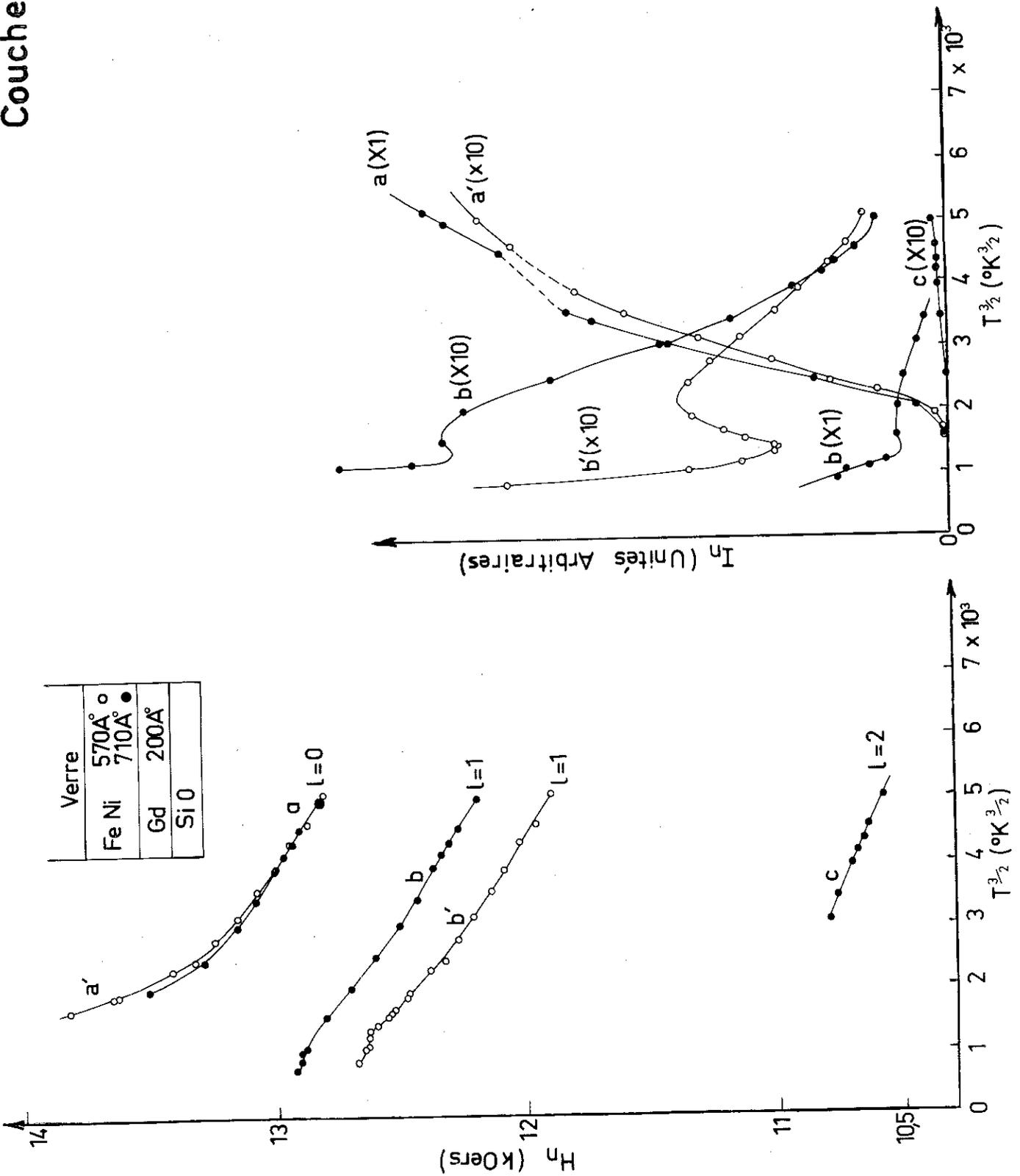


Fig 33 Epaisseur de permalloy variable

Couches 28

Verre

Fe Ni 570 Å°

Gd 130 Å° ○

Gd 400 Å° ●

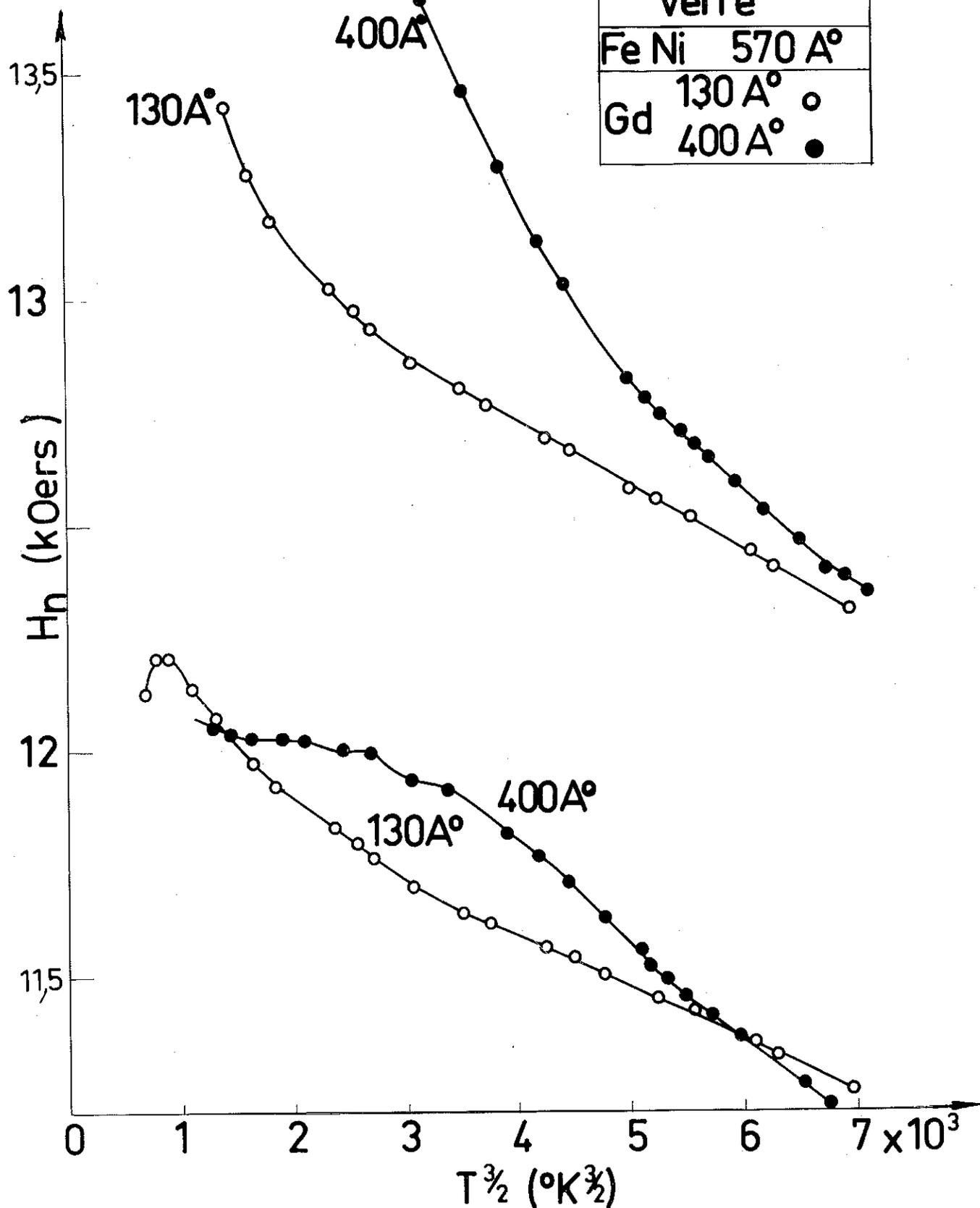


Fig 34 Epaisseur de gadolinium variable

pouvons pas calculer le décalage dans ce cas, parce que les courbes M (T, H) de la figure (31) sont trop compliquées, mais il apparaît que ce décalage varie en $(I/N_{Gd})^r$ avec $r > 1$.

Ainsi, les variations d'épaisseurs de chacune des deux couches entraînent des variations différentes (fig. 33-34) des modes de chaque couche et sont distinguables ; ces variations correspondent donc bien à une hypothèse de couplage fort entre les deux couches.

8-3. COUCHES DE FeNiCo ET DE GADOLINIUM EN CONTACT

Dans les mêmes conditions que précédemment, nous avons évaporé une couche de FeNiCo (50 % Co et 50 % FeNi) sur une couche de gadolinium, elle-même évaporée sur une couche de permalloy.

Les résultats obtenus sont portés sur la figure (35), les résultats sont identiques à ceux obtenus avec les couches doubles. Le permalloy est trop mince pour présenter plus qu'un seul mode. Le permalloy et le FeNiCo interagissent avec le gadolinium seulement et non pas l'un avec l'autre. Le gadolinium est cette fois bloqué sur ses deux faces et le premier mode est le mode $m = 1$. La variation des intensités montre encore clairement l'intersection des deux aimantations, la diminution de ces intensités étant toujours attribuée à la grande largeur de raie du gadolinium.

Couche 29

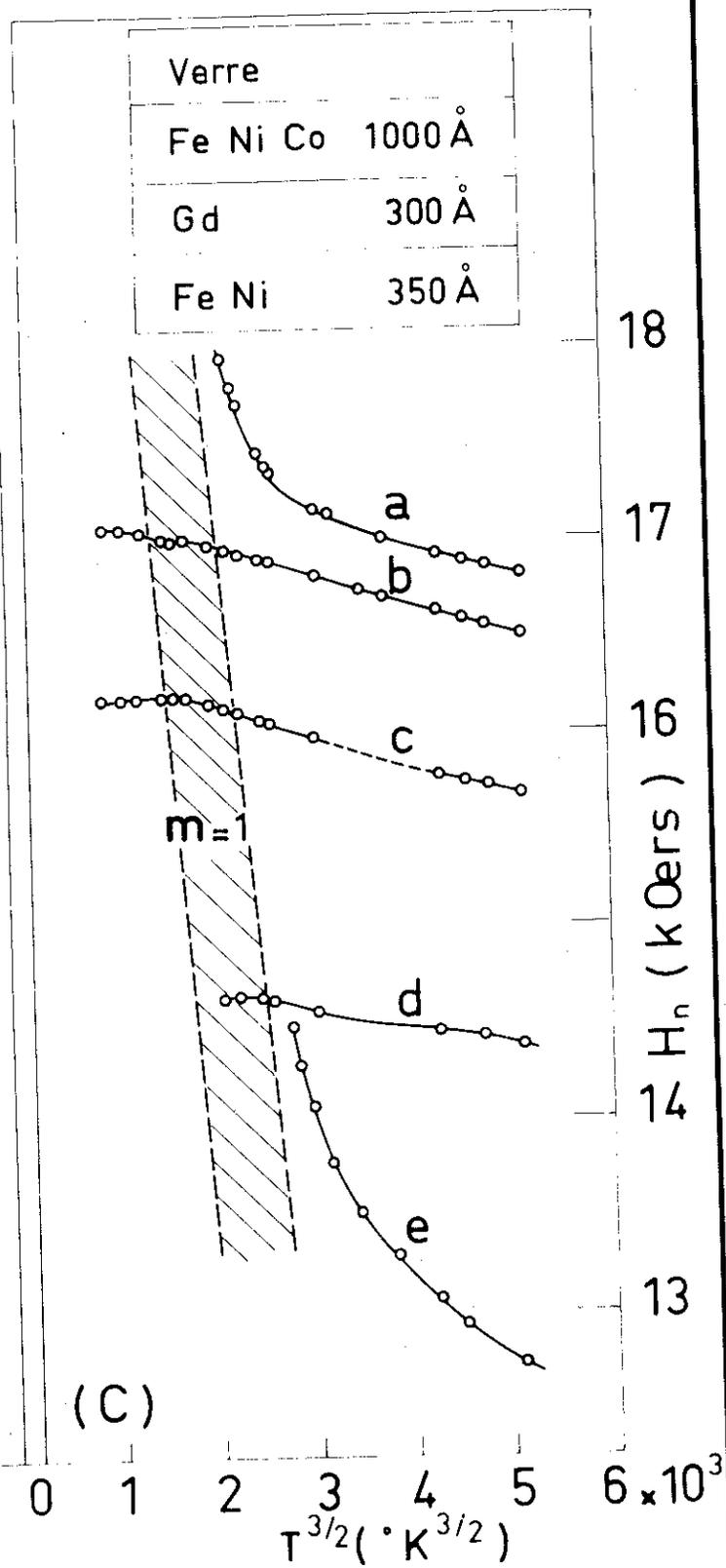
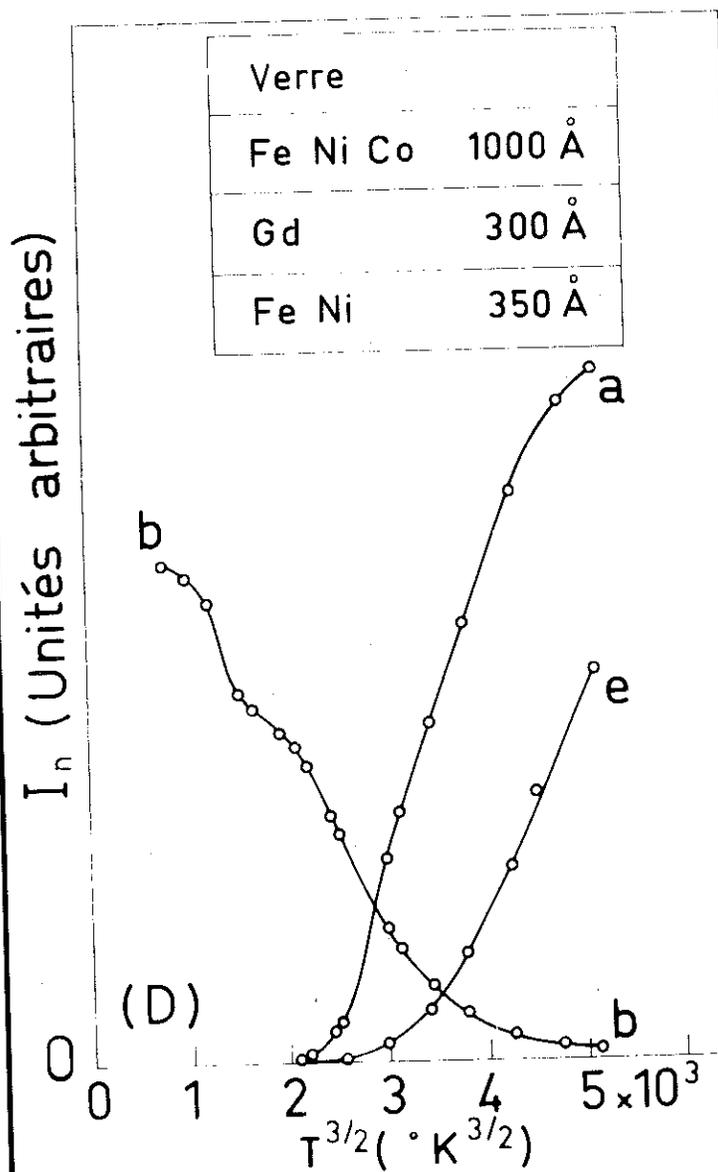


Fig 35 Couches couplées triples

CONCLUSION

C. Kittel (réf. 10) a proposé en 1958 que les résonances d'onde de spin dans les couches minces sont dues à l'effet d'un blocage des spins aux surfaces des couches. La plupart des expériences depuis lors ont montré un comportement perturbé par rapport à ce modèle ; ces perturbations peuvent s'interpréter par des inhomogénéités de l'aimantation.

Nos couches de permalloy polycristallines, bien que préparées avec soin, ne sont pas exemptes de ces inhomogénéités et nous montrent que l'on ne peut conclure définitivement sur le mécanisme du blocage des spins des surfaces. Il semble pourtant apparaître que le blocage naturel des spins est faible, mais l'effet d'une couche antiferromagnétique est complètement masqué par l'effet des inhomogénéités.

Par contre, nos couches épitaxiales sont exemptes de ces inhomogénéités. Les intensités des modes secondaires étant très faibles, nous concluons que les spins de surface ne sont que très peu ou pas du tout bloqués. Nous pouvons donc en conclure que l'anisotropie de surface type Néel est trop faible pour provoquer un blocage sensible.

L'addition d'une couche antiferromagnétique de FeNiMn à la surface d'une couche de permalloy épitaxiale accroît le blocage des spins à cette surface de façon appréciable. En chauffant au-dessus de la température de Néel de l'antiferromagnétique le blocage disparaît.

D'une manière similaire, nous avons observé le couplage ferro-ferromagnétique avec des couches multiples, type permalloy-gadolinium. Ces couches, en fonction de la température, présentent un comportement analogue à celui d'oscillateurs couplés et nous pouvons conclure que le couplage ferro-ferromagnétique entre les deux couches est fort.

REFERENCES

- 1 - C. Kittel, Phys. Rev. 110, 1295, 1958
- 2 - J. Paulevé, Annales des Télécom. 13, 311, 1958
- 3 - M. Bouthinon, A. Coumes, J. phys. (France) 25, 41 A, 1964
- 4 - R.V. Pound, Rev. Sc. Instr. 490, 1946
- 5 - R. Kimura et H. Nosé, J. Phys. Soc. Japan 17 suppl. BI
604 - 1962
- 6 - S. Tolansky, Multiple Beam Interferometry, Clarendon Press
Oxford 1948
- 7 - R. Buder, Thèse Docteur Ingénieur, Grenoble, 30/11/1967
- 8 - J.H. E. Griffiths, Nature, 158, 670, 1946
- 9 - C. Kittel, Phys. Rev. 71, 270, 1947
- 10 a - C. Kittel, Int. à la Physique de l'état solide,
Dunod, p. 584, 1958
- 10 b - A. Herpin, Ecole d'été de physique théorique : Les
Houches - p. 358, 1961, Presses Universitaires de
France - Paris
- 11 - P.E. Tannenwald et M.H. Seavey, Coll. Int. Magn. Grenoble
259, 1958
J. Phys. Rad. 20, 323, 1959
- 12 - P.E. Wigen, C.F. Kooi, M.R. Shanabarger, J. Appl. Phys.
35, 3302 1964
- 13 - L. Néel, C.R. Acad. Sc. (Fr) 237, 1468, 1953
J. Phys. Rad. 15, 225, 1954
- 14 - P. Pincus, Phys. Rev. 118, 658, 1960
- 15 - R.F. Soohoo, J. Appl. Phys. 32, 148 S, 1961
- 16 - Z. Frait, B. Heinrich, J. Appl. Phys. 35, 904, 1964
- 17 - D.S. Rodbell, Physics, 1, 279, 1965
- 18 - W.H. Meiklejohn et C.P. Bean, Phys. Rev. 102, 1413, 1956
" " 105, 904, 1957
- 19 - O. Massenet, R. Montmory, C.R. Acad. Sc (Fr) 258
1752, 1964

- 20 - D. Paccard, C. Schlenker, O. Massenet, R. Montmory,
A. Yelon, Phys. Stat. Solidi, 16, 301, 1966
- 21 - A.A. Glazer, A.P. Potapov, R.I. Tagirov et YA.S.Shur
Phys. Stat. Solidi, 16, 745, 1966
- 22 - G.T. Rado et J.R. Weertman, J. Phys. Chem. Solids,
11, 351, 1959
- 23 - M.I. Kaganov, Soviet Phys. JETP 12, 114, 1960
- 24 - C.W. Searle, A.H. Morrish, R.J. Prosen, Physica 29, 1219,
1963
- 25 - G.I. Lykken, W.L. Harman, E.N. Mitchell,
J. Appl. Phys. 37 /3353/ 1966
- 26 - R.F. Soohoo, J. Appl. Phys. 34, 1149, 1963
- 27 - P. Wolf, J. Appl. Phys. 34, 1139, 1963
- 28 - D. Chen, A.H. Morrish, J. Appl. Phys. 33, 1146, 1962
- 29 - R.F. Soohoo, Phys. Rev. 120, 1978, 1960 et 131, 594, 1963
- 30 - C. Kittel, Phys. Rev. 110, 836, 1958
- 31 - M. H. Seavey, M I T Lincoln Lab. Report 239, 1961,
Non publié
- 32 - A.J. Berteaud, Coll. Prop. Electron. Couches Minces
Orsay 22-23 Juin 1967
A paraître J. Phys. (Fr) 1968
- 33 - H. Pascard, A.J. Berteaud, C.R. Acad. Sc. (Fr) 258, 2275,
1964
- 34 - R.F. Soohoo, Magnetic Thin Films, Harper et Row, N.Y. 1965
page 236
- 35 - H. Pascard, Thèse Doct. ès Sciences, Paris, 1965
- 36 - P.E. Wigen, C.F. Kooi, MR Shanabarger, T.D. Rossing
Phys. Rev. Letters 9, 206, 1962
J. Appl. Phys. 34, 1137, 1963
- 37 - T.D. Rossing, J. Appl. Phys. 34, 1133, 1963
- 38 - Z. Frait, E.N. Mitchell, Proc. Int. Conf. Mag. Nottingham
p. 316, 1964
- 39 - A.M. Portis, Appl. Phys. Letters 2, 69, 1963
- 40 - E. Hirota, J. Phys. Soc. Japan, 19, 1, 1964
- 41 - J.T. Davies, J. Appl. Phys. 35, 804, 1964
- 42 - R.V. Telesnin, V.I. Koslov, Phys. Stat. Solidi, 14, K 401,
1966
- 43 - E. Schlömann, J. Appl. Phys. 36, 1193, 1965

- 44 - M. Nisenoff, R.W. Terhune, J. Appl. Phys. 35, 806, 1964
- 45 - T.G. Phillips, Proc. Roy. Soc. A 292, 224, 1966
- 46 - M. Nisenoff, R.W. Terhune, J. Appl. Phys. 36, 732, 1965
- 47 - T.C. Penn, F.G. West, J. Appl. Phys. 38, 2060, 1967
- 48 - G.I. Lykken, Phys. Rev. Letters, 19, 1431, 1967
- 49 - E. Kondorskiy et L.N. Fedotov, Bull Ac. Sc. USSR Phys. Series, 16, 432, 1952
- 50 - C.P. Bean, Proc. Pittsburgh Conf. Magn., Magn. Mat. 365, 1955
Bull Ac. Sc. USSR, Phys. Series, 21, 1183, 1957
- 51 - M.H. Seavey, P.E. Tannenwald, J. Appl. Phys. 30, 227 S 1959
- 52 - G.I. Rusov, Soviet Phys. Solid State 9, 146, 1967
- 53 - R.M. Bozorth, Ferromagnetism, Nostrand, N.Y. p 1951
- 54 - J.D. Blades, Proc. Int. Conf. Mag. Nottingham, 309, 1964
- 55 - M. Nisenoff, R.W. Terhune, Ford Sci.Lab. Report 3/2/1964 non publié
- 56 - C.F. Kooi, W.R. Holmquist, P.E. Wigen, J.T. Doherty
J. Phys. Soc. Japan 17 Sup^t B.I. 599, 1962
- 57 - R. Weber et P.E. Tannenwald, J. Phys. Chem. Solid, 24, 1357, 1964
cf aussi Phys. Review, 140, 498, 1965
J. Appl. Phys. 37, 1058, 1966
- 58 - T.G. Phillips, H.M. Rosenberg, Phys. Review Letters 11 - 198, 1963
Proc. Int. Conf. Mag. Nottingham, 306, 1964
- 59 - F. Keffer, C. Kittel, Phys. Rev. 85, 329, 1952
- 60 - H.E. Nigh, S. Legvold, F.H. Spedding,
Phys. Rev. 132, 1092, 1963

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

EFFET TUNNEL ENTRE SUPRACONDUCTEURS

VU
Grenoble, le

Le Président de la thèse

VU
Grenoble, le

Le Doyen de la Faculté des Sciences

VU, et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de
Grenoble