

T0380  
1867/Di

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

BUDER Rudolf  
Ingénieur EIEG

---

1ère THESE - ETUDE IN SITU D'UN PHENOMENE DE COUPLAGE ENTRE  
COUCHES MINCES FERROMAGNETIQUES EVAPOREES SOUS  
ULTRAVIDE

2ème THESE - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

---

Soutenues le 30 novembre 1967, devant la Commission d'Examen

---

M. Le Professeur L. NEEL..... PRESIDENT  
M. Le Professeur A. LACAZE .....  
M. R. MONTMORY ..... EXAMINATEURS  
M. J.C BRUYERE .....

LISTE DES PROFESSEURS

DOYENS HONORAIRES : M. MORET  
M. WEIL

DOYEN : M. BONNIER

PROFESSEURS TITULAIRES

|                 |   |                |   |
|-----------------|---|----------------|---|
| M. NEEL L.      | Chaire de Physique Expérimentale          | CRAYA A.       | Chaire d'Hydrodynamique                         |
| HEILMANN R.     | Chaire de Chimie                          | BESSON J.      | Chaire de Chimie                                |
| KRAVTSCHENK) J. | Chaire de Mécanique Rationnelle           | BLAMBERT M.    | Chaire de Mathématiques                         |
| CHABAUTY C.     | Chaire de Calcul Différentiel et Intégral | MICHEL R.      | Chaire de Minéralogie et Pétrographie           |
| BENOIT J.       | Chaire de Radioélectricité                | BONNIER E.     | Chaire d'Electrochimie et Electrometallurgie    |
| CHENE M.        | Chaire de Chimie Papetière                | DESSAUX G.     | Chaire de Physiologie Animale                   |
| WEIL L.         | Chaire de Thermodynamique                 | PILLET E.      | Chaire de Physique Industrielle et Electrotech. |
| FELICI N.       | Chaire d'Electrostatique                  | YOCOZ J.       | Chaire de Physique Nucléaire Théorique          |
| KUNTZMANN I.    | Chaire de Mathématiques Appliquées        | DEDEL'IAS J.   | Chaire de Géologie Générale                     |
| BARBIER R.      | Chaire de Géologie Appliquée              | VAUQUOIS B.    | Chaire de Calcul Electronique                   |
| SANTON L.       | Chaire de Mécanique des Fluides           | BARCIER J.C.   | Chaire de Physique                              |
| OZENDA P.       | Chaire de Botanique                       | GUYLE-BODIN M. | Chaire d'Electronique                           |
| FALLOT M.       | Chaire de Physique Industrielle           | ARNAUD P.      | Chaire de Chimie M.P.C.                         |
| KOSZUL J.L.     | Chaire de Mathématiques M.P.C.            | SENGEL P.      | Chaire de Zoologie                              |
| MOUSSA A.       | Chaire de Chimie Nucléaire                | BARHOUD F.     | Chaire de Biosynthèse de la Cellulose           |
| TRAYNARD P.     | Chaire de Chimie Générale                 | GAGNAIRE D.    | Chaire de Chimie Physique                       |
| SOUTIF M.       | Chaire de Physique Générale               | RASSAT A.      | Chaire de Chimie Systématique                   |

PROFESSEURS A TITRE PERSONNEL

|               |                      |                |                           |
|---------------|----------------------|----------------|---------------------------|
| M. GALVANI O. | Mathématiques        | PAUTHENET R.   | Electrotechnique          |
| REULOS R.     | Théorie des Champs   | BARJON R.      | Physique Nucléaire        |
| AYANT Y.      | Physique Approfondie | SILBER R.      | Mécanique des Fluides     |
| GALLISSOT     | Mathématiques        | DREYFUS B.     | Thermodynamique           |
| Mlle LUTZ E.  | Mathématiques        | KLEIN J.       | Mathématiques             |
| BOUCHEZ R.    | Physique Nucléaire   | VAILLAHT F.    | Zoologie et Hydrobiologie |
| LLIBOUTRY L.  | Géophysique          | BRISSONNEAU P. | Physique                  |
| GERBER R.     | Mathématiques        | Mme KOFLER L.  | Botanique                 |

PROFESSEURS SANS CHAIRE

|                  |                          |                 |                           |              |                                   |
|------------------|--------------------------|-----------------|---------------------------|--------------|-----------------------------------|
| M. GIDON P.      | Géologie et Minéralogie  | ANGLES-d'AURIAC | Mécanique des Fluides     | PERRIAUX J.  | Géologie et Minéralogie           |
| GIRAUD P.        | Géologie                 | DUCROS P.       | Minéralogie Cristallogra. | ROBERT A.    | Chimie Papetière                  |
| PERRET R.        | Servomécanisme           | GLENAT R.       | Chimie                    | BIAREZ J.P.  | Mécanique Physique                |
| Mme BARBIER M.J. | Electrochimie            | LACAZE A.       | Thermodynamique           | BONNET G.    | Electronique                      |
| Mme SOUTIF J.    | Physique                 | BARRA J.        | Mathématiques Appliquées  | CAUVIS G.    | Chimie Générale                   |
| COHEN J.         | Electrotechnique         | COUMES A.       | Electronique              | BONNETIER L. | Chimie Minérale                   |
| DEPASSEL R.      | Mécanique des Fluides    | DEGRANGE C.     | Zoologie                  | DEPOMMIER P. | Etude Nucléaire et Génie Atomique |
| GASTINEL A.      | Mathématiques Appliquées | PEBAY PEROULA   | Physique                  |              |                                   |

PROFESSEURS ASSOCIES

|              |                    |                 |                     |
|--------------|--------------------|-----------------|---------------------|
| M. LAPP-ZINN | Botanique          | PARTHE E.       | Physique du Solide  |
| AHAR H.      | Physique du Solide | MURAKAMI-SHINGO | Mathématiques Pures |

MAITRES DE CONFERENCES

|                  |                        |                    |                            |               |                     |
|------------------|------------------------|--------------------|----------------------------|---------------|---------------------|
| M. DODU J.       | Mécanique des Fluides  | DES RE P.          | Chimie S.C.P.N.            | SOHM J.C.     | Electrochimie       |
| HACQUES G.       | Calcul Numérique       | LAJZEROWICZ J.     | Physique M.P.C.            | ZADWORYN F.   | Electronique        |
| LAUCIA R.        | Physique Automatique   | VALENTIN P.        | Physique M.P.C.            | DURAND F.     | Chimie Physique     |
| Mme KAHANE J.    | Physique               | BERTRANDIAS JP.    | Mathématiques Appliquées   | CARLIER G.    | Biologie Végétale   |
| POLOUJADOFF M.   | Electrotechnique       |                    | T.M.P.                     | AUBERT G.     | Physique M.P.C.     |
| Mme DESPORTES C. | Chimie                 | LAURENT P.         | Mathématiques Appliquées   | DELPUECH J.J. | Chimie Organique    |
| Mme BOUCHE L.    | Mathématiques          |                    | T.M.P.                     | PFISTER J.C.  | Physique C.P.E.M.   |
| SARROT-REYNAUD   | Géologie Propédeutique | CAUBET J.P.        | Mathématiques Pures        | CHIBON P.     | Biologie Animale    |
| Mme BONNIER M.J. | Chimie                 | PAYAN J.J.         | Mathématiques              | IDELMAN S.    | Physiologie Animale |
| KAHANE A.        | Physique Générale      | Mme BERTRANDIAS F. | Mathématiques Pures M.P.C. | BLOCH D.      | Electrotechnique    |
| DOLIQUE J.M.     | Electronique           | LONGUEU J.P.       | Physique                   | BRUGEL L.     | I. U. T.            |
| BRIERE G.        | Physique M.P.C.        | NIVAT M.           | Mathématiques Appliquées   | SIBILLE R.    | I. U. T.            |

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

|               |                    |            |                       |              |                    |
|---------------|--------------------|------------|-----------------------|--------------|--------------------|
| M. RADELLI L. | Géologie           | SAWCZUK A. | Mécanique des Fluides | YAMADA O.    | Physique du Solide |
| KEYSTON J.    | Thermodynamique    | CHEEKE J.  | Thermodynamique       | WITROWSKI A. | Physique Générale  |
| WAKIYAMA T.   | Physique du Solide |            |                       |              |                    |

A MA FEMME

A MES PARENTS

A MES AMIS

J'exprime ma respectueuse reconnaissance à Monsieur le Professeur L. Néel, membre de l'Institut, qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire.

Je remercie Monsieur R. Montmory de m'avoir proposé le sujet de recherche et d'avoir suivi mon travail avec intérêt.

Je prie Monsieur le Professeur A. Lacaze d'accepter mes plus vifs remerciements pour avoir bien voulu s'intéresser à ce travail et faire partie du jury.

Que Monsieur J.C. Bruyère, Monsieur O. Massenet et Monsieur A. Yelon soient assurés de ma profonde reconnaissance pour leurs précieux conseils et les discussions fructueuses sur le sujet.

Je voudrais remercier tout particulièrement Monsieur B. Waksman dont la collaboration amicale m'a été très précieuse.

Que tous mes camarades chercheurs et techniciens soient vivement remerciés pour leurs conseils et leur aide efficace, en particulier Messieurs D. Paccard, J. Devenyi et Messieurs M. Brozy, R. Biraghi et Y. Salle.

PREMIERE THESE

ETUDE IN SITU D'UN PHENOMENE DE COUPLAGE  
ENTRE COUCHES MINCES FERROMAGNETIQUES EVAPOREES  
SOUS ULTRA-VIDE

SOMMAIRE

INTRODUCTION et HISTORIQUE

CHAPITRE I - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

- I - 1 Enceinte à vide
- I - 2 Ensemble de pompage
  - I-2-1 Vide primaire
  - I-2-2 Vide secondaire
- I - 3 Mesures de pression et conductances
- I - 4 Ensemble d'évaporation
  - I-4-1 Canon à électrons
  - I-4-2 Déflexion du faisceau d'électrons
  - I-4-3 Problème du dégazage du canon
  - I-4-4 Problème des électrons réfléchis
  - I-4-5 Porte-cibles
  - I-4-6 Performances
- I - 5 Le support de lame
- I - 6 Nettoyage du substrat
- I - 7 Mesure de l'épaisseur des dépôts
- I - 8 Ensemble de mesure par Effet Kerr

CHAPITRE II - GENERALITES SUR LE PHENOMENE DE COUPLAGE

CHAPITRE III - ETUDE DE COUCHES FERROMAGNETIQUES SIMPLES  
EVAPOREES SOUS ULTRAVIDE

- III - 1 Variations du champ coercitif en fonction  
de l'épaisseur de la couche

- III-1-1 Alliage dur, Fe-Ni-Co, sur support de verre
- III-1-2 Alliage dur, évaporé sur une couche d'or
- III-1-3 Alliage doux, Fe-Ni
- III - 2 Variations des champs coercitifs avec la température de mesure

#### CHAPITRE IV - ETUDE DU COUPLAGE AVEC DES COUCHES INTERMÉDIAIRES NON MAGNÉTIQUES

- IV - 1 Processus d'évaporation et de mesure
- IV - 2 Etude de couches couplées avec intermédiaire d'or
  - IV-2-1 Variations du champ de couplage avec l'épaisseur de la couche douce
  - IV-2-2 Variations du champ de couplage avec l'épaisseur de la couche intermédiaire d'or
  - IV-2-3 Influence de la température du support pendant l'évaporation
  - IV-2-4 Etude du couplage en fonction de la température de mesure
  - IV-2-5 Influence des propriétés de la couche dure
    - IV-2-5-1 Composition
    - IV-2-5-2 Epaisseur
    - IV-2-5-3 Diverses autres propriétés
  - IV-2-6 Etude du champ de couplage agissant sur la couche dure
- IV - 3 Etude du couplage avec divers matériaux intermédiaires non magnétiques
  - IV-3-1 Molybdène
  - IV-3-2 Platine
  - IV-3-3 Silicium
  - IV-3-4 SiO

IV - 4 Discussion des résultats

IV-4-1 Couplage par trous

IV-4-2 Couplage magnétostatique

CHAPITRE V - ETUDE DES CHAMPS COERCITIFS DANS LES COUCHES MULTIPLES

V - 1 Variations du champ coercitif de la couche dure en fonction de son épaisseur et en présence de l'autre couche ferromagnétique

V - 2 Couche dure déposée sur le support de verre ; Variations de son champ coercitif en fonction de l'épaisseur de la 2e couche ferromagnétique

V - 3 Etude des courbes critiques de basculement

CHAPITRE VI - ETUDE DU COUPLAGE AVEC UNE COUCHE INTERMEDIAIRE DE GADOLINIUM

VI - 1 Couches minces de Gd seul

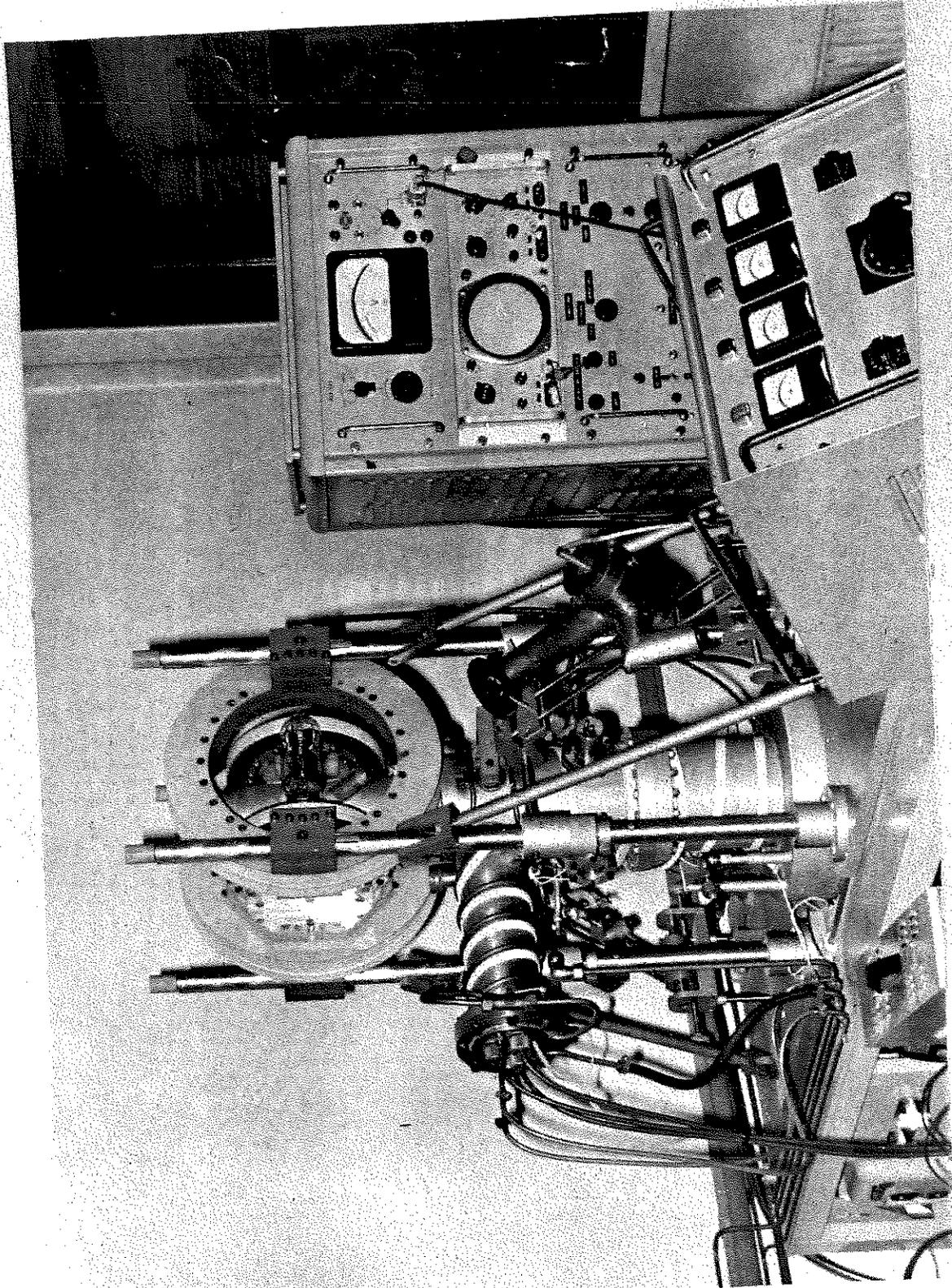
VI - 2 Couches doubles : permalloy-gadolinium

VI-2-1 Etude à l'effet Kerr

VI-2-2 Etude par résonance ferromagnétique et résonance d'ondes de spin

VI - 3 Couches couplées avec intermédiaire de gadolinium

CONCLUSION



Vue d'ensemble .

Photo I

## INTRODUCTION

C'est au début de ce siècle, en 1902, que Ch. Maurain (1) découvrit un phénomène de couplage magnétique nouveau. Contrairement aux effets de champs démagnétisants, il tend à aligner parallèlement les directions de l'aimantation dans deux couches minces ferromagnétiques séparées par une couche d'un métal non ferromagnétique de faible épaisseur. Ces couches successives étaient alors déposées par électrolyse.

Il y a quelques années, J.C. Bruyère (2) et O. Massenet (3) ont entrepris une étude systématique de ce phénomène à l'aide de couches minces préparées par évaporation thermique sous vide, dans le but de découvrir l'origine de ce couplage "positif". Cette origine a pu être déterminée de façon certaine dans quelques cas particuliers seulement : quand une diffusion de matériau ferromagnétique dans la couche intermédiaire conduit à un alliage dilué ferromagnétique (cobalt dans palladium), ou quand la couche intermédiaire est incontestablement lacunaire (or ou argent déposés à température de support relativement élevée). Dans de nombreux autres cas où un couplage a été observé, il n'a pas été possible d'aboutir à une conclusion définitive quant à son origine.

Quatre mécanismes ont été proposés, pouvant agir simultanément ou séparément : couplage direct par ponts ferromagnétiques à travers des lacunes de la couche intermédiaire (2, 3) ; diffusion de matériau ferromagnétique dans cette couche, lui conférant les caractéristiques d'un ferromagnétique (3) ; couplage indirect par polarisation des électrons dans la couche intermédiaire (2, 3, 22) ; couplage magnétostatique dû à une corrélation topographique entre les surfaces en regard des deux couches ferromagnétiques (4).

Le but du présent travail était, en tenant compte des résultats déjà acquis, de réaliser un appareillage permettant de faire varier de nouveaux paramètres et d'améliorer la reproductibilité des résultats, dans l'espoir de confirmer ou d'éliminer certaines des hypothèses proposées.

Ainsi par exemple, si on dépose les couches multiples sur un support refroidi à très basse température, on peut minimiser une éventuelle diffusion de matériau ferromagnétique dans la couche intermédiaire. De plus, on doit ainsi obtenir des couches ayant une granulométrie plus fine et moins de lacunes à épaisseur égale.

Il était également nécessaire de diversifier la nature des couches intermédiaires, d'envisager l'étude de métaux réfractaires et de terres rares. Parmi ces dernières, le gadolinium paraissait particulièrement intéressant par le fait qu'il possède un point de Curie voisin de la température ambiante. Nous pensions ainsi étudier le comportement du couplage quand on passait de l'état paramagnétique à l'état ferromagnétique de l'intermédiaire.

Enfin il était souhaitable de pouvoir étudier les propriétés magnétiques des diverses couches pendant leur formation et "in situ".

Ces nouvelles conditions réunies ont exigé que les lames fussent fabriquées sous des pressions extrêmement réduites afin d'éviter une pollution prohibitive soit du support, soit de la couche en cours de formation.

Dans le cas où le support est refroidi à basse température, celle de l'azote liquide dans notre cas, la probabilité de fixation (ou coefficient de collage) pour les molécules de gaz incidentes est beaucoup plus grande qu'à température élevée.

De plus, si l'on veut suivre l'évolution des propriétés magnétiques au cours de la formation des couches, la vitesse d'évaporation doit rester assez modérée pour permettre d'effectuer les mesures, soit continues, soit à intervalles réguliers. Or la qualité d'une couche déposée sous vide peut être définie par le rapport de la pression résiduelle  $p$  par la vitesse de formation du dépôt  $r$ ,  $p/r$  mesuré en Torr. A.s<sup>-1</sup>, introduit par Behrndt (5). Comme  $r$  est limité, il est nécessaire de rendre  $p$  aussi faible que possible.

Certains matériaux que nous désirions évaporer (gadolinium) ont exigé que les pressions résiduelles d'oxygène et de vapeur d'eau fussent du domaine de l'ultravide (29). D'autres ont nécessité une méthode d'évaporation susceptible de fournir des températures très élevées (les métaux réfractaires comme le Mo et le Pt).

Toutes ces considérations nous ont amenés à réaliser un groupe d'évaporation répondant aux exigences de l'ultravide et équipé d'un canon à électrons comme source d'énergie. Les mesures magnétiques ont été faites par effet magnéto-optique de Kerr, procédé commode pour la mesure de propriétés magnétiques in situ.

## CHAPITRE I

### DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

#### I - 1 L'enceinte à vide.

L'enceinte (fig. 1) est essentiellement constituée par un cylindre vertical en acier inoxydable, surmonté d'une cloche aisément démontable. Le pompage se fait par la partie inférieure de la colonne.

Un deuxième cylindre d'axe horizontal vient se greffer sur le cylindre vertical ; il contient le canon à électrons, source d'énergie pour l'évaporation. Toutes les jonctions fixes ont été soudées à l'arc sous atmosphère d'argon (Argonarc). Toutes les pièces métalliques sont décapées et passivées chimiquement avant l'assemblage définitif.

Les jonctions démontables sont réalisées par brides et l'étanchéité est obtenue à l'aide de joints en cuivre O.F.H.C. Les portées de joints sont du type "curvac", couramment utilisé par la maison Ultek.

Les jonctions susceptibles d'être démontées après chaque évaporation sont rendues étanches à l'aide de joints toriques en Viton, de même que les vannes.

#### I - 2 L'ensemble de pompage.

##### I-2-1 Vide primaire.

Le vide primaire est produit par une pompe à palettes Edwards à 2 étages, d'une vitesse de pompage de 50 l/mn, atteignant un vide limite de  $2.10^{-4}$  Torr.

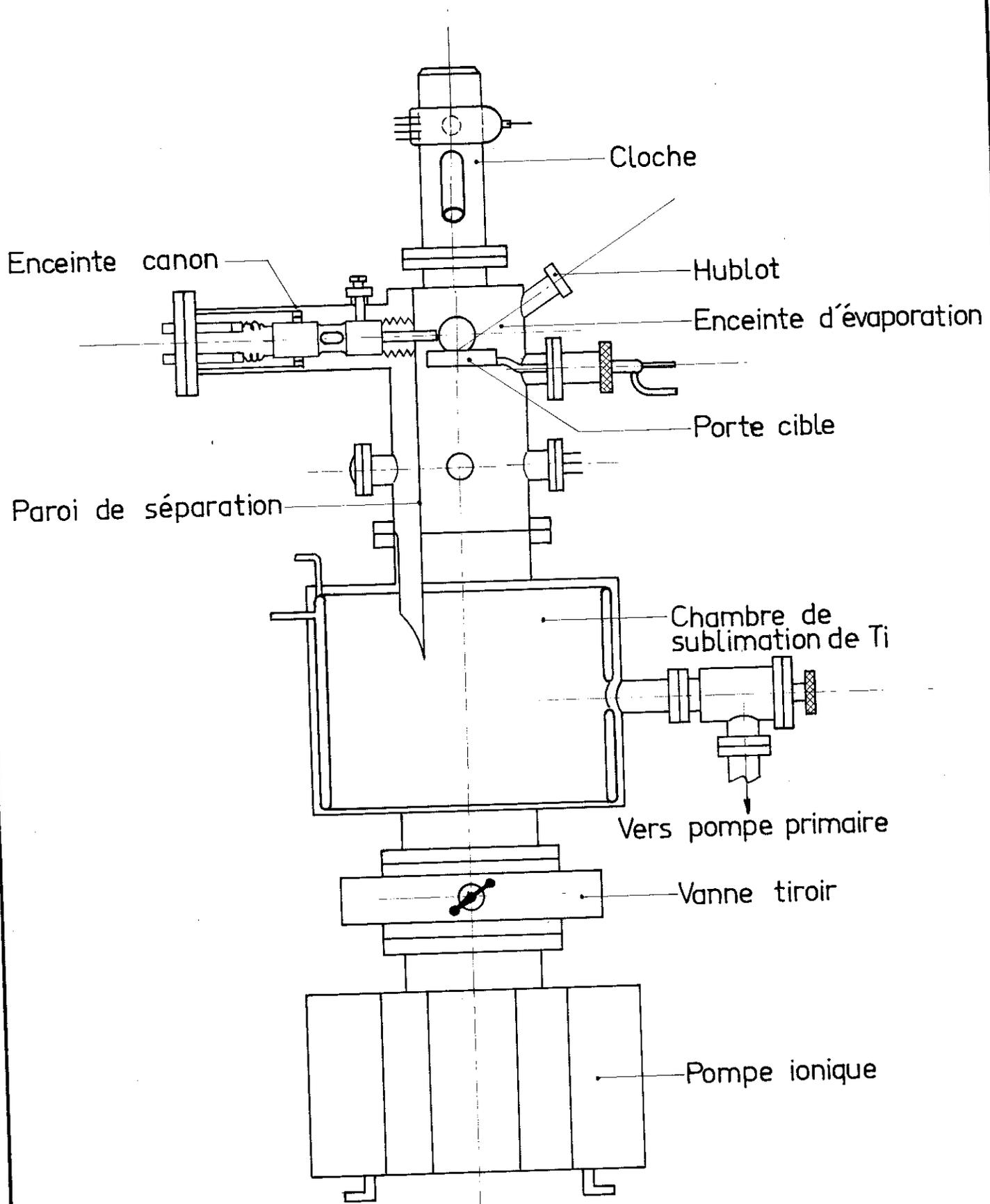


Fig 1

Schéma d'ensemble.

Un piège à zéolithe (tamis moléculaire) étuvable empêche les remontées d'huile de la pompe primaire vers l'enceinte.

#### I-2-2 Vide secondaire.

La pompe principale est une pompe ionique Ultek à pulvérisation de titane, d'une vitesse de pompage nominale de 200 l/s; une vanne tiroir à grand débit permet de l'isoler du reste du montage pendant la mise à l'air de l'enceinte.

Entre la vanne et l'enceinte est insérée une chambre cylindrique, qui contient une chemise à double paroi formant réservoir. Au centre, quatre filaments de titane peuvent être chauffés successivement par effet Joule et la couche de titane qui se dépose sur les parois internes sert de pompe à getter pour les gaz réactifs.

Quand les parois sont maintenues à température ambiante par une circulation d'air forcée dans le réservoir, l'ensemble : pompe ionique - pompe à getter peut atteindre des vitesses de pompage de l'ordre de 4000 l/s pour les gaz chimiquement actifs. Si on remplit le réservoir avec de l'azote liquide, la vitesse de pompage peut être estimée à 10.000 ou 20.000 l/s, car non seulement le rendement de l'effet getter est amélioré par une plus grande probabilité de fixation (6, 7) mais les parois à basse température constituent aussi une pompe cryogénique pour tous les gaz condensables à la température de l'azote liquide.

Tout le groupe peut être étuvé à l'aide d'éléments et de rubans chauffants, entre 350°C et 150°C selon les parties (photo 2).

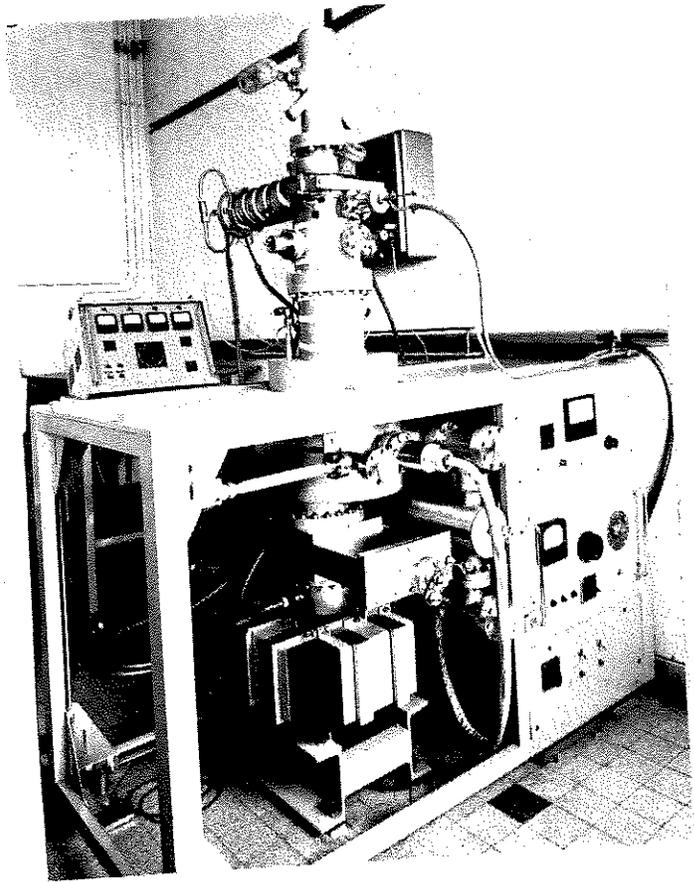


Photo II

Enceinte et Pompes .

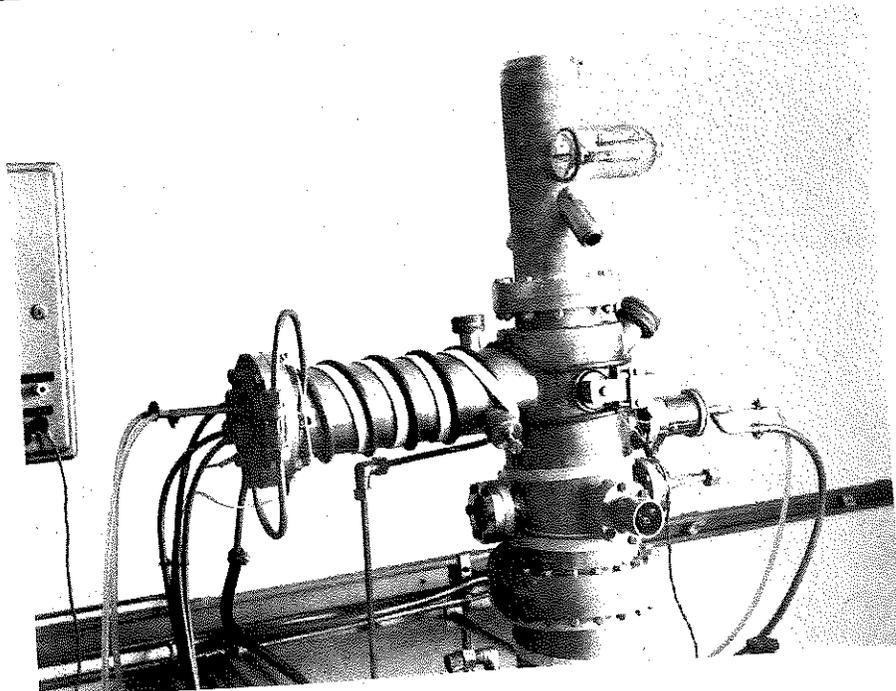


Photo III

Enceinte canon et cloche .

### I - 3 Mesures de pression et conductances.

La pression dans le groupe peut être mesurée en deux endroits distincts : d'une part dans la pompe ionique, dont le courant est proportionnel à la pression, d'autre part au niveau de la cloche où a été monté une jauge du type Bayard-Alpert. Cette jauge se trouvant pratiquement placée au point le plus éloigné des pompes, donnera donc une limite supérieure de la pression régnant dans l'enceinte (c'est la pression indiquée par cette jauge que nous citerons dans la suite des expériences, sauf spécification particulière).

La conductance  $L$  d'une conduite cylindrique, de longueur  $l$  grande par rapport à son rayon  $r$ , en régime moléculaire, est donnée par (8) :

$$L = \frac{2}{3} \pi \frac{r^3}{l} \bar{v} \quad \text{où} \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{3kT}{M}} \quad \text{est la vitesse}$$

thermique moyenne du gaz considéré.

Une valeur approchée pour l'air et à température ambiante est donnée par Yarwood (9) :

$$L \approx 100 \frac{r^3}{l} \quad \text{l/s} \quad (r \text{ et } l \text{ en cm})$$

Nous trouvons ainsi que la conductance entre le niveau du canon et la pompe ionique est de l'ordre de 600 l/s, que celle entre la chambre de sublimation de titane et le canon est de 1000 l/s et celle entre la pompe ionique et la chambre est de 1600 l/s.

Soit  $Q$ , mesuré en Torr.l.s<sup>-1</sup>, le débit de gaz pénétrant dans le volume de l'enceinte (fuites, dégazage des parois, etc) à un certain niveau et soit  $L$  la conductance des conduites et obstacles entre ce niveau et la pompe qui a une vitesse de pompage  $S$ . Nous pouvons alors calculer les pressions  $P_0$  (dans la pompe) et  $P$  (au niveau considéré de l'enceinte), si toutefois les autres sources de gaz sont négligeables :

$$P_0 = -\frac{Q}{S} \quad P - P_0 = \frac{Q}{L}$$

ou en éliminant  $Q$

$$P = P_0 \left( 1 + \frac{S}{L} \right)$$

Ainsi, si la principale source de gaz se trouve au niveau du canon et si la pompe ionique fonctionne seule ( $S = 200$  l/s), le rapport entre les pressions indiquées par la jauge et par la pompe est de :

$$P/P_0 = 1 + \frac{S}{L} = 1 + \frac{200}{600} = 1,33$$

Par contre, si une couche de titane a été évaporée dans la chambre, créant une vitesse de pompage de 4000 l/s, on aura approximativement

$$P/P_0 \approx 1 + \frac{4000}{1000} = 5$$

## I - 4 L'ensemble d'évaporation.

Cet ensemble comprend le canon à électrons, un électroaimant pour la déflexion du faisceau d'électrons et le support des divers matériaux à évaporer ou porte-cible.

### I-4-1 Le canon à électrons.

Il s'agit d'un canon du type Pierce, fabriqué par la Société ALCATEL sous la dénomination CL 1, pouvant fournir une puissance maximum de 1,5 KW sous une tension d'accélération de 13 KV. Il ne nécessite donc pas de protection particulière contre les rayons X. Le canon est muni d'une cathode à chauffage indirect et d'une concentration électromagnétique variable. Le diamètre minimum du faisceau à 15 cm de la bobine est d'environ 2 mm sous bon vide.

Nous avons monté le canon sur une rotule, et 3 vis à 120° pénétrant dans l'enceinte par l'intermédiaire de soufflets métalliques étanches, permettent d'ajuster son orientation.

La forme générale de l'enceinte ainsi que la disposition horizontale du canon ont été imposés par, des questions d'encombrement résultant de la présence des bancs d'optique et des bobines de Helmholtz nécessaires aux mesures in situ par effet Kerr.

### I-4-2 Déflexion du faisceau d'électrons.

Avant de bombarder le matériau à évaporer, placé sur un support horizontal plus bas que l'axe du canon, les électrons sont défléchis d'un angle voisin de 90° dans l'entrefer d'un électroaimant extérieur à l'enceinte. L'enceinte a une

forme adaptée pour permettre aux pôles d'y pénétrer et de ne conserver qu'un entrefer de 25 mm.

Calculons le champ nécessaire pour courber sur un rayon R de 1 cm un faisceau d'électrons accéléré sous  $V = 10$  KV :

$$B = \frac{m v}{e} \cdot \frac{1}{R} \quad \text{et} \quad v = \sqrt{2 \frac{e}{m} V}$$

$$\text{d'où } B = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{2mV}{e}} \approx 3,4 \cdot 10^{-2} \text{ Wb/m}^2$$

Le circuit magnétique et les enroulements ont été déterminés en fonction de cette valeur.

Initialement, cette déflexion devait nous permettre également de diriger le faisceau d'électrons sur plusieurs sources distinctes, placées côte à côte, en agissant simplement sur le courant de déflexion. Comme nous verrons par la suite, des raisons imprévisibles nous ont obligés à modifier le montage et à perdre cet avantage.

Enfin, cette disposition évite le bombardement de la cathode par les ions du métal évaporé.

#### I-4-3 Problème du dégazage du canon.

Il est apparu très vite que le canon tel qu'il était conçu par le fabricant ne pouvait être utilisé en ultra-vide. En effet, le matériau constituant la bobine de concentration présentait un taux de dégazage prohibitif, consécutif à un échauffement important pendant le fonctionnement du chauffage de la cathode.

Il a donc été nécessaire de modifier cette partie du canon : la bobine a été enfermée dans une enveloppe de cuivre O.F.H.C. étanche (soudée par bombardement sous vide) et refroidie par une circulation d'eau.

Malgré ces précautions, le dégazage permanent des autres parties (brides en acier inoxydable, isolateurs en alumine) restait encore trop élevé (qq.  $10^{-6}$  Torr.  $l.s^{-1}$ ). Comme ces parties sont portées à la haute tension, nous n'avons pas envisagé de les refroidir.

Cependant, compte tenu de la grande vitesse de pompage disponible au niveau de la chambre de sublimation de titane, nous avons réalisé un pompage séparé, en parallèle, du canon et de l'enceinte d'évaporation, sans recourir à une pompe auxiliaire. Dans ce but, une plaque de séparation a été soudée verticalement dans l'enceinte cylindrique (fig. 1) en sacrifiant environ 1/10 de la conductance de cette dernière.

Pour permettre le passage du faisceau d'électrons, la paroi de séparation a été percée en face du canon et un soufflet métallique soudé sur la paroi et plaqué contre la bobine du canon assure l'étanchéité entre les deux enceintes. L'anode, solidaire de la bobine, est traversée par un canal de 2 mm de diamètre par où passe le faisceau d'électrons et joue donc elle-même le rôle de diaphragme, car la conductance de cette fuite entre les deux enceintes n'est que de l'ordre de  $5.10^{-2}$  l/s.

Par cet artifice, tous les gaz émis par le canon s'écoulent directement vers les pompes sans traverser l'enceinte utile où la vitesse de pompage est limitée à environ 400 l/s.

(en tenant compte de la conductance du cylindre vertical, plus les obstacles). La remontée de pression dans l'enceinte d'évaporation n'est donc plus que :

$$\Delta P' = \frac{Q_c}{S} \quad \text{au lieu de} \quad \Delta P = Q_c \cdot \frac{L+S}{LS} \approx \frac{Q_c}{L}$$

où :

$Q_c$  est le débit de gaz désorbés par le canon  
 $S$  la vitesse de pompage globale dans les pompes  
 $L$  la conductance entre les pompes et le niveau du canon.

On peut atteindre des vitesses de pompage telles que :

$$S = 20.L, \quad \text{donc} \quad \Delta P' \approx \frac{\Delta P}{20}.$$

En pratique, l'augmentation de pression au niveau de la cloche, quand le canon est chaud, reste inférieur à  $\Delta P' = 10^{-9}$  Torr. Etant donné que le vide limite, canon à l'arrêt, est de l'ordre de  $1.10^{-9}$  Torr, cette valeur est parfaitement acceptable.

La pression dans l'enceinte du canon reste inférieure à environ  $3.10^{-6}$  Torr, donc largement suffisante pour un fonctionnement correct du canon.

#### I-4-4 Problème des électrons réfléchis.

Malgré ces précautions, en procédant aux essais d'évaporation nous avons relevé des pressions anormalement élevées, même après un dégazage prolongé des cibles et de l'enceinte.

En effet, dès la mise en marche du bombardement, on observe une augmentation brutale de la pression qui atteint rapidement une valeur d'équilibre dont elle ne s'écarte pratiquement plus, même après une heure de bombardement.

La valeur de cet équilibre est bien reproductible d'un essai à l'autre ; elle dépend fortement de la puissance de bombardement mais assez peu de la nature de la cible. Après l'arrêt du bombardement, le phénomène ne semble pas cesser brutalement car la décroissance de la pression est très lente. Prenons un exemple : avec un courant d'électrons de 30 mA sous 6KV, la pression remonte de quelques  $10^{-9}$  Torr à  $3 \times 10^{-7}$  Torr et, après 5 minutes de bombardement, le retour à la pression initiale demande 1 heure de pompage ou davantage.

Afin de rechercher l'origine de ce dégazage nous avons utilisé par la suite une cible en cuivre refroidie à l'eau éliminant toute influence possible des cibles chaudes. Nous avons alors constaté les phénomènes suivants : le dégazage a lieu dans l'enceinte d'évaporation ; malgré la cible froide certaines parties de l'enceinte s'échauffent au cours du bombardement ; dans l'obscurité on observe des taches lumineuses sur les parois et principalement sur les parties en verre, indiquant qu'une excitation des atomes de la surface y a lieu ; ces taches se déplacent quand on fait varier le champ de déflexion.

Nous en avons conclu que les parois de l'enceinte étaient soumises à un bombardement électronique parasite dû à des électrons réémis ou réfléchis par la cible, car à l'aide d'un diaphragme refroidi nous avons vérifié qu'il ne pouvait pas s'agir d'une dispersion du faisceau primaire.

Pour préciser l'énergie des électrons induisant le dégazage, nous avons monté ensuite une électrode annulaire au-dessus du point d'impact sur la cible et isolé électriquement la cible de l'enceinte afin d'y appliquer différentes tensions de polarisation. Ceci a permis de montrer que :

1°/ le dégazage parasite ne pouvait être causé par les électrons secondaires d'énergie inférieure à 100 eV ;

2°/ que 30 % environ des électrons incidents étaient réémis par la cible.

E.J. Sternglass (10) a entrepris une étude systématique sur la réémission d'électrons (backscattering) par les solides dans la gamme des KeV.

Une étude théorique est proposée par J.E. Everhart (11) Sur la figure 2 (10) sont portés le rendement  $\delta$  de l'émission secondaire totale et le rendement  $n$  des électrons réfléchis d'énergie supérieure à 50 eV (cible en Pt) en fonction de l'énergie du faisceau primaire.

On peut remarquer qu'au-dessus de 3 KeV  $n$  et  $\delta$  tendent vers des valeurs asymptotiques. Dans le cas du cuivre  $n/\delta \approx 0,3$ , c'est-à-dire dans notre cas ( $\delta \approx 30\%$ ), environ 10 % des électrons incidents sont réfléchis avec une énergie suffisante pour participer au dégazage des parois.

La figure 3 (10) représente la distribution de l'énergie entre ces électrons réfléchis. On note que le maximum de  $d_n/d_W$  est d'autant plus prononcé et d'autant plus voisin de l'énergie primaire que la masse atomique de la cible est élevée. D'autre part ces maxima s'accroissent à énergie primaire croissante.

Enfin la figure 4 (12) montre la distribution dans l'espace de la direction d'émission des électrons réfléchis. Le maximum de réflexion se situe au voisinage de la direction d'incidence et devient plus aigu quand l'énergie primaire croît.

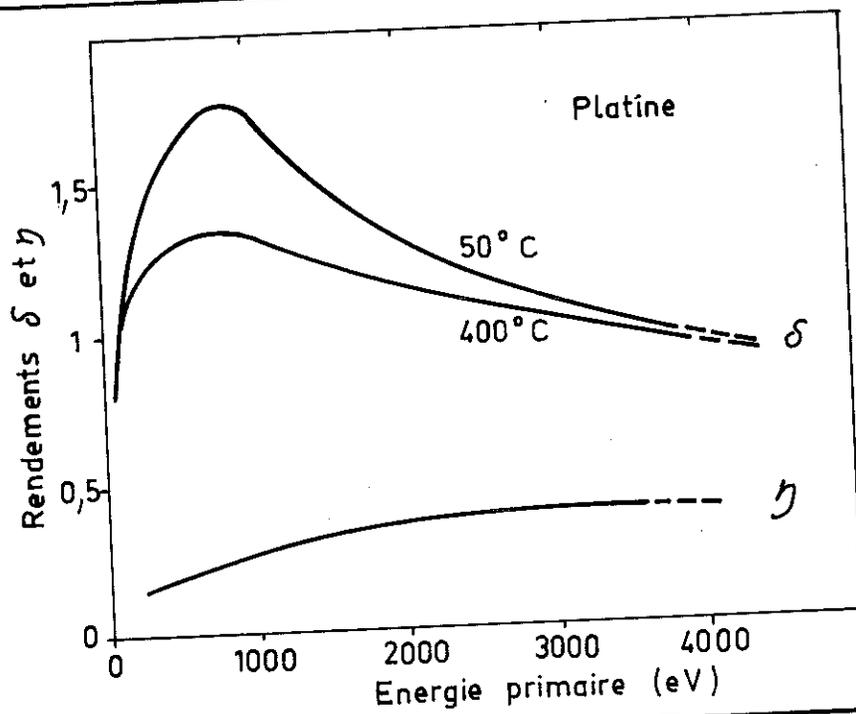


Fig 2

Rendements de la réémission

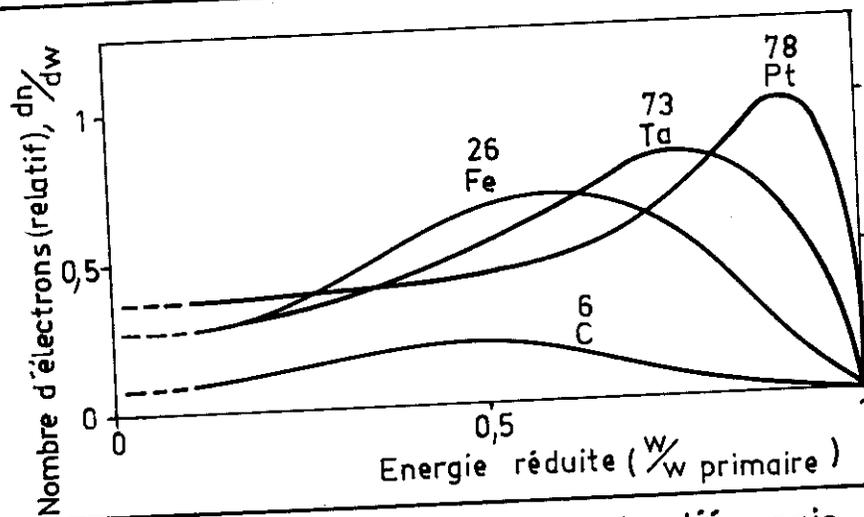


Fig 3

Distribution en fonction de l'énergie

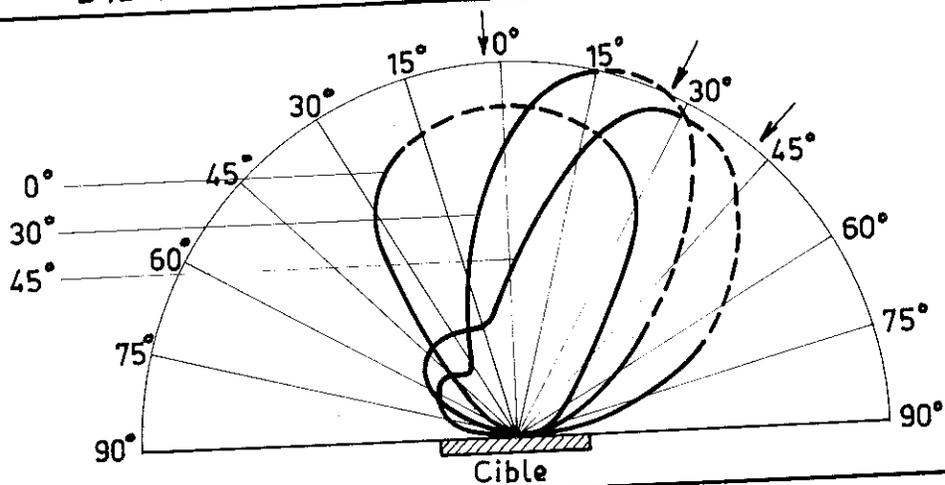


Fig 4

Distribution dans l'espace

Considérons maintenant les phénomènes de dégazage que peuvent engendrer les électrons tombant sur les parois de l'enceinte. Ils peuvent d'abord activer la désorption de gaz adsorbés physiquement, mais ce dégazage s'accomplit rapidement et peut être négligé dans notre cas. Par contre, étant donné l'énergie des électrons réfléchis, leur pouvoir de pénétration est de plusieurs centaines de couches atomiques (13). Les électrons perdent leur énergie par ionisation et par excitation des atomes du matériau bombardé ainsi que des atomes d'impuretés incluses dans ce matériau. Par diffusion, éventuellement après dissociation, certains corps atteignent la surface et sont finalement émis dans le volume où ils participent à la pression totale.

A l'aide des valeurs relevées expérimentalement nous pouvons déterminer sommairement le rendement  $\gamma$  de ce processus ( $\gamma$  = nombre de particules libérées par électron)

bombardement primaire :  $I = 30 \text{ mA}$ ,  $V = 6 \text{ KV}$

pression totale mesurée :  $P = 3 \cdot 10^{-7} \text{ Torr}$

vitesse de pompage :  $S = 400 \text{ l/s} = 4 \times 10^5 \text{ cm}^3/\text{s}$

courant d'électrons réfléchis :  $i = 0,1 \cdot I = 3 \cdot 10^{-3} \text{ cb/s}$   
 $\approx 2 \times 10^{16} \text{ électrons/s.}$

Sachant que la densité de particules est de  $3,5 \times 10^{16} \times P \text{ cm}^{-3}$  (1) à température ambiante, l'équilibre s'écrit :

$$\gamma \cdot i = 3,5 \times 10^{16} \cdot P \cdot S$$

d'où

$$\gamma \approx \frac{3,5 \times 10^{16} \cdot 3 \cdot 10^{-7} \cdot 4 \cdot 10^5}{2 \cdot 10^{16}} \approx 0,2$$

Ce rendement est très élevé. Cependant une étude de Lineweaver (14) sur le dégazage du verre par bombardement électronique permet de trouver des rendements du même ordre de grandeur (0,15 à 0,22 suivant la densité du faisceau d'électrons). D'autre part la constante de temps qu'il trouve pour ce phénomène de dégazage est de l'ordre de plusieurs heures. Il est donc possible qu'en prolongeant nos essais nous aurions pu constater une diminution du dégazage. Enfin, après l'arrêt du bombardement, le dégazage ne cesse pas brutalement car la diffusion des particules précédemment activées par les électrons se poursuit dans le matériau jusqu'à l'établissement d'un nouvel équilibre.

Sans insister davantage sur l'aspect fondamental du phénomène, envisageons comment on peut remédier au problème. Il est possible que la nature du matériau bombardé, son état de surface et son traitement préalable aient une influence importante sur le dégazage en question. Une étude plus approfondie serait nécessaire pour en décider.

Dans notre cas nous nous sommes limités à la recherche d'un moyen pouvant empêcher le bombardement des parois de l'enceinte. Une première solution consisterait à entourer la cible d'un écran métallique aussi fermé que possible et de petites dimensions. En comptant sur le bombardement intense de cet écran, éventuellement refroidi, on peut espérer obtenir un dégazage préalable efficace et de toute manière un taux de désorption plus faible grâce à sa surface réduite.

Une deuxième solution, celle que nous avons finalement adoptée, fait appel à une déflexion magnétique des électrons réémis. Nous avons placé notre cible dans l'entrefer de l'électro-aimant qui sert à défléchir le faisceau primaire. Les trajectoires des électrons incidents et réfléchis peuvent ainsi être courbées sur un rayon d'un centimètre ou même moins. Par conséquent, les électrons réfléchis retombent sur le cache en cuivre refroidi (schéma de la figure 5) auquel on a donné une forme en cuvette pour éviter que des électrons ne s'en échappent. Cette solution s'est avérée efficace, et la remontée de pression au cours du bombardement a pu être réduite à près du centième de sa valeur initiale.

Malheureusement, la position de la cible devient assez critique, aussi bien au point de vue focalisation qu'au point de vue des trajectoires des électrons réfléchis (donc de leur piégeage). Il est nécessaire de placer l'échantillon à évaporer toujours au même endroit ce qui rend indispensable un déplacement mécanique du porte-cibles.

#### I-4-5 Le Porte-Cibles.

Le porte-cibles est un bloc de cuivre O.F.H.C refroidi par une circulation d'eau. Il comporte 3 logements cylindriques destinés à recevoir les échantillons à évaporer. Un déplacement mécanique linéaire par l'intermédiaire d'un soufflet métallique permet d'amener la cible désirée en face du trou percé dans le cache fixe et placé au point le plus favorable.

Un hublot en pyrex permet de contrôler visuellement cette opération ainsi que le réglage de la focalisation.

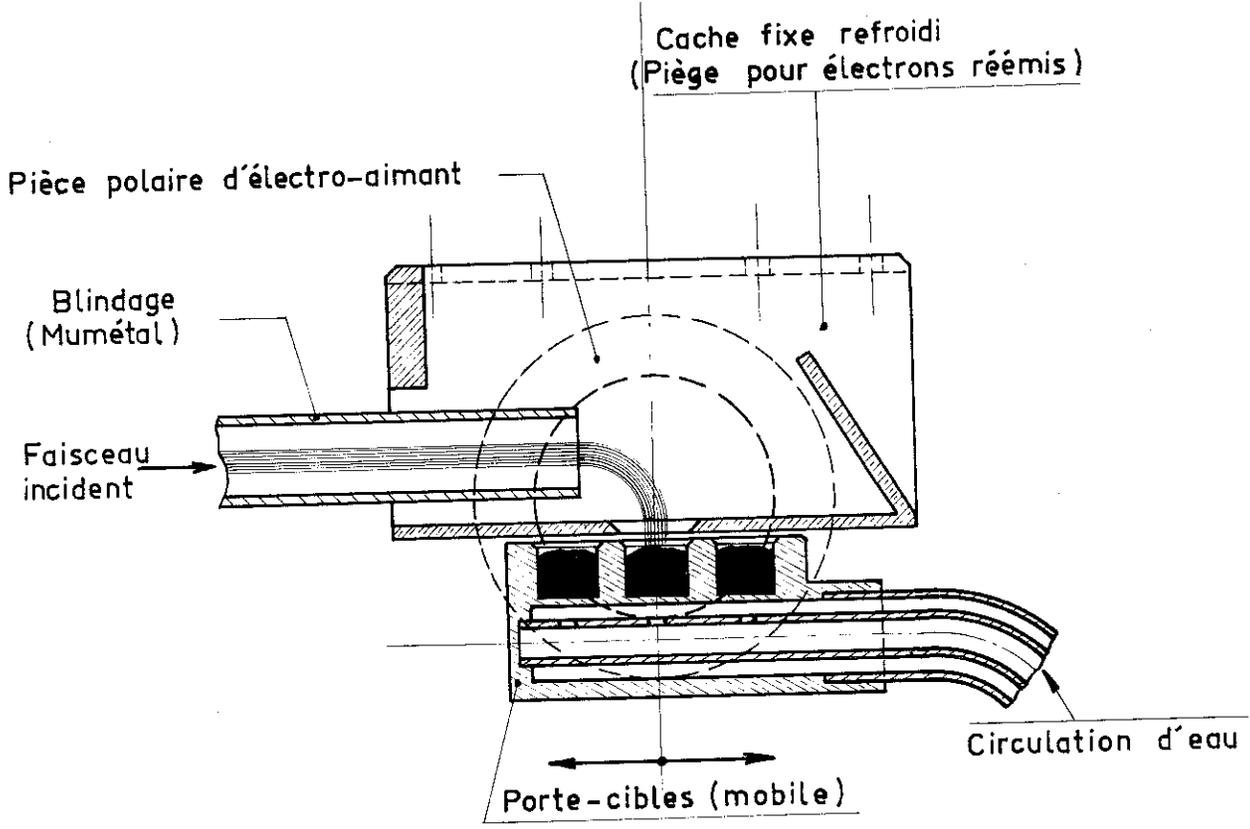


Fig 5

Porte-cibles et cache refroidi

Les échantillons à évaporer sont posés directement sur le porte-cibles dans la plupart des cas.

Seul l'or, de par sa bonne conductibilité thermique, est très difficile à évaporer quand il est en contact direct avec le cuivre refroidi. Il a donc été placé dans un petit creuset d'alumine qui chauffe très peu pendant l'évaporation de l'or et dont le dégazage est insignifiant.

#### I-4-6 Performances.

Si on prend la précaution de mettre l'enceinte sous pression en la remplissant d'azote pur et sec, on est sûr d'atteindre un vide limite de l'ordre de  $1$  à  $2 \cdot 10^{-9}$  Torr au niveau de la cloche après moins de 20 heures de pompage, y compris un cycle d'étuvage de 10 à 12 heures et le temps nécessaire au refroidissement de l'ensemble ainsi que le dégazage des cibles et de toutes les parties soumises à un échauffement pendant l'évaporation.

Au cours de l'évaporation, la pression reste toujours inférieure à  $10^{-8}$  Torr et peut être maintenue inférieure à  $5 \cdot 10^{-9}$  Torr avec quelques précautions supplémentaires.

#### I - 5 Le support de lame.

Dans nos expériences, le support sur lequel sont déposées les couches minces est une lamelle couvre-objet de microscope en verre d'un diamètre de 18 mm, placée à 25 cm de la source (incidence normale).

Cette lame est fixée dans un porte-lame, solidaire de la cloche démontable (schéma de la figure 6). Le porte-lame a été conçu pour répondre à plusieurs exigences : le

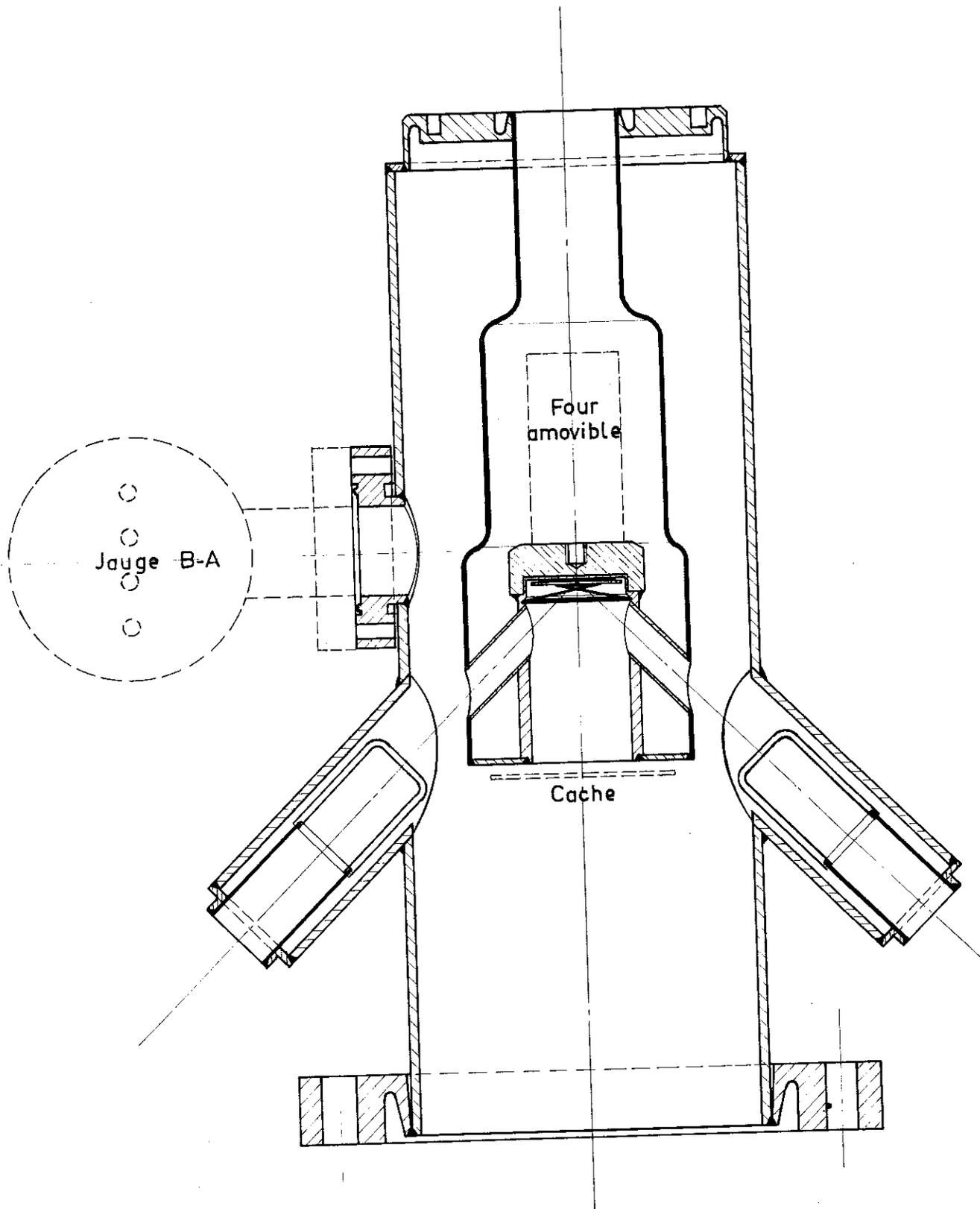


Fig 6

Cloche et porte-lame

support doit être visible de l'extérieur pour permettre les mesures par effet Kerr ; il doit pouvoir être chauffé jusqu'à 350°C (dégazage) et refroidi à -195°C (condensation des couches et mesure) en un minimum de temps ; ceci suppose entre autres un échange thermique par conduction et non seulement par rayonnement, une faible inertie thermique des parties en contact avec la lame, un rayonnement faible vers l'extérieur.

Le support est plaqué contre le fond du porte-lame par un ressort en tungstène.

Le chauffage est réalisé à l'aide d'un petit four, vissé sur le bloc de cuivre qui est brasé sur la partie du porte-lame en acier inox contenant le support. Les températures du support indiquées dans la suite sont en fait celles mesurées dans le bloc de cuivre.

Pour le refroidissement, le four est enlevé et on remplit le récipient entourant le support avec de l'azote liquide ou tout autre réfrigérant.

L'échantillon peut être refroidi de +200°C à -195°C en 20 minutes environ.

#### I - 6 Nettoyage du substrat.

La propreté du substrat est une condition primordiale dans la reproductibilité des résultats.

Nous avons adopté le processus suivant : nettoyage de la lame dans une solution de RBS 25 (ou dans le mélange sulfochromique) sous l'action d'ultra-sons ; rinçages répétés dans l'eau distillée, séchage dans un courant d'air chaud (sec et dépoussiéré) ; rinçage à l'alcool méthylique de pureté électronique et nouveau séchage.

Avant la condensation des couches, le support est étuvé dans l'enceinte à vide à environ 350°C pendant 10 heures au moins.

### I - 7 Mesure de l'épaisseur des dépôts.

Elle est basée sur la méthode du quartz vibrant (15) Il a été nécessaire de mettre au point un support de quartz adapté à l'ultravide. Le support est en bon contact thermique avec l'enceinte et subit donc peu de variation de température pendant l'expérience malgré la proximité du porte-lame.

La sensibilité de la mesure d'épaisseurs est de l'ordre de 3 Hz/Å pour les alliages de Fe-Ni.

La précision de la mesure absolue de l'épaisseur est surtout fonction de la précision de l'étalonnage réalisé par la méthode des franges de coins d'air (16). On peut l'estimer à 20 %. La précision relative et la reproductibilité sont bien meilleures.

Un cache mobile, actionné par un passage tournant (principe de la manivelle), est interposé entre la source et le support pendant le réglage de la vitesse d'évaporation et les dégazages préliminaires. Un deuxième cache permet de limiter le dépôt à une seule moitié de support, la séparation étant parallèle à l'axe de facile aimantation induit dans les couches.

### I - 8 Ensemble de mesure par Effet Kerr.

Comme indiqué précédemment, nous mesurons les propriétés magnétiques des couches dans l'enceinte pendant et après leur formation, grâce à leurs propriétés magnéto-optiques par effet Kerr.

Cette mesure nécessite deux paires de bobines de champ en position de Helmholtz, d'axes perpendiculaires, et deux bancs d'optique, réglables, inclinés à environ  $45^\circ$ , de part et d'autre de l'enceinte. Les bobines et bancs d'optique sont montés sur deux bâtis indépendants glissant sur des rails, ce qui permet de les écarter de l'enceinte pendant l'étuvage et pour en faciliter l'accès. (Photo 1 ).

Un des bancs supporte une source de lumière (lampe de projection de 100 W), un condenseur, un verre absorbant les rayons infra-rouges et un polariseur (Polaroid) ; l'autre banc supporte l'analyseur, une lentille et un photomultiplicateur AVP 105.

Pendant la formation d'une couche ferromagnétique, les bobines dont l'axe est parallèle au plan d'incidence de la lumière servent à induire un axe d'anisotropie dans cette couche.

L'évaporation étant arrêtée, un champ alternatif à 50 Hz produit par ces bobines sert à mesurer le champ coercitif de la couche par effet Kerr longitudinal, le cycle d'hystérésis étant visualisé sur l'écran d'un oscilloscope.

Si on applique un champ alternatif à la paire de bobines perpendiculaires, il est possible de mesurer l'aimantation dans la direction de difficile aimantation de la couche, donc son champ d'anisotropie, par l'effet Kerr transversal.

D'autre part, nous pouvons visualiser la courbe critique de basculement (astroïde (17)) par un balayage de deux champs perpendiculaires à fréquences différentes, l'un

dans la direction facile ( $\sim 500$  Hz) l'autre dans la direction difficile (50 Hz). Des tensions proportionnelles à ces champs sont appliquées à l'oscilloscope respectivement en déflexion horizontale et verticale. La dérivée du signal délivré par le photomultiplicateur, après mise en forme, sert à débloquent le Wehnelt de l'oscilloscope à chaque basculement de l'aimantation de la couche étudiée. La courbe ainsi obtenue est le lieu des extrémités des vecteurs champ qui font basculer l'aimantation de la couche ferromagnétique.

## CHAPITRE II

### GENERALITES SUR LE PHENOMENE DE COUPLAGE

Deux couches minces ferromagnétiques séparées par une couche de matériau non magnétique subissent une interaction réciproque tendant à aligner parallèlement leurs aimantations. L'énergie de ce couplage magnétique décroît rapidement lorsque l'épaisseur de la couche intermédiaire augmente. Les effets de ce couplage ne sont correctement mesurables que pour des épaisseurs faibles de l'intermédiaire, de l'ordre d'une centaine de couches atomiques au maximum.

Le principe de mesure est celui imaginé par J.C. Bruyère (2) et qui met en jeu les champs d'interaction résultant du couplage. Nous avons choisi pour les couches ferromagnétiques deux alliages possédant des champs coercitifs nettement différents des cycles d'hystérésis bien rectangulaires et une magnétostriction faible ou nulle.

Dans ces conditions et lorsque l'épaisseur de la couche intermédiaire est suffisamment faible, le cycle d'hystérésis de la couche "douce" (à faible champ coercitif  $h_c$ ) subit un décalage,  $h_1$ , par rapport à l'axe des champs nuls ( $H=0$ ) si le champ appliqué reste inférieur au champ critique de basculement de la couche "dure".

J.C. Bruyère a pu expliquer la forme des cycles d'hystérésis (fig. 7 et 8) en reprenant un modèle proposé par L. Néel (18) dans une étude sur les couplages entre grains fins. De façon purement phénoménologique, on suppose l'existence d'un champ de couplage,  $h_1$ , agissant sur la couche douce, et induit par l'aimantation de la couche dure grâce à un échange d'énergie à travers l'intermédiaire. Ce champ  $h_1$  a une amplitude

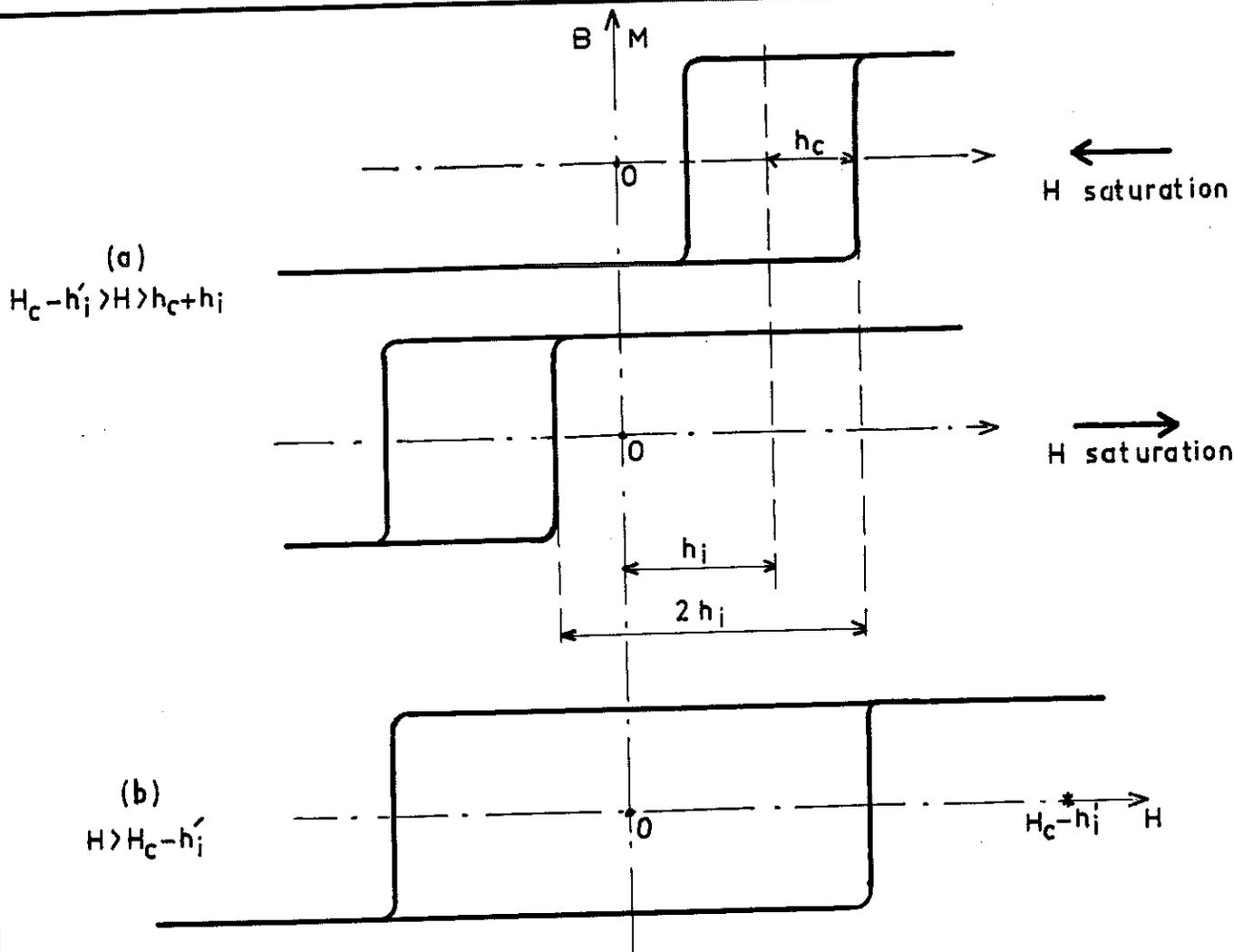
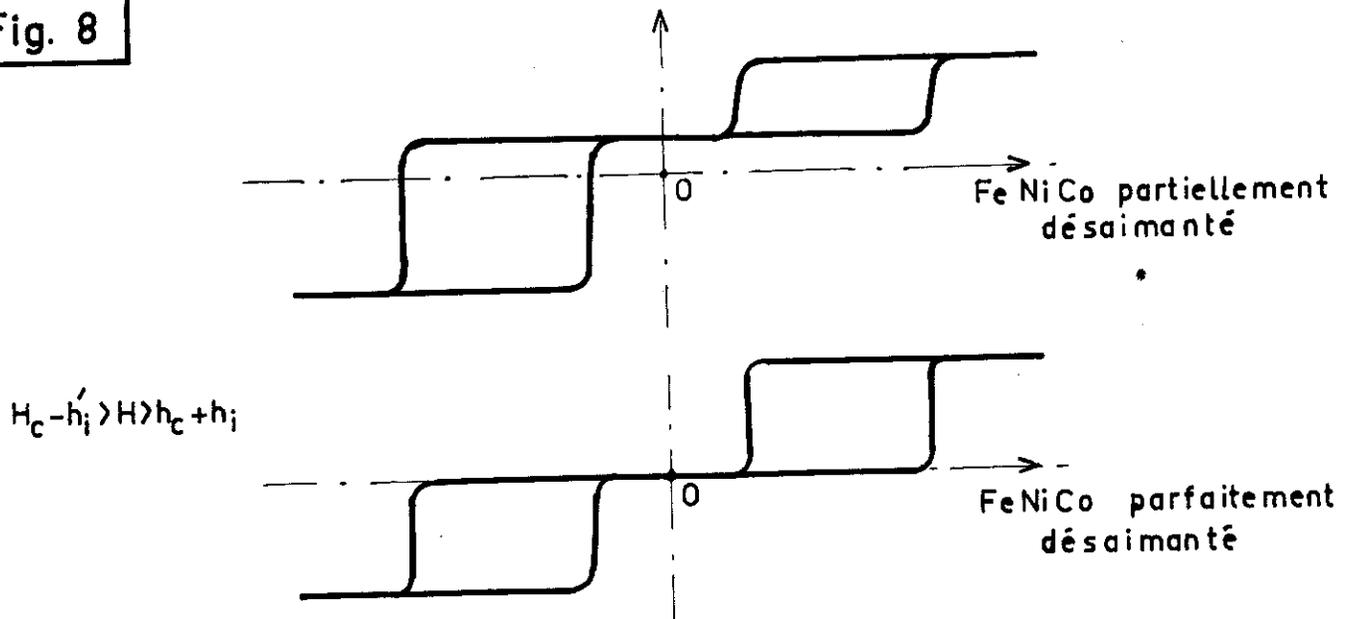


Fig. 7

Cycles d'hystérésis d'une couche douce (FeNi) couplée à une couche dure (FeNiCo).

Fig. 8



constante dans tout le plan de la couche douce, il est parallèle à l'aimantation de la couche dure et de même sens. Inversement, en tout point de cette dernière doit agir un champ  $h'_1$  parallèle à l'aimantation de la couche douce.

Si  $h_c$  est le champ coercitif de la couche douce considérée seule, et  $H_c$  celui de la couche dure, les champs critiques de basculement effectifs seront (en partant de l'état saturé de l'ensemble)  $h_c + h_1$  pour la première,  $H_c - h'_1$  pour la seconde.

Supposons d'abord que  $H_c - h'_1 > h_c + h_1$ . Si on sature au départ la couche dure dans la direction de facile aimantation et qu'on observe (par effet Kerr p.ex) le cycle d'hystérésis de la couche douce en appliquant un champ alternatif dans la direction facile, d'amplitude  $H$  telle que  $H_c - h'_1 > H > h_c + h_1$ , le cycle d'hystérésis sera décalé suivant l'axe des champs d'une quantité  $h_1$ , dans un sens ou dans l'autre selon le sens de l'aimantation dans la couche dure. Le décalage total des cycles entre ces deux situations est donc égal à  $2h_1$ . En pratique, nous utiliserons ce processus pour mesurer le champ de couplage, car il permet d'éliminer l'influence d'éventuels champs continus parasites extérieurs (fig. 7a).

Si maintenant la couche dure est entièrement ou partiellement désaimantée, donc divisée en domaines d'aimantation antiparallèle, l'observation globale de la couche douce présente simultanément les deux positions de cycles avec des amplitudes respectivement égales ou inégales (fig. 8). Enfin, si  $H > H_c - h'_1$ , on n'observe plus qu'un cycle unique sur la couche douce ; le champ critique de basculement est alors égal à  $h_c + h_1$  (fig. 7b). En notant la valeur  $H_0$  de  $H$  pour

laquelle il y a transition de deux cycles à un cycle, nous pouvons connaître  $H_c - h'_1 = H_0$  sans avoir accès à la couche dure.

Si par contre  $\frac{H_c - h'_1}{h_c + h_1} < 1$ , les aimantations des deux couches se renversent simultanément et il est impossible de mesurer le champ de couplage par la méthode indiquée ci-dessus.

### CHAPITRE III

#### ETUDE DE COUCHES FERROMAGNETIQUES SIMPLES EVAPOREES SOUS ULTRAVIDE

Notre choix des matériaux ferromagnétiques pour les couches dure et douce a été guidé par les études antérieures faites dans le laboratoire. Mais avant d'aborder l'étude des couches couplées, nous avons voulu établir les propriétés des couches ferromagnétiques prises séparément qui, compte-tenu des nouvelles conditions d'expérience, (ultra-vide et

Un champ continu de  $\sim 50$  oe est appliqué dans le plan de la lame pendant l'évaporation, et sert à induire un axe de facile aimantation.

La figure 9 montre l'allure caractéristique du champ coercitif en fonction de l'épaisseur. L'allure de cette courbe est parfaitement reproductible ; par contre, les valeurs absolues et les amplitudes des variations diffèrent d'une expérience à l'autre sans que nous ayons pu trouver une corrélation avec les paramètres de l'évaporation (pression dans l'enceinte ou vitesse d'évaporation). Ces résultats ne sont pas en accord avec les expériences de Behrndt (5) qui trouve un champ coercitif indépendant de l'épaisseur (pour le Ni et le FeNi) quand le rapport : pression/vitesse de formation du dépôt est inférieur ou égal à  $5 \cdot 10^{-8}$  Torr.  $\text{Å s}^{-1}$ , ce qui est le cas ici. Remarquons tout de suite que le fait de réaliser la lame par étapes successives, entre lesquelles nous procédons aux mesures, ne semble absolument pas en modifier les propriétés. En effet, en faisant varier le "pas" entre deux mesures dans de grandes proportions nous avons toujours retrouvé la même allure et sensiblement les mêmes valeurs absolues.

Suivons l'évolution du champ coercitif en commençant par les épaisseurs faibles : nous mesurons le premier cycle d'hystérésis vers 35 Å en général, ce cycle est déjà rectangulaire et  $H_c$  vaut de 5 à 6 oe ; la couche de Fe-Ni-Co paraît être continue à cette épaisseur, du point de vue magnétique au moins.

Le champ coercitif décroît ensuite légèrement pour atteindre un minimum vers 350 Å : dans cette région les parois de domaines sont du type Néel.

De 350 à 750 Å il augmente rapidement jusqu'à une valeur 2 ou 2,5 fois supérieure à celle du minimum. Nous supposons que cet accroissement correspond à l'apparition de parois Cross-tie (20) dont la densité est maximum vers 750 Å en même temps que la valeur de  $H_c$ .

Au-dessus de cette épaisseur  $H_c$  diminue à nouveau mais plus lentement, ce qui doit correspondre à la disparition progressive des parois cross-tie et l'évolution vers les parois de Bloch, vers 1000 Å.

Il faut noter aussi qu'entre 150 et 500 Å environ il existe une région où le champ coercitif varie avec l'amplitude du champ appliqué entre deux valeurs extrêmes représentées par les courbes en pointillés (fig.9). Nous avons vérifié qu'il ne s'agit pas d'une dispersion de  $H_c$  dans le plan de la lame, grâce à un appareillage à effet Kerr ponctuel ( $1 \text{ mm}^2$ ).

Nous pensons que ce phénomène peut s'expliquer par l'apparition de domaines de fermeture sur les bords de la lame qui formeraient le point de départ du déplacement de parois au cours d'un renversement de l'aimantation. Quand on augmente l'amplitude du champ alternatif appliqué, la saturation de la couche devient plus complète et les domaines de fermeture les moins stables sont éliminés, d'où une augmentation du champ critique de basculement de la couche.

Nous avons également essayé d'évaporer des couches ferromagnétiques en présence d'un champ alternatif (50 Hz) de 50 oe d'amplitude, dans l'espoir de suivre l'évolution de leurs propriétés de façon continue par effet Kerr, sans interrompre l'évaporation. Malheureusement ces couches n'ont pas les mêmes propriétés que celles réalisées sous champ

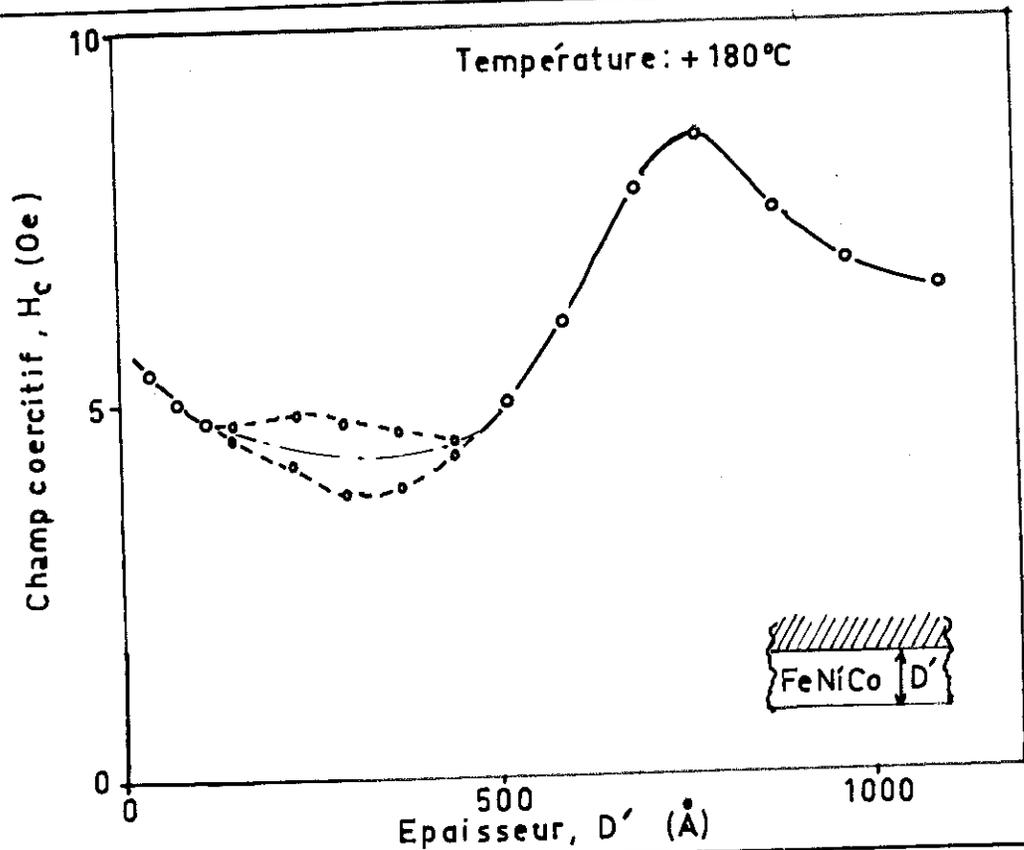
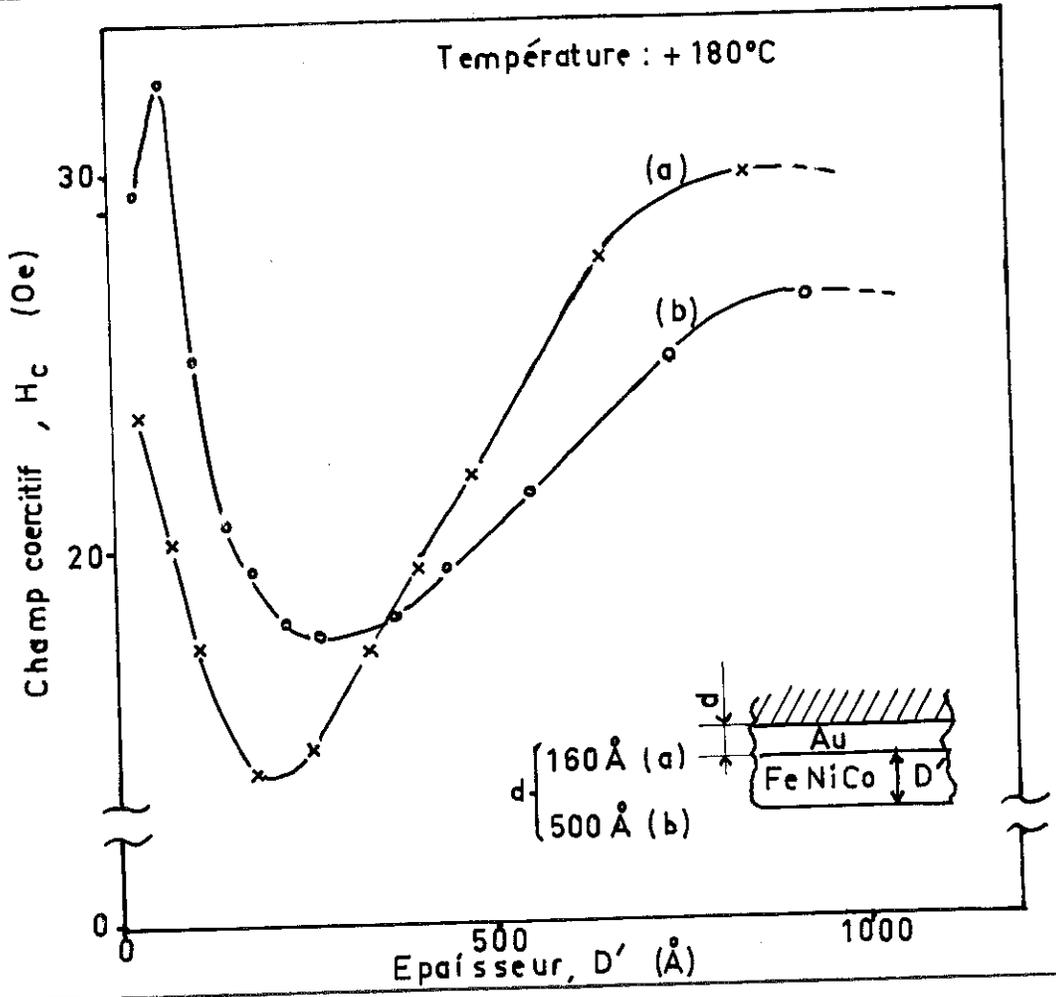


Fig. 9

Champs coercitifs de couches simples

Fig. 10



continu ; le champ coercitif croît assez rapidement avec l'épaisseur, les cycles sont bien moins rectangulaires et il y a une forte dispersion du  $H_c$  dans le plan de la couche. Ceci peut être dû à une inhomogénéité du champ au niveau du support, provoquée par la présence de parties métalliques importantes et induction de courants de Foucault. Nous avons donc abandonné ces expériences.

### III-1-2 Variations du champ coercitif avec l'épaisseur du Fe-Ni-Co évaporé sur une couche d'or.

Etant donné que dans les couches couplées la deuxième couche ferromagnétique est évaporée sur le matériau intermédiaire, nous avons étudié l'influence, sur le champ coercitif, d'une couche d'or déposée sur le support de verre avant l'évaporation du Fe-Ni-Co. Les variations du champ coercitif en fonction de l'épaisseur du ferromagnétique sont représentées dans la fig. 10, pour deux épaisseurs d'or (160 et 500 Å).

On remarque que l'allure des courbes est assez semblable à celle du Fe-Ni-Co sur verre mais que les valeurs de  $H_c$  sont environ 4 fois plus élevées.

En outre la dispersion de l'axe d'anisotropie est plus élevée ainsi que le rapport  $H_c/H_k$  ( $H_k$  étant le champ d'anisotropie).

Ces différences sont dues à la granulométrie de l'or et peut-être aussi à ses propriétés physiques, très différentes de celles du verre (point de fusion, coefficient de dilatation, énergie de surface) qui peuvent modifier les conditions de nucléation du Fe-Ni-Co et les contraintes qu'il subit.

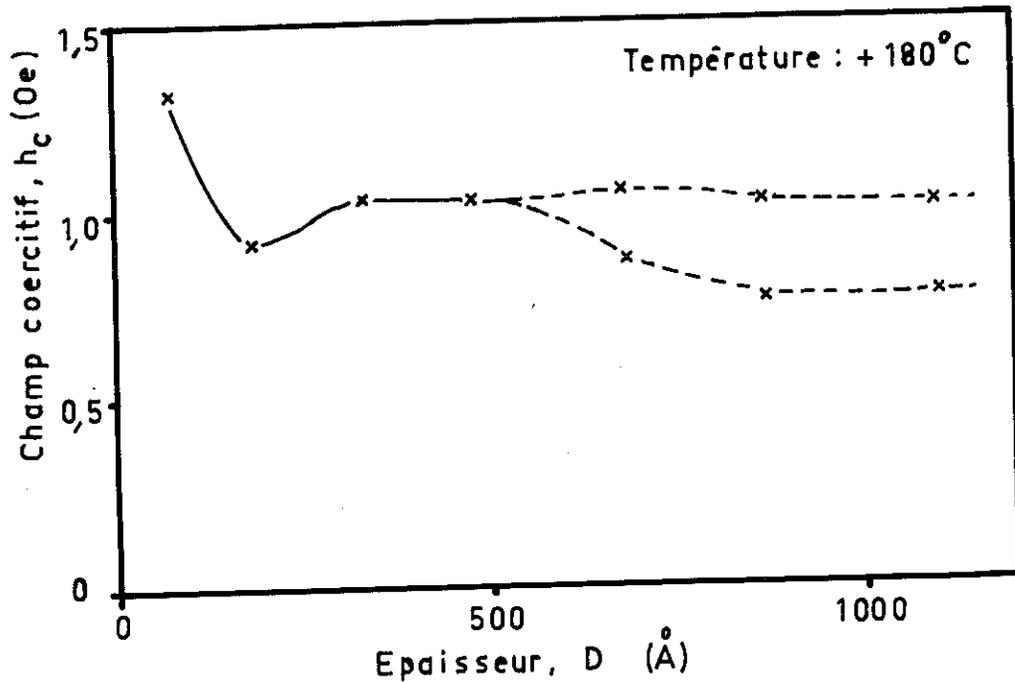


Fig. 11

Champ coercitif du Fe Ni.

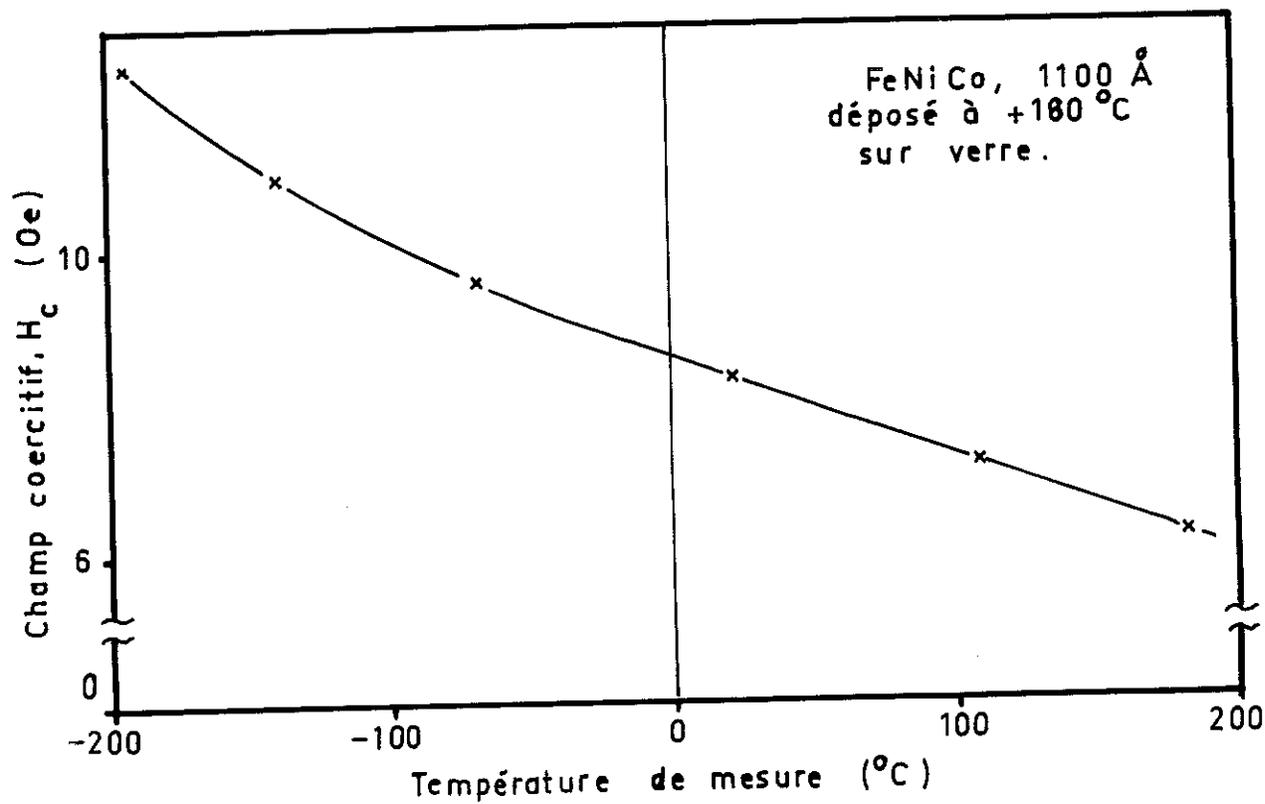


Fig.12

Champ coercitif, fonction de la température.

### III-1-3 Variations du champ coercitif du Fe-Ni avec l'épaisseur (17 % - 83 % avant évaporation).

Cet alliage constitue la couche douce dans nos couches couplées. Il possède un champ coercitif de l'ordre de 1 oe et sa composition est voisine de la magnétostriction nulle.

Evaporé sur verre dans les mêmes conditions que le Fe-Ni-Co (III-1-1) à + 180°C, le Fe-Ni a un champ coercitif pratiquement constant (fig.11) entre 300 Å et 1000 Å (en accord avec les résultats de Behrndt (5)), et dont la valeur est de 1 à 1,2 oe suivant les expériences. En-dessous de 300 Å les valeurs sont moins reproductibles et se situent parfois au-dessus, parfois au-dessous du palier sans s'écarter de plus de 30 % de sa valeur.

Au-dessus de 500 Å nous observons à nouveau un champ coercitif dont la valeur dépend du champ appliqué, comme dans le cas du Fe-Ni-Co. L'écart entre la valeur minimum et la valeur maximum de  $H_c$  est de l'ordre de 20 % de la valeur moyenne (p. ex :  $H_{c \text{ mini}} = 0,9 \text{ Oe}$ ,  $H_{c \text{ max}} = 1,1 \text{ Oe}$ ).

### III - 2 Variations des champs coercitifs en fonction de la température de mesure.

Dans l'intervalle de température que nous utilisons couramment : +180°C à -195°C, les champs coercitifs varient du simple au double. La figure 12 montre que cette variation est pratiquement linéaire de +180°C à -100°C et qu'elle est plus rapide en-dessous de -100°C.

Le tableau I résume quelques valeurs caractéristiques concernant les couches ferromagnétiques les plus couramment utilisées dans la suite de nos expériences.

(Température ambiante)

| Nature           | Epaisseur<br>Å | H <sub>c</sub><br>Oe | H <sub>k</sub><br>Oe | ∝<br>90 |
|------------------|----------------|----------------------|----------------------|---------|
| Fe Ni            | 500            | 1,4                  | 2,7                  | —       |
| Fe Ni            | 1000           | 1,1 à 1,4            | —                    | 2 à 3°  |
| Fe Ni Co         | 500            | 6,5                  | —                    | —       |
| Fe Ni Co         | 800            | 10 à 12              | —                    | —       |
| Fe Ni Co         | 1000           | 9                    | ~ 25                 | 0,5°    |
| Fe Ni Co<br>/ Au | 500            | ~ 30                 | ~ 35                 | 6°      |

Tableau I

Valeurs caractéristiques de couches simples

## CHAPITRE IV

### ETUDE DU COUPLAGE AVEC DES COUCHES INTERMEDIAIRES NON MAGNETIQUES

#### IV - 1 Processus d'évaporation et de mesure.

Dans le but d'obtenir de nouveaux renseignements sur les lois du couplage il était nécessaire d'améliorer considérablement la reproductibilité des propriétés mesurées. Dans ce sens l'ultravide et la possibilité de mesure "in situ" apportaient déjà un progrès notable. De plus nous avons gardé constant le plus grand nombre de paramètres, tels que : la nature et le procédé de nettoyage du support, la composition des couches ferromagnétiques, l'épaisseur de la couche dure, la vitesse d'évaporation et la pression dans l'enceinte dans la mesure du possible.

Un autre problème était celui du "rendement" des expériences. Vu la complexité de l'appareillage, nous n'avons prévu que le montage d'un seul support par expérience. En outre, sous ultravide, la préparation d'une évaporation est une opération relativement longue et fastidieuse (étuvage, dégazages). Il était donc important de tirer de chaque expérience un maximum de renseignements.

L'ordre des opérations a donc été fixé de la façon suivante :

1°) Evaporation de la couche dure (Fe-Ni-Co) à une température de support de  $+180^{\circ}\text{C}$  dans tous les cas (sauf spécification particulière). Mesure en fonction de l'épaisseur du champ coercitif  $H_c$  et éventuellement du champ d'anisotropie  $H_k$ , grâce à l'effet Kerr.  
Epaisseur standard de cette couche : 1100 Å.

2°) Le cas échéant, refroidissement du support à l'azote liquide et nouvelle mesure de  $H_c$  et  $H_k$ .

3°) Evaporation de la couche intermédiaire, soit à  $+180^\circ\text{C}$ , soit à la température de l'azote liquide. Comme cette couche est mince, on peut vérifier à l'effet Kerr si le champ coercitif du Fe-Ni-Co a varié. Nous n'avons jamais observé une influence quelconque de la couche intermédiaire sur les propriétés de la couche ferromagnétique. Par contre, la mesure de  $H_c$  immédiatement après la formation de la couche intermédiaire permet de vérifier si la couche ferromagnétique subit un échauffement pendant l'évaporation. En fait, ce n'est qu'à basse température, après évaporation de métaux réfractaires où le rayonnement de la source est intense, que nous observons parfois une diminution de 2 à 3 % du champ coercitif, ce qui correspond à un échauffement estimé à 15 ou  $20^\circ\text{C}$ , calculé d'après la pente de la courbe  $H_c(T^\circ)$ . La température reprend alors sa valeur initiale au bout de quelques minutes.

4°) Evaporation de la couche ferromagnétique douce, Fe-Ni, à  $+180^\circ\text{C}$  ou à l'azote liquide (même température de support que pour la couche intermédiaire), par étapes de 35 A ou davantage, à vitesse d'évaporation aussi constante que possible. Après chaque étape nous mesurons :

- le champ coercitif du Fe-Ni,  $h_c$ , dès que le cycle apparaît
- le champ de couplage  $h_1$  par la méthode citée au chapitre II
- le champ critique de basculement du Fe-Ni-Co,  $H_c - h'_1$ , par la méthode citée à la fin du chapitre II lorsque cette couche n'est plus directement visible à l'effet Kerr (pouvoir de pénétration de l'ordre de 400 A ).

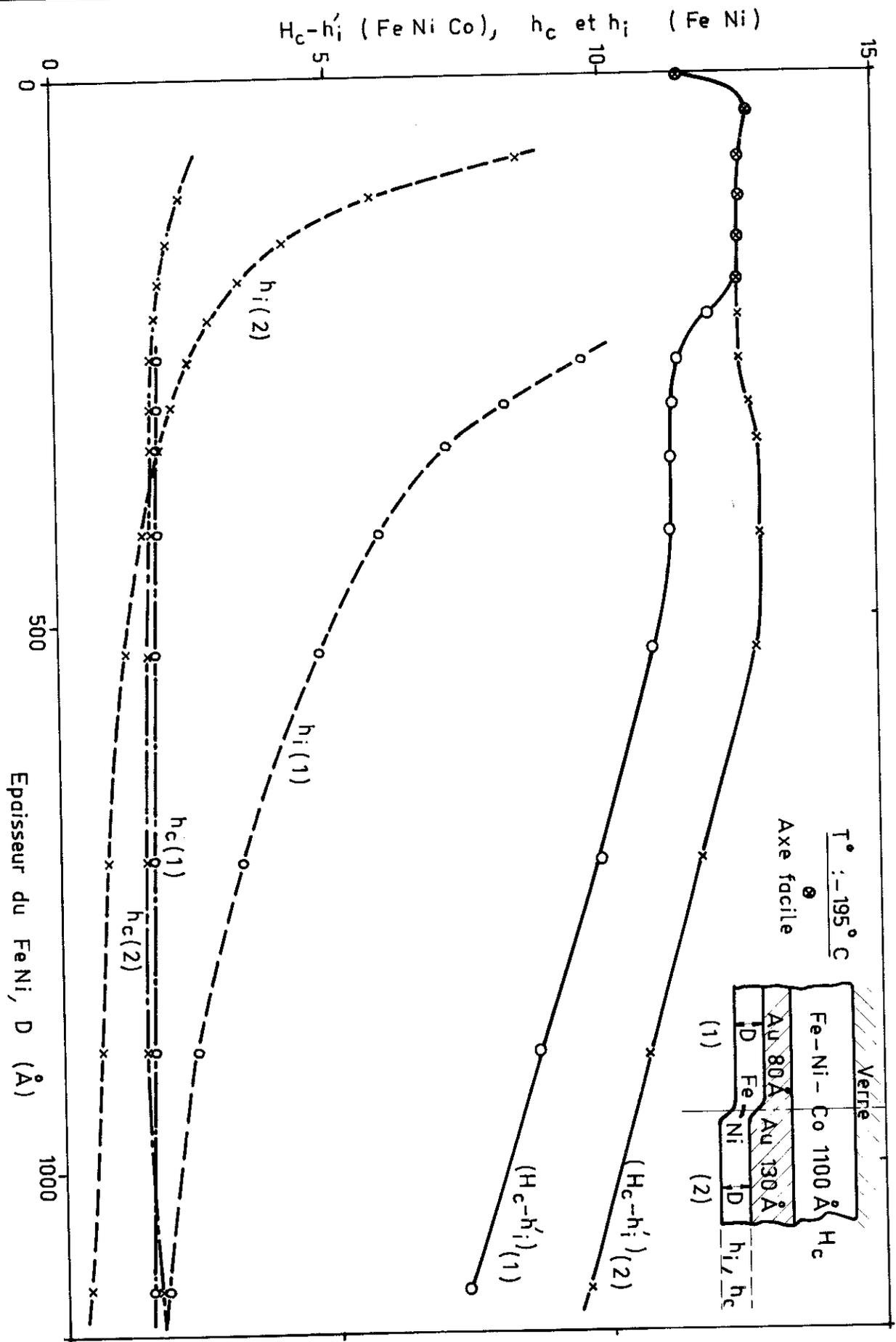
Nous n'avons jamais constaté d'anomalie provoquée par l'évaporation discontinue de couches successives (la pression au niveau du support est inférieure à  $5 \cdot 10^{-9}$  Torr et l'intervalle entre deux évaporations est de l'ordre de 2 minutes, donc même en supposant que l'atmosphère résiduelle de l'enceinte contient 20 % de gaz chimiquement actifs, la pollution de la couche reste inférieure à 1/10 de monocouche).

Ultérieurement, nous avons ajouté au montage un obturateur supplémentaire permettant de masquer la moitié du support, parallèlement à l'axe de facile aimantation. Il en résulte un double avantage ; il permet d'une part de réaliser deux couches différentes en une seule expérience, ce qui augmente le rendement, et d'autre part d'étudier le couplage pour deux couches intermédiaires d'épaisseur différente mais avec des couches ferromagnétiques absolument identiques, puisque évaporées simultanément sur le même support. La figure 13 résume les résultats de mesure relevés au cours de la croissance de la couche douce sur une telle lame à deux épaisseurs d'intermédiaire. Nous allons nous efforcer dans la suite d'interpréter et d'exploiter ces différentes courbes expérimentales.

#### IV - 2 Etude de couches couplées avec intermédiaire d'or.

Notre choix s'est d'abord porté sur l'or parce que des expériences antérieures réalisées dans le laboratoire (2, 3) il ressortait que c'était ce métal noble qui promettait les résultats les plus reproductibles. Etant donné son point de fusion assez élevé, l'or a une granulométrie relativement fine, ce qui permet d'espérer l'obtention de couches continues à des épaisseurs faibles.

Fig 13 Mesures relevées au cours de la formation du FeNi



IV-2-1 Variations du champ de couplage avec l'épaisseur de la couche douce.

Les figures 13 et 14 représentent les variations du champ de couplage  $h_1$  en fonction de l'épaisseur  $D$  de la couche de Fe-Ni pour différentes épaisseurs de l'intermédiaire. Aux très faibles valeurs de  $D$  le couplage n'est pas mesurable car  $h_c + h_1 > H_c - h'_1$  et les couches ferromagnétiques basculent simultanément. La courbe  $h_1(D)$  est très sensiblement une branche d'hyperbole d'équation  $h_1 = k/D$ . Ceci apparaît plus clairement sur la figure 15a où nous avons porté le produit  $h_1 \cdot D$  en fonction de l'épaisseur  $D$  (d'après les valeurs de la fig. 14a). Ce produit reste pratiquement constant. Cependant on note une légère diminution, sensiblement linéaire, de l'ordre de 5 à 10 %, quand  $D$  augmente. Nous pensons que cette diminution peut s'expliquer par l'existence d'un petit champ de couplage "négatif" dû aux champs démagnétisants agissant surtout sur le bord des lames (domaines de fermeture). Dans de nombreux cas nous avons pu observer directement ce couplage "négatif" qui produit un décalage du cycle d'hystérésis en sens contraire du couplage "positif" qui nous intéresse ici ; sa valeur varie entre  $h_m = 0,1$  et  $0,3$  Oe. Lorsqu'on mesure un champ de couplage positif, le champ  $h_m$  se retranche du champ réel  $h_1$ . Supposons d'abord  $h_m$  indépendant de l'épaisseur  $D$ . La mesure donne  $h = h_1 - h_m$  ; si  $h_1 = k/D$  nous traçons en réalité

$$h \cdot D = (h_1 - h_m) \cdot D = k - h_m \cdot D$$

ce qui correspond bien à l'allure de la droite trouvée.

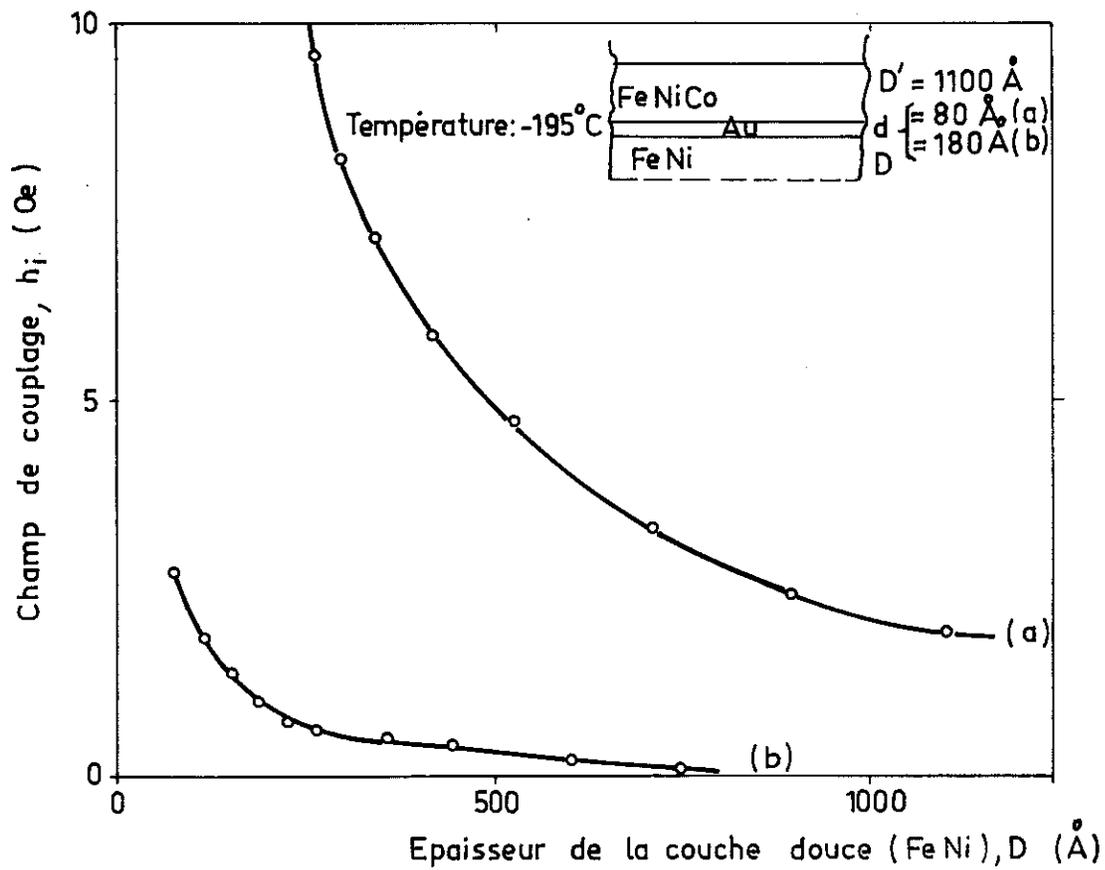


Fig 14

Couplage en fonction de l'épaisseur du Fe Ni

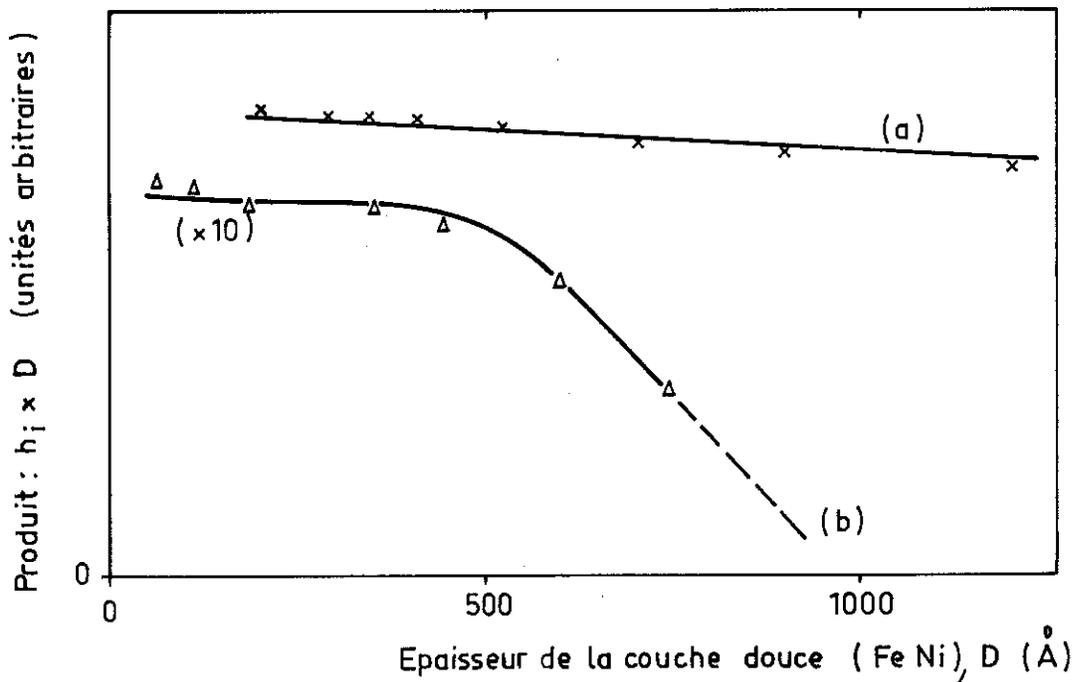


Fig 15

Produit  $h_i \times D$

Inversement, en partant de cette hypothèse, on peut évaluer  $h_m$  d'après les courbes h.D et on trouve des valeurs entre 0.1 et 0,4 Oe, assez bien en accord avec les mesures directes.

En réalité, il est probable que  $h_m$  dépende des épaisseurs du film doux et de l'intermédiaire. En effet quand le couplage est très faible (intermédiaire épais) et que  $h_m$  est de l'ordre de grandeur de  $h_i$ , le produit h.D reste d'abord à peu près constant jusqu'à  $D = 400 \text{ \AA}$  environ et diminue rapidement ensuite (fig.15 courbe b). Le couplage négatif ne semble donc se manifester qu'au-dessus d'une certaine épaisseur limite de D.

En conclusion, on peut affirmer que la variation de  $h_i$  avec l'épaisseur D est hyperbolique, autrement dit que l'énergie du couplage  $E_{112}$  entre les deux couches ferromagnétiques est indépendante de l'épaisseur D de la couche douce car :

$$E_{112} = M.h_i.D = \text{Cte.}$$

(M étant l'aimantation du Fe-Ni).

Ceci confirme l'hypothèse d'une énergie de couplage superficielle établie par J.C. Bruyère (2) et déjà vérifiée par ses expériences et celles de O. Massenet (3) à l'aide de couches douces en forme de coin ou de lames distinctes d'épaisseur variable.

Remarquons que malgré les mesures presque continues en fonction de l'épaisseur ("pas" de 35 Å), nous n'avons jamais trouvé le moindre indice de variations non monotones du couplage, observées par P. Chezel et al. (21).

IV-2-2 Etude de la variation du champ de couplage avec l'épaisseur de la couche intermédiaire d'or.

Les couches de Fe-Ni-Co sont toujours déposées à  $+180^{\circ}\text{C}$  sur support de verre et leur épaisseur est de 1100 Å.

Par contre, les couches d'or et de Fe-Ni sont déposées dans la majorité des cas sur un support refroidi à la température d'azote liquide, pour les raisons suivantes : les résultats d'une expérience à l'autre sont plus reproductibles ; les couches d'or doivent avoir une meilleure continuité à épaisseur égale ; enfin, le champ coercitif de la couche dure est deux fois plus grand qu'à  $+180^{\circ}\text{C}$ , ce qui permet de mesurer des champs de couplage plus grands (épaisseurs d'or plus faibles) et sur une plus grande étendue d'épaisseurs de Fe-Ni, toujours en raison de la condition  $H_c - h'_i > h_c + h_i$ .

Nous nous limitons dans ce paragraphe aux couches d'or et de FeNi fabriquées et étudiées à  $-195^{\circ}\text{C}$ .

La figure 16 montre l'évolution du champ de couplage agissant sur une lame de Fe-Ni de  $D_0 = 740$  Å, en fonction de l'épaisseur,  $d$ , de la couche intermédiaire d'or. Les divers points de la courbe ont été obtenus en prenant la valeur moyenne de  $h_1 \cdot D$  pour toute la gamme de mesures relevées (voir IV-2-1) et en la divisant par  $D_0$ . Cette méthode doit fournir un résultat beaucoup plus précis que les expériences antérieures où  $h_1$  était déterminé par une seule mesure, une fois la lame terminée et extraite du groupe d'évaporation.

Fig. 16

Couplage en fonction de l'épaisseur d'or.

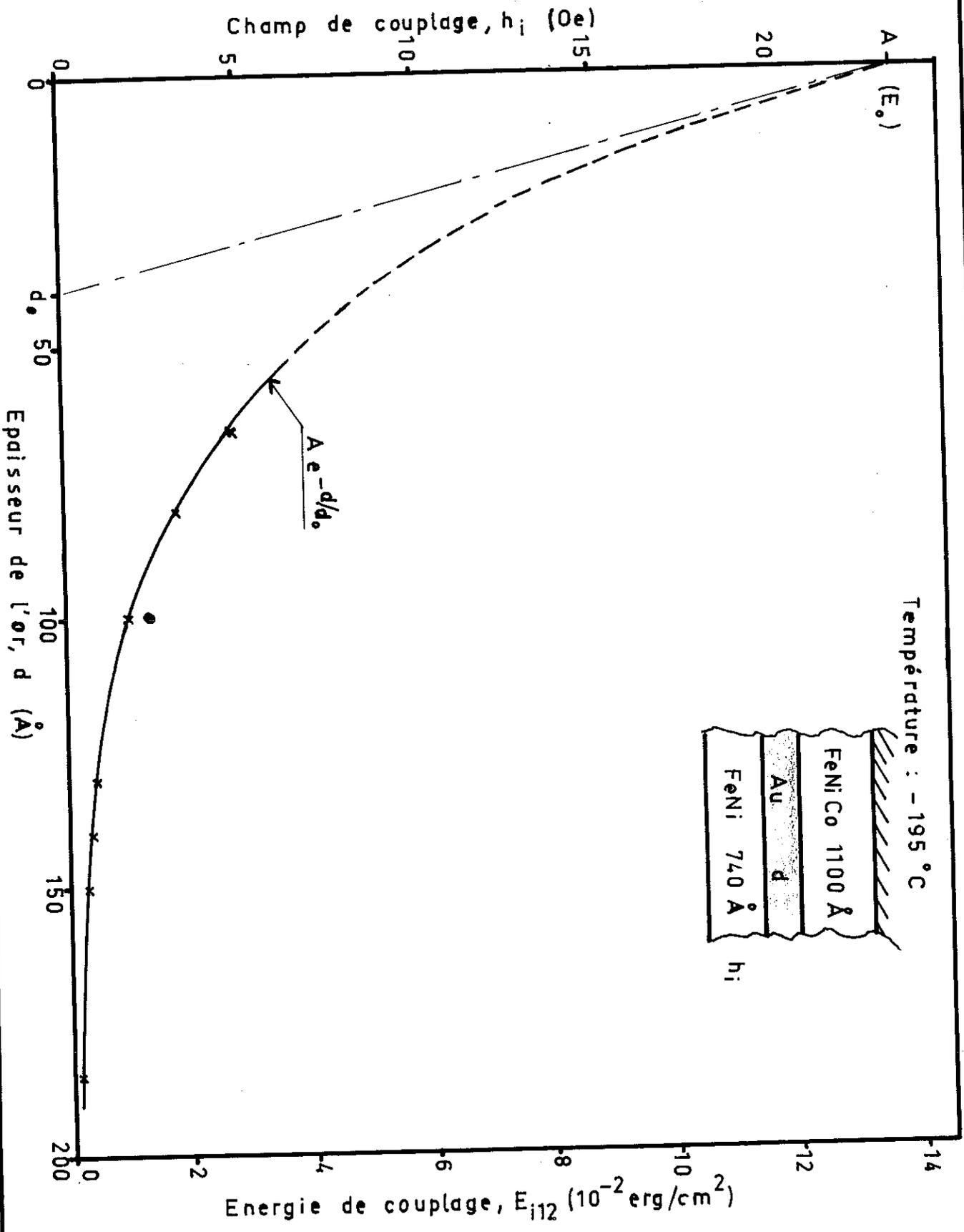


Fig. 16

En fait, les différents points expérimentaux se placent très bien sur une même courbe, à l'exception d'un point pour 100 Å d'or, d'ordonnée trop élevée. Il faut noter que la lame correspondant à ce point avait une couche dure dont le champ coercitif était anormalement élevé, près de deux fois la valeur normale. Il semble qu'un paramètre secondaire et non contrôlable (composition, substrat ?) ait varié en modifiant les propriétés de la couche dure. C'est une des raisons pour laquelle, par la suite, nous avons préparé des paires de couches sur un même support et à partir de la même couche dure. Dans ces conditions nous pouvons connaître exactement le rapport des deux champs de couplage pour une différence d'épaisseurs de l'intermédiaire donnée.

De ces dernières mesures et de l'allure de la courbe  $h_i(d)$  (fig.16) il ressort que le champ de couplage semble varier selon une loi exponentielle en fonction de l'épaisseur d'or, d. Pour vérifier cette hypothèse nous avons porté dans la figure 17 le logarithme de  $h_i$  en fonction de d. Les points expérimentaux se placent remarquablement bien sur une droite.

Dans la gamme d'épaisseurs où la mesure est possible (50 à 200 Å) le champ de couplage est donc de la forme :

$$h_i = A e^{-d/d_0}$$

En extrapolant la droite  $\text{Log } h_i = k - d/d_0$  vers  $d = 0$ , nous pouvons calculer A :  $A \simeq 24 \text{ Oe}$  pour une couche de Fe-Ni de 740 Å, et la pente de la courbe nous donne  $d_0 \simeq 40 \text{ Å}$ .

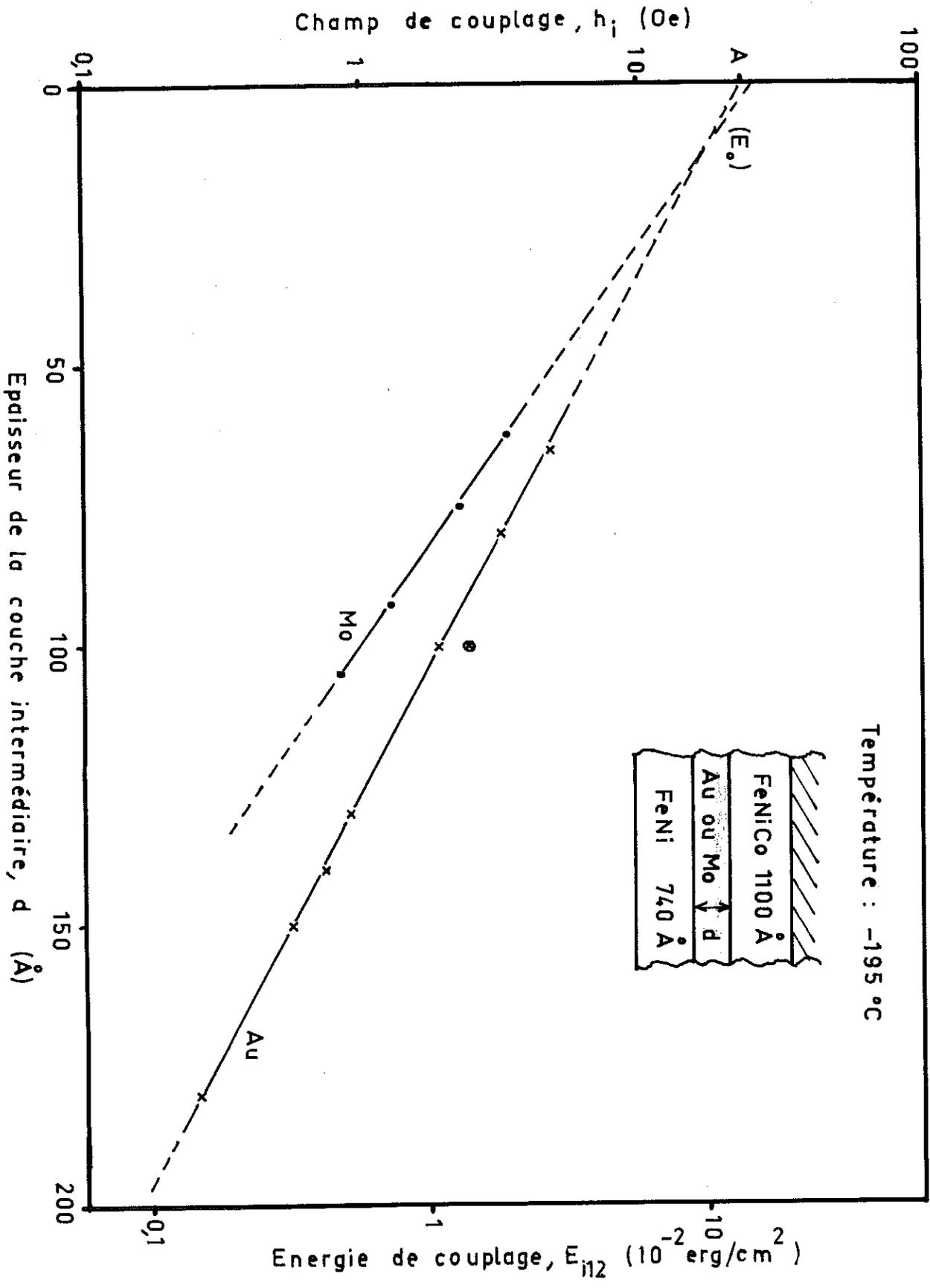


Fig. 17 Couplage en fonction de l'épaisseur de l'intermédiaire.

D'une façon plus générale, l'énergie de couplage entre les deux couches ferromagnétiques varie selon l'expression

$$E_1 = E_0 e^{-d/d_0}$$

( $E_1$  et  $E_0$  sont des énergies par unité de surface).

Or  $E_1 = M \cdot h_1 \cdot D$  ; en prenant pour l'aimantation du Fe-Ni  $M \approx 800$  uem, et  $D = 740$  Å, la valeur de  $E_0$  est :

$$E_0 = A \cdot M \cdot D \approx 0,14 \text{ erg/cm}^2$$

Nos résultats s'accordent avec ceux obtenus par J.C. Bruyère (2) et O. Massenet (3) aussi bien en ce qui concerne l'ordre de grandeur des énergies de couplage que l'allure générale des courbes  $h_1 = f(d)$ , si l'on tient compte de la plus grande dispersion des résultats dans les expériences antérieures. Le fait que ces auteurs trouvent en général une disparition du couplage pour une épaisseur donnée peut s'expliquer en remarquant que les valeurs du champ de couplage s'approchent alors de la limite de sensibilité de mesure. En même temps elles atteignent l'ordre de grandeur des champs démagnétisants,  $h_m$ , d'effet opposé. Comme notre méthode de mesure fournit la différence  $h = h_1 - h_m$ , la valeur de  $h$  mesurée peut alors devenir nettement inférieure à  $h_1$  réel et même atteindre des valeurs négatives.

Prenons par exemple la lame avec  $180$  Å d'or pour laquelle le produit  $h_1 \cdot D$  est porté en fonction de  $D$  dans la figure 15 b. Nous avons pu mesurer la première valeur de  $h_1$  pour  $70$  Å de Fe-Ni et sa valeur est de  $2,5$  Oe ; à  $400$  Å de Fe-Ni sa valeur n'est plus que de  $0,4$  Oe environ et nous approchons de la limite de sensibilité de la méthode de

mesure. Au-dessus de cette épaisseur,  $h_1 \cdot D$  décroît rapidement, probablement sous l'effet des champs démagnétisants. Si on n'avait donc mesuré le couplage que pour une épaisseur de Fe-Ni de 740 Å, la valeur trouvée aurait déjà été deux fois trop faible ; enfin pour 1000 Å de Fe-Ni on ne mesurerait plus aucun couplage.

C'est donc grâce aux mesures "in situ" à des épaisseurs très faibles de la couche douce, que nous avons pu suivre l'évolution du couplage pour des intermédiaires beaucoup plus épais et prévoir sa décroissance asymptotique.

Nous avons comparé l'allure de  $E_1(d)$  avec des fonctions de la forme  $1/d^n$ , mais l'accord est beaucoup moins bon qu'avec une loi exponentielle de la forme  $E_0 e^{-d/d_0}$ .

Dans la suite des expériences nous avons essayé de déterminer l'influence de divers paramètres sur les facteurs  $E_0$  et  $d_0$ .

#### IV-2-3 Influence de la température du support pendant l'évaporation.

Grâce aux expériences d'autres auteurs (2, 3) nous savons que la structure des couches d'or réalisées au-dessus de 250°C devient fortement lacunaire avec l'accroissement de la granulométrie. Nous avons limité nos études à un domaine de températures où la structure de la couche d'or doit être très peu variable, à savoir de -195°C jusqu'à +180°C.

Les échantillons évaporés et mesurés à +180°C montrent une énergie de couplage plus faible que ceux réalisés et mesurés à -195°C, à épaisseur d'or égale. Le rapport  $E_1(+180^\circ\text{C})/E_1(-195^\circ\text{C})$  est de l'ordre de 0,65 à 0,5 suivant les lames, les résultats étant plus dispersés à +180°C.

Pour déterminer plus exactement les facteurs influencés par la température il a fallu réaliser des couples de lames sur le même support et sur une même couche de Fe-Ni-Co, avec deux épaisseurs d'or différentes et bien connues. Cette expérience a montré, en admettant que la loi exponentielle  $E_1 = \frac{E_0}{d_0} e^{-d/d_0}$  est vérifiée, que  $d_0$  est indépendant de la température de support aux erreurs de mesure près (moins de 5 %). Comparons maintenant ces résultats aux variations en fonction de la température de mesure.

#### IV-2-4 Etude du couplage en fonction de la température de Mesure.

Nous nous sommes encore limités à l'intervalle +180°C à -195°C. Des mesures valables ne peuvent être faites que sur des lames évaporées sur support chauffé à +180°C, car celles réalisées à basse température subissent presque toutes des modifications irréversibles de leurs propriétés magnétiques quand elles sont chauffées à la température ambiante, et à plus forte raison au-dessus. Il peut s'agir d'un recuit magnétique de la couche douce (son champ coercitif augmente généralement) et d'une modification de la structure et des contraintes.

La figure 18 montre l'allure caractéristique du champ de couplage d'une lame fabriquée à une température de support de +180°C et refroidie progressivement jusqu'à -195°C. Les variations sont au début sensiblement linéaires, puis deviennent plus

rapides quand on s'approche des basses températures. Cette allure reproduit assez fidèlement celle du champ coercitif en fonction de la température (fig.12). Il n'est pas exclu qu'il existe un rapport entre les variations de ces grandeurs ou du moins une origine commune, telle que les contraintes et la magnétostriction.

Les variations relatives entre les deux températures extrêmes se situent entre 30 % et 50 % de la valeur mesurée à +180°C selon les expériences, sans que l'on puisse établir une corrélation entre ces différences et les autres paramètres (épaisseurs, champs coercitifs, etc).

En étudiant des couches avariées sur un même support, nous avons abouti à un résultat intéressant : quelle que soit la température de mesure, le rapport des champs de couplage reste constant. En considérant la loi expérimentale  $h_1 = A.e^{-d/d_0}$ , ceci signifie que  $\frac{h_{11}}{h_{12}} = \exp(d_2 - d_1)/d_0 = \text{cte}$ , donc  $d_0$  est indépendant de la température de mesure à la précision des mesures près. Le facteur variable est A (ou  $E_0$  en considérant les énergies). En rapprochant ce résultat du comportement en fonction de la température de condensation (IV-2-3), nous constatons la similitude des phénomènes. Il faut cependant remarquer que les énergies de couplage des lames fabriquées à +180°C et refroidies ensuite à -195° C n'atteignent jamais tout à fait les valeurs de celles réalisées directement à la température de l'azote liquide, mais restent environ 20 % plus faibles.

Ce dernier résultat semble devoir exclure l'hypothèse d'un couplage par diffusion d'impuretés ferromagnétiques dans la couche d'or (dans le volume ou aux joints de grains), car nous devrions alors trouver des couplages plus élevés sur les couches évaporées à chaud. Or l'expérience montre le contraire.

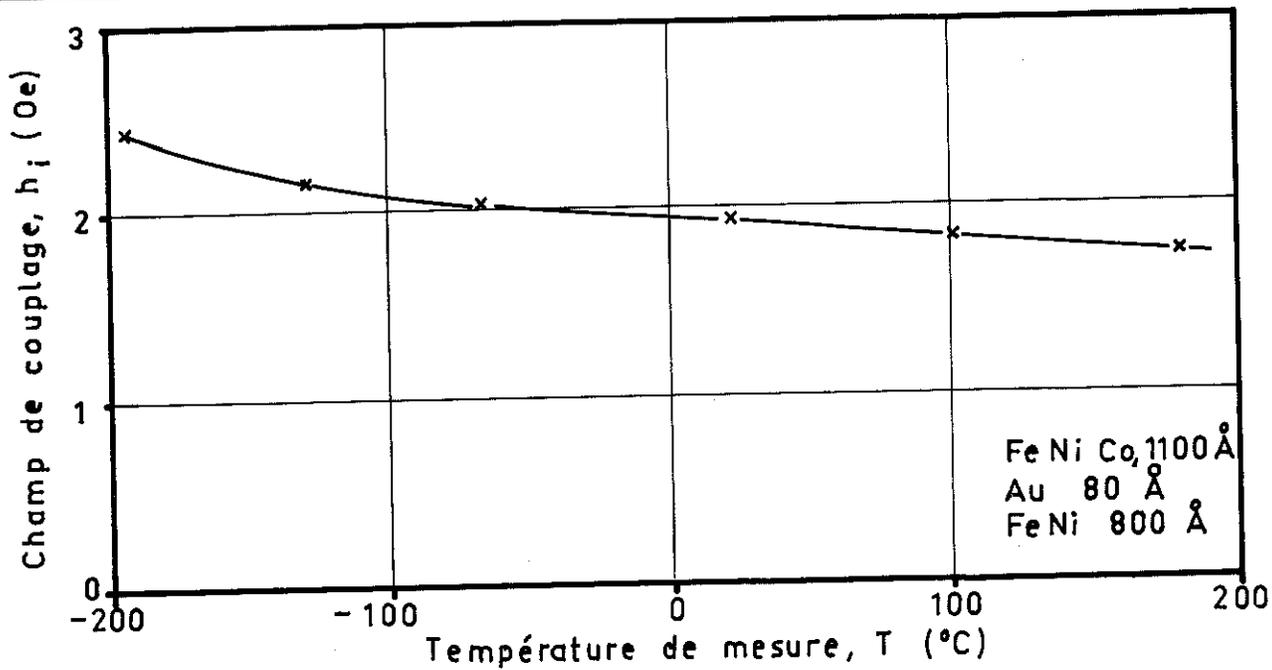


Fig. 18

$$h_i = f(T^{\circ})$$

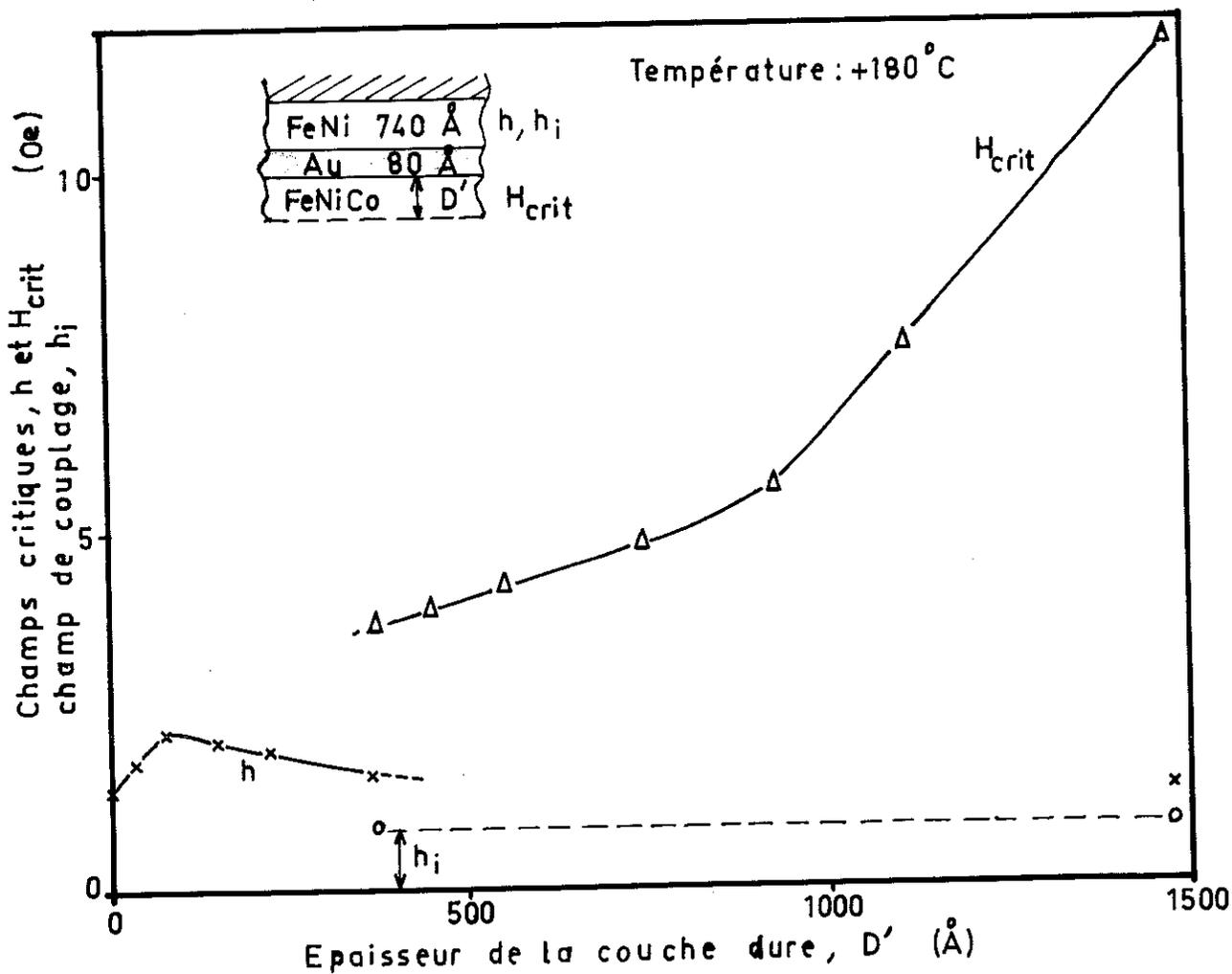


Fig. 19

Structure inversée,  $H_{crit} = f(D')$

Par ailleurs, l'invariance de  $d_0$  en fonction de la température semble exclure un couplage indirect par électrons de conduction (libre parcours moyen lié à la température), mais pourrait éventuellement être en accord avec un mécanisme de couplage mettant en jeu la totalité des électrons de toutes énergies dans la couche intermédiaire, selon une hypothèse de B. Dreyfus et al (22) (ces auteurs prévoient par contre une variation de  $h_1$  en  $1/d^2$ ).

Enfin, la variation de l'énergie de couplage avec la température étant due aux variations du terme  $E_0$ , son origine doit être une modification des propriétés des couches magnétiques ou des conditions à l'interface entre le matériau ferromagnétique et l'or.

#### IV-2-5 Influence des propriétés de la couche dure sur le couplage.

##### IV-2-5-1 Composition de la couche dure.

Nous n'avons utilisé qu'un seul alliage pour la couche dure, mais les expériences de O. Massenet et J.C. Bruyère ont montré que la composition de la couche dure influait sur la valeur des énergies de couplage. En particulier, quand on augmente le pourcentage de cobalt dans un alliage Fe-Ni-Co les énergies d'interaction augmentent également. Une des causes est l'augmentation de l'aimantation à saturation.

En outre, nous avons déjà mentionné que certains résultats semblent montrer l'existence d'une corrélation entre la valeur des champs coercitifs propres à la couche dure isolée et la valeur des énergies de couplage. L'influence de la composition peut aussi être liée à ce dernier effet.

#### IV-2-5-2 Épaisseur de la couche dure.

Nous avons vérifié, par une méthode expérimentale différente, que l'énergie de couplage est indépendante de l'épaisseur de la couche dure, ce qui avait déjà été établi par d'autres chercheurs sur des couches évaporées sous vide classique.

Pour ce faire, il a été déposé en premier lieu une couche douce de Fe-Ni d'épaisseur convenable (740 Å), ensuite la couche d'or (80 Å) et finalement la couche dure par petites étapes successives. Entre chaque étape nous avons relevé les différents champs critiques du sandwich ; les résultats sont rassemblés dans la figure 19 en fonction de l'épaisseur  $D'$  du Fe-Ni-Co.

Pour les très faibles épaisseurs de la couche de Fe-Ni-Co, le champ de couplage  $h'_1$  qui agit sur celle-ci est très élevé (en supposant que  $h'_1 \cdot D' = \text{cte}$ , ce qui a été vérifié par la suite) et nous avons  $H_c - h'_1 < h_c + h_1$ , donc les aimantations des deux couches se renversent simultanément, théoriquement pour le champ critique  $h_c + h_1$ . On note d'ailleurs que le champ critique est supérieur à  $h_{c0}$  (champ coercitif du Fe-Ni-seul).

Lorsque l'épaisseur  $D'$  est telle que  $H_c - h'_1 > h_c + h_1$ , les deux couches ont des cycles d'hystérésis séparés. C'est ce qui se produit au-dessus de 350 Å. Il se trouve que pour cette épaisseur, la profondeur de pénétration de l'effet Kerr est suffisante pour détecter les variations d'aimantation du Fe-Ni sous-jacent, ce qui nous fournit les valeurs de  $h_c$  et  $h_1$  ainsi que  $H_c - h'_1$ .

A partir de 450 Å de Fe-Ni-Co le Fe-Ni n'est plus visible. Mais une fois le sandwich terminé, nous le retournons pour mesurer à nouveau  $h_c$  et  $h_1$  du côté de la couche douce. Nous retrouvons ainsi la même valeur de  $h_1$  à 1500 Å de Fe-Ni-Co qu'à 350 Å.

En ce qui concerne l'allure de la courbe relative à la couche dure, nous y reviendrons dans les § IV-2-6 et V-1.

IV-2-5-3 Influence de diverses propriétés du matériau dur.

L'expérience citée ci-dessus, ainsi que de nombreuses autres expériences où le champ coercitif de la couche dure variait beaucoup avec l'épaisseur de Fe-Ni déposé en dernier lieu, n'ont jamais permis de noter une influence de ces variations de  $H_c$  sur les valeurs du champ de couplage.

A composition et température données, le champ coercitif ne semble donc pas avoir d'influence directe sur le couplage. Les variations de  $H_c$  avec l'épaisseur d'une des couches ferromagnétiques du sandwich ne correspondent d'ailleurs pas à des modifications intrinsèques du matériau dur mais seulement à un changement dans le processus de renversement de l'aimantation et dans la structure des parois de domaines, propriétés sans influence sur la mesure du couplage puisque la couche dure reste saturée. Il semble plus logique de rechercher un rapport entre la composition ou la structure de la couche dure et le couplage pour rendre compte de certaines similitudes de variation entre l'énergie de couplage et les propriétés magnétiques de cette couche.

Notons ici également une autre observation. Nous avons répété les expériences décrites au § IV-1, mais au lieu d'évaporer la première couche, qui est la couche dure, directement sur le verre, nous avons déposé auparavant une couche d'or plus ou moins épaisse sur le substrat. La figure 10 montre l'évolution du champ coercitif de la couche dure seule en fonction de son épaisseur (à +180°C). Sur cette couche de  $\sim 900$  Å est déposée une couche d'or de 165 Å et finalement la couche de Fe-Ni pour laquelle on mesure  $h_1$  en fonction de l'épaisseur D (fig. 20). La courbe  $h_1(D)$

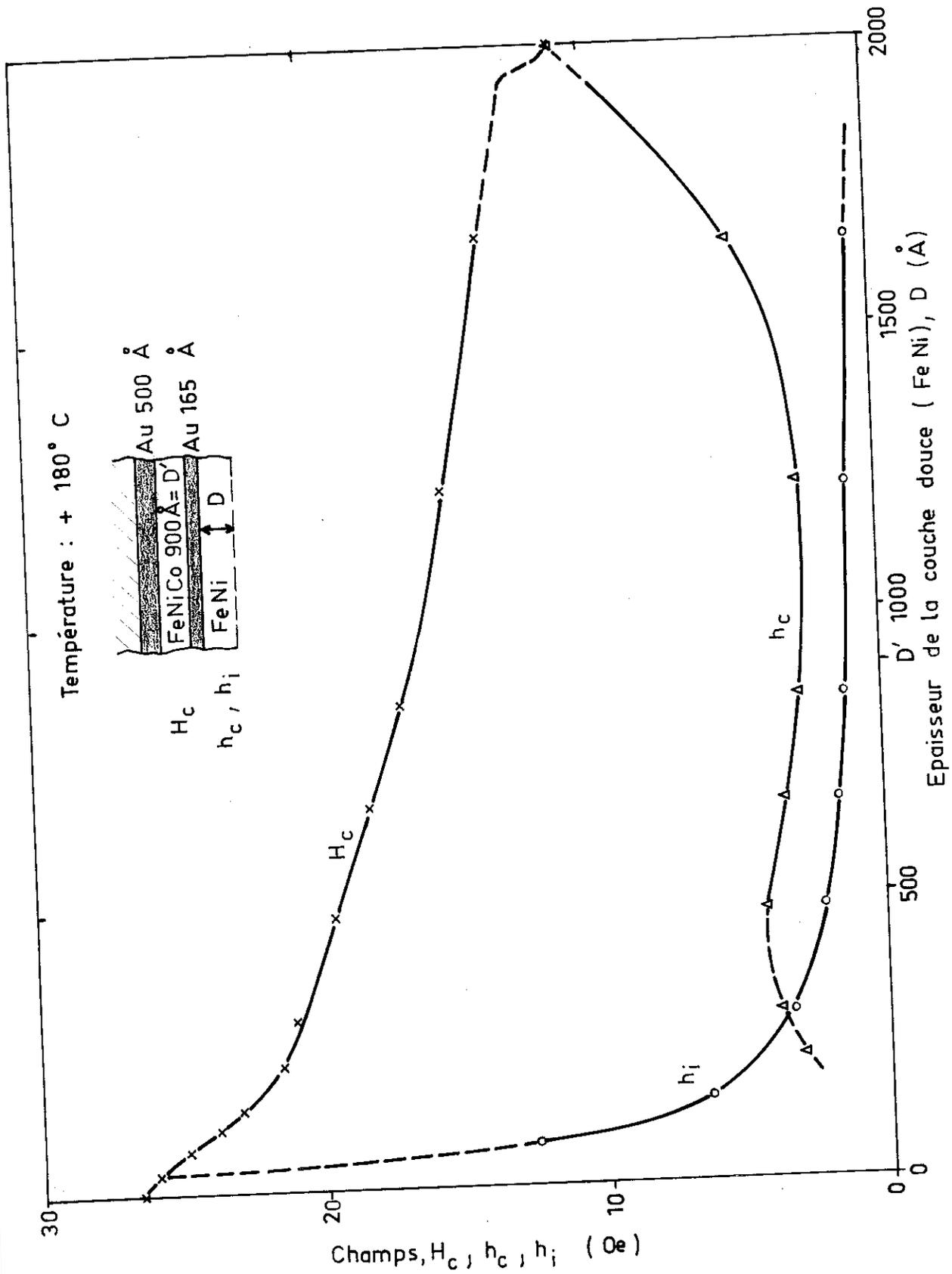


Fig 20      lame couplée déposée sur or.

est sensiblement hyperbolique et l'expérience est reproductible. L'anomalie observée par rapport au même sandwich déposé directement sur verre réside dans la valeur du champ de couplage qui est environ 5 fois plus élevée dans le cas présent. On observe également une variation anormalement importante de  $h_1$  avec la température :  $h_1(-195^\circ\text{C})/h_1(+180^\circ\text{C}) \approx 2,3$ .

La cause de ces anomalies ne peut être que de la présence de la couche d'or sur le support qui semble modifier profondément les irrégularités topographiques de toutes les couches du sandwich, car même le Fe-Ni déposé en dernier lieu a un champ coercitif (2 à 3) fois plus élevé que normalement. Alors que l'or se condense en couche assez régulière et en petits cristaux sur un support à haut point de fusion tel que le Fe-Ni-Co, (23, 24), sa condensation sur le verre se fait initialement par îlots discrets et la couche ne devient continue que pour des épaisseurs assez importantes tout en gardant un relief très tourmenté. La longueur d'onde des irrégularités semble être telle que d'une part elle peut être reproduite à travers toute l'épaisseur d'une couche de Fe-Ni-Co assez importante dont les cristaux ont normalement des dimensions de l'ordre de 200 Å, et que d'autre part elle peut freiner le déplacement des parois de domaines, ce qui provoque l'augmentation du champ coercitif.

En ce qui concerne l'augmentation du couplage, plusieurs hypothèses peuvent être émises : la couche d'or intermédiaire peut soit être trouée, soit présenter de fortes inhomogénéités d'épaisseur par suite de l'irrégularité de son substrat. Mais il se peut aussi que l'épaisseur mesurée soit une valeur moyenne correcte et que les irrégularités topographiques favorisent

directement le couplage (cas du couplage magnétostatique proposé par L. Néel (41)).

Enfin l'augmentation du champ coercitif du Fe-Ni-Co peut aussi être liée plus ou moins directement à l'augmentation du couplage. Eventuellement deux ou plusieurs de ces mécanismes peuvent agir simultanément.

IV-2-6 Etude du champ de couplage agissant sur la couche dure.

Nous avons supposé et vérifié expérimentalement pour la couche douce que l'interaction de deux couches ferromagnétiques séparées par une couche d'or pouvait être illustrée par l'action d'un champ de couplage  $h_1$ , lié à l'énergie superficielle d'interaction  $E_1$  par la relation :

$$\frac{E_{112}}{D} = M \cdot h_1$$

|       |                                |
|-------|--------------------------------|
| $h_1$ | mesuré sur la couche douce (2) |
| $M$   | aimantation de " " "           |
| $D$   | épaisseur de " " "             |

En ce qui concerne la couche dure, il n'avait pas été vérifié jusqu'à présent que les relations suivantes, admises à priori, étaient effectivement réalisées :

$$\frac{E_{112}}{D'} = E_{121} = M' \cdot h'_1$$

|        |   |
|--------|---|
| $h'_1$ | champ de couplage agissant sur la couche dure (1) |
| $M'$   | aimantation de " " "                              |
| $D'$   | épaisseur de " " "                                |

En fait, il est impossible de mesurer directement le champ de couplage  $h'_1$  sur la couche dure par la méthode employée pour la couche douce, qui impose que le champ critique de basculement de l'aimantation de la couche étudiée soit inférieur à celui de l'autre couche.

Le schéma de la figure 21 facilite la description des divers états d'aimantation dans une couche multiple ayant deux cycles séparés ( $H_c - h'_i > h_c + h_i$ ). Au départ (a), l'ensemble a été saturé dans la direction facile en lui appliquant un champ  $H_{ex}$  dirigé vers la gauche (flèche) et supérieur au champ coercitif  $H_c$  de la couche dure. Les aimantations des deux couches sont donc de même sens, dirigées vers la gauche, de même que les champs d'interaction  $h_i$  et  $h'_i$ , représentés par des flèches en pointillés.

On applique ensuite un champ continu extérieur de sens opposé et d'amplitude croissante. L'aimantation de la couche douce ne peut basculer que lorsque  $H_{lex} \geq h_c + h_i$ , (b), car  $h_i$  est de même sens que l'aimantation de la couche dure et s'oppose donc à l'effet du champ extérieur. Par la suite, le champ de couplage dans la couche dure  $h'_i$  a le sens du champ appliqué et l'aimantation de cette couche se renverse dès que  $H_{2ex} > H_c - h'_i$ . Si la valeur de  $h'_i$  est très élevée (couche très mince) il se peut que  $H_c - h'_i < h_c + h_i$ , donc  $H_{2ex} \leq H_{lex}$  et les aimantations des deux couches basculent simultanément.

Grâce à ces considérations nous pouvons prévoir la valeur théorique des champs critiques pour une couche multiple lorsqu'on fait croître progressivement l'épaisseur  $D'$  de la couche dure. Supposons que  $h_c$ ,  $H_c$  et  $h_i$  soient indépendants de  $D'$  et que  $h'_i \cdot D' = cte$  (énergie de couplage superficielle). La courbe en trait plein de la figure 22 donne les valeurs du champ critique de basculement pour la couche dure. Aux épaisseurs faibles,  $H_c - h'_i < h_c + h_i$  et il y a basculement simultané des deux couches. Quand  $H_c - h'_i > h_c + h_i$  la lame dure bascule pour  $H_c - h'_i$  tandis que sur la lame douce on observerait deux cycles décalés.

On pourrait songer à déduire le champ de couplage  $h'_i$  des mesures de  $H_c - h'_i$ . Dans ce but, en renversant l'ordre habituel

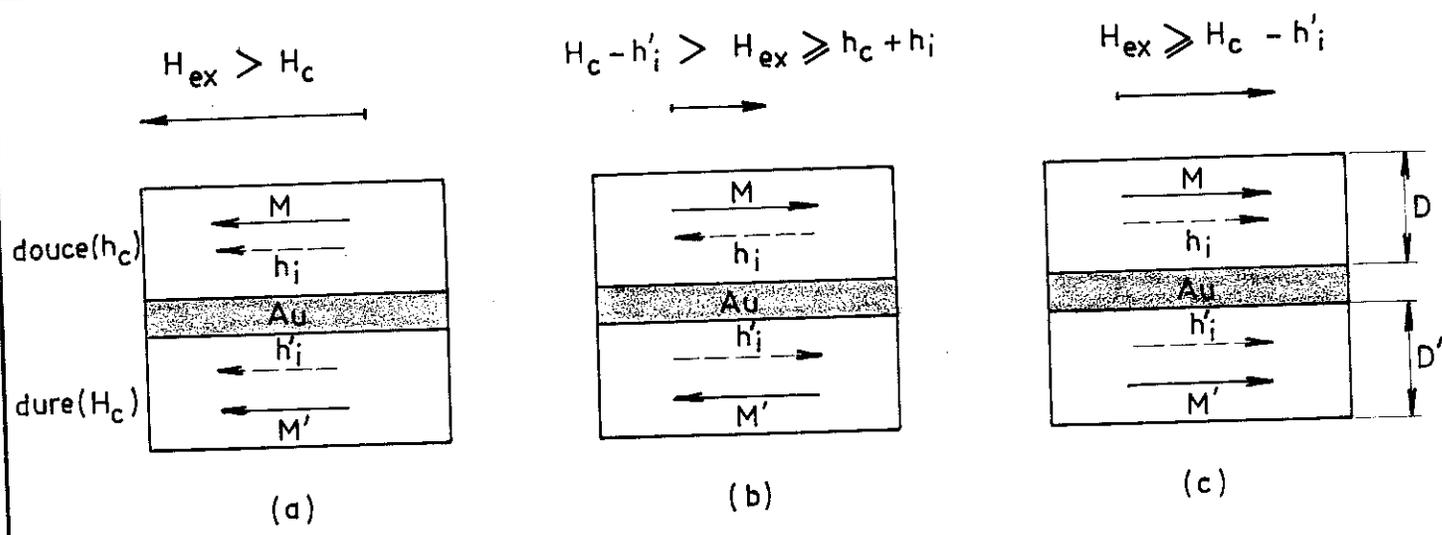


Fig 21 Champ critique de basculement (couches couplées)

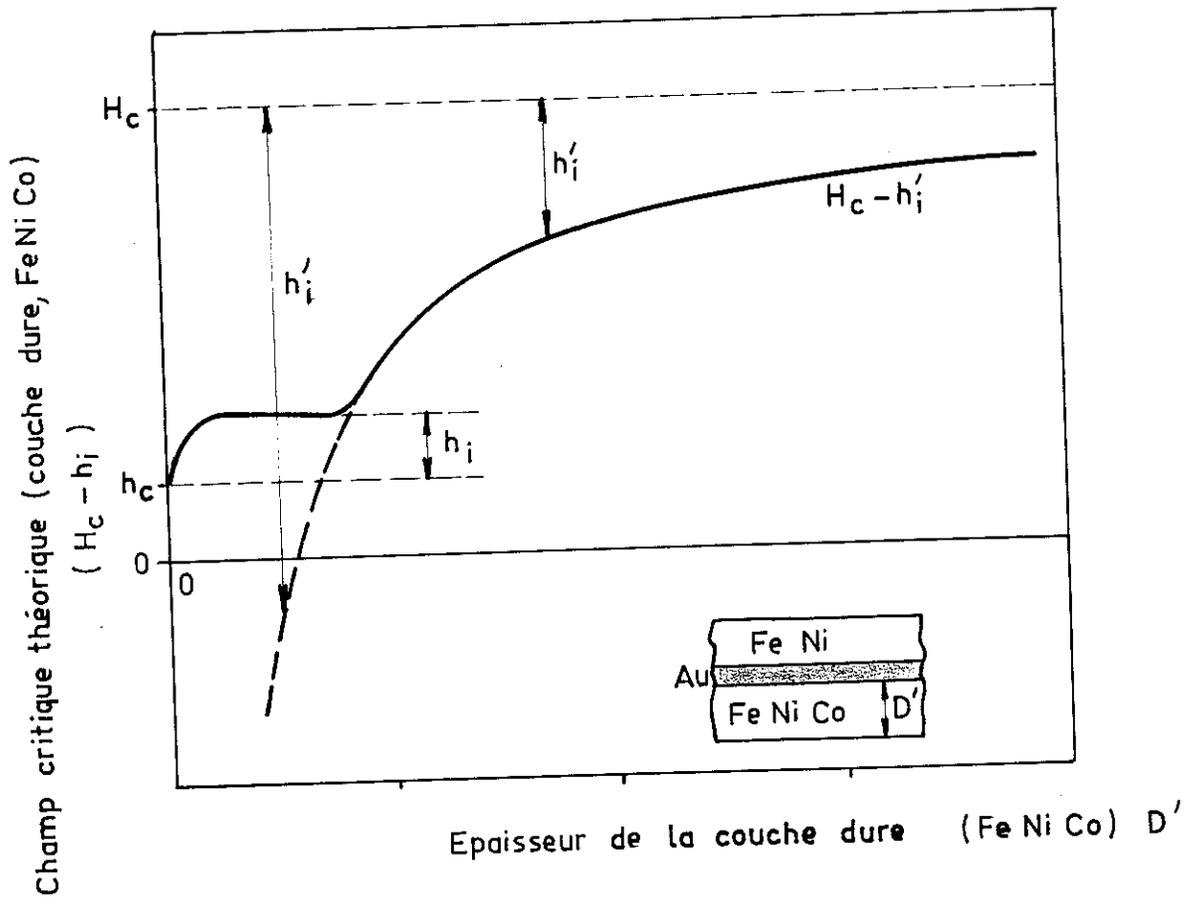


Fig 22 Champ critique théorique du Fe Ni Co couplé

des couches, nous avons déposé le Fe-Ni-Co en dernier lieu afin de relever son champ critique de basculement en fonction de son épaisseur  $D'$ . Nous avons reporté ces résultats sur la figure 19. On retrouve une certaine concordance avec les phénomènes prévus, en particulier aux faibles épaisseurs où le champ critique est effectivement voisin de  $h_c + h'_1$ . Par contre, l'allure de la courbe vers les épaisseurs plus importantes n'est pas celle prévue, notamment la courbure est dans le mauvais sens.

Certaines différences peuvent s'expliquer assez facilement. Ainsi entre 100 et 300 Å la diminution du champ critique peut être attribuée à l'interaction magnétostatique entre les parois des deux couches ferromagnétiques qui basculent simultanément dans cette région : lorsque la couche dure devient plus épaisse, la largeur de ses parois se rapproche de celle dans le Fe-Ni et l'interaction devient plus forte. D'autre part, la discontinuité de la courbe vers 350 Å, lorsque  $H_c - h'_1$  devient supérieur à  $h_c + h'_1$ , peut également s'expliquer par un couplage magnétostatique entre les parois des deux couches qui cesse d'exister dès que les aimantations des deux couches basculent pour des champs critiques différents, car alors une des couches est saturée au moment où dans l'autre il y a formation et déplacement de parois. Ces couplages entre parois ont été étudiés et mis en évidence par F. Biragnet (25) en microscopie Lorentz.

La partie de la courbe où le Fe-Ni-Co bascule pour un champ extérieur plus grand que le Fe-Ni est différente de la courbe théorique parce que la condition  $H_c = \text{cte}$  n'est certainement pas satisfaite. Si on veut déduire  $h'_1$  des mesures de  $H_c - h'_1$  il faut connaître les variations de  $H_c$  avec  $D'$ . Quan-

titativement ceci est impossible car le  $H_c$  de la couche dure est influencé fortement par son substrat (Au sur Fe-Ni, différent de l'or sur verre), par la présence de l'autre couche ferromagnétique (interactions magnétostatique) et sans doute par l'épaisseur de l'intermédiaire.

Nous avons cependant essayé de trouver un accord qualitatif avec la courbe prévue (fig. 22). Dans ce but nous avons répété l'expérience du début de ce paragraphe (fig. 19) en portant l'épaisseur de la couche d'or à 200 Å pour rendre le couplage "positif" très faible. Dans ce cas le champ de basculement mesuré sur la couche dure est sensiblement égal à son champ coercitif  $H_{c2}$ . Sur la figure 23 nous avons porté  $H_{c2}$  en fonction de l'épaisseur  $D'$  (courbe b) ainsi que les champs critiques de basculement de l'expérience précédente (80 Å d'or, courbe a).

Si on admet que les champs coercitifs  $H_{c2}$  et  $H_{c1}$  ne sont pas très différents dans les deux cas, la différence des courbes (b) et (a) doit représenter l'évolution de  $h'_1$  en fonction de  $D'$  (courbe c, origine des champs arbitraire). L'allure de (c) montre que  $h'_1$  peut être de la forme  $K/D'$ . D'autre part, l'allure de  $H_{c2} = f(D')$  (courbe b) permet d'expliquer l'allure de la courbe (a), que nous avons d'ailleurs retrouvée dans toutes les expériences où le Fe-Ni-Co était évaporé en dernier lieu et où le couplage était suffisamment intense.

Nous avons ensuite voulu mesurer quantitativement la valeur du couplage agissant sur la couche dure afin de vérifier l'égalité  $E_{112} = E_{121}$  pour une épaisseur donnée de  $D'$  et pour plusieurs épaisseurs de l'intermédiaire. Pour y parvenir il a été nécessaire de recourir à un artifice de structure dans l'empilement des diverses couches. Nous avons d'abord réalisé un

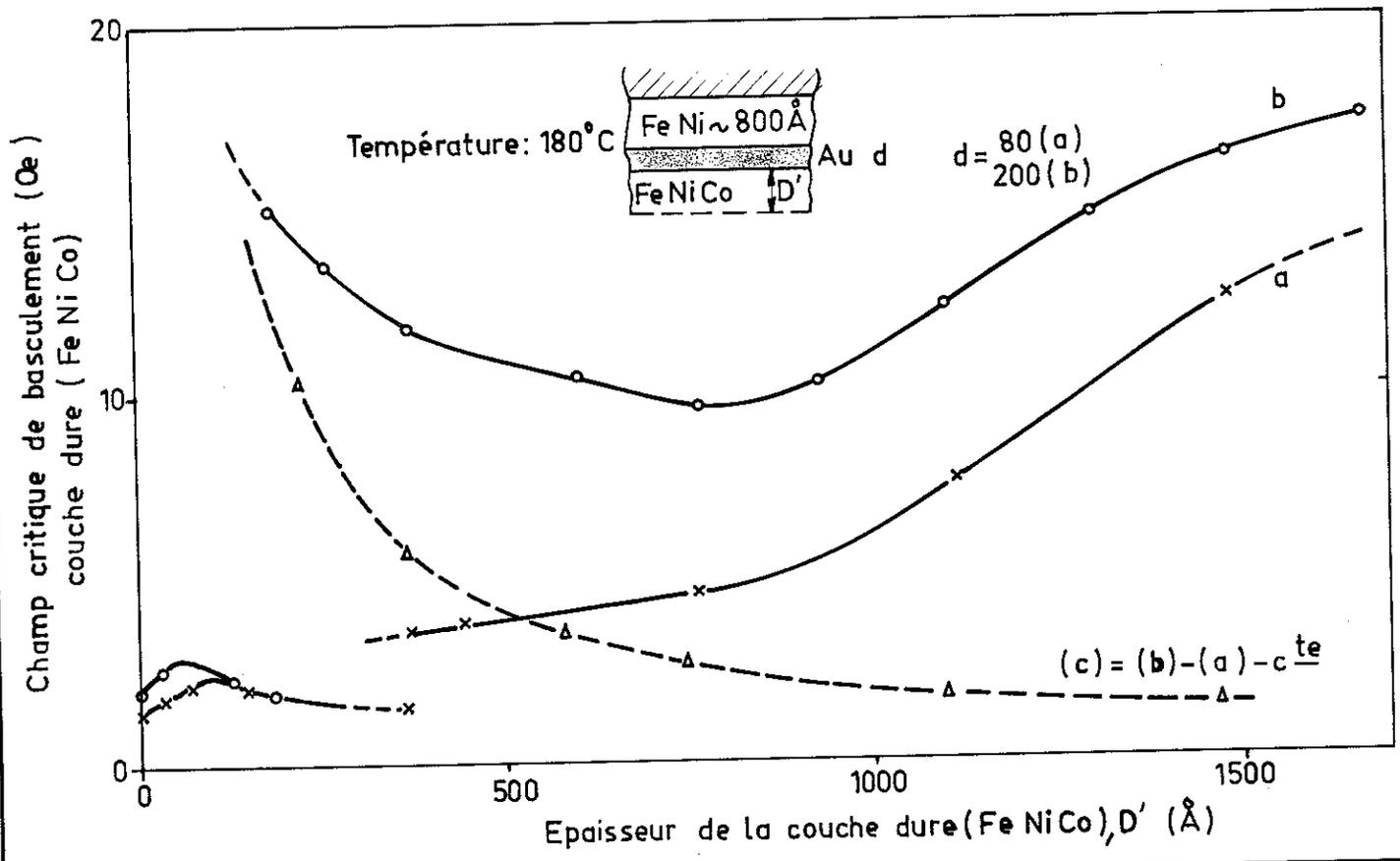


Fig 23 Champ critique et couplage du FeNi Co (structure inversée)

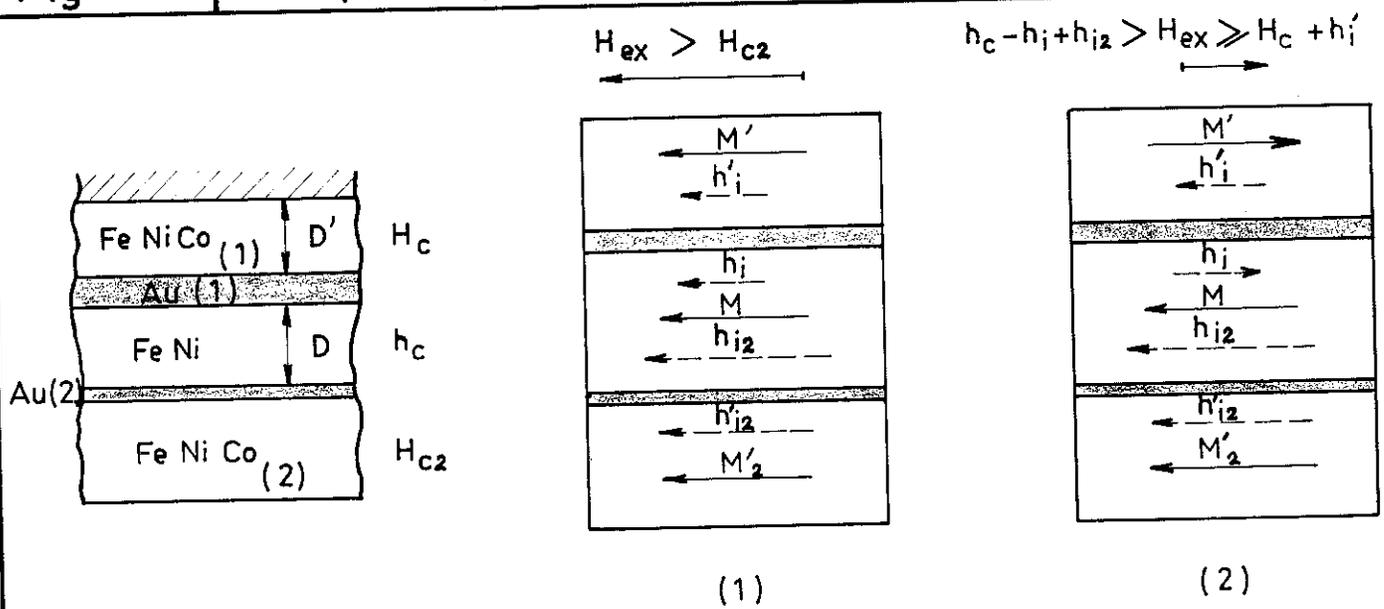


Fig 24 Mesure du couplage sur le FeNi Co (1)

ensemble classique Fe-Ni-Co / Au / Fe-Ni dont nous avons déterminé les caractéristiques ( $H_c$ ,  $h_c$ ,  $h_1$ ) à température ambiante. Sur cet ensemble est déposé ensuite une couche d'or très mince et une nouvelle couche de Fe-Ni-Co de 1300 à 1500 Å. Le champ coercitif de cette dernière se met à augmenter rapidement au-dessus de 800 Å (comme pour la couche dure de la figure 19) et atteint des valeurs  $H_{c2}$  comprises entre 15 et 25 Oe pour l'épaisseur finale à température ambiante).

Dans cet empilement (schéma de la fig. 24), la couche de Fe-Ni est soumise à trois champs : le champ appliqué extérieur  $H_{ex}$ , le champ de couplage  $h_1$  dû à la première couche de Fe-Ni-Co et le champ de couplage  $h_{12}$  dû à la deuxième couche de Fe-Ni-Co. Nous avons choisi l'épaisseur de la deuxième couche d'or de façon à ce que  $h_{12}$  soit suffisamment grand pour que l'inégalité suivante soit satisfaite :

$$h_c - h_1 + h_{12} > H_c + h'_1$$

et on a aussi :  $H_{c2} > H_c + h'_1$

Autrement dit, il est maintenant possible de décrire les cycles d'hystérésis de la première couche de Fe-Ni-Co (sur le verre) sans renverser l'aimantation de la couche de Fe-Ni qui reste saturée dans le sens de celle de la 2e couche dure grâce à un couplage élevé qui existe entre elles. Nous pouvons ainsi mesurer  $h'_1$  par la méthode du déplacement des cycles d'hystérésis et en déduire l'énergie de couplage  $E_{121}$ . Les aimantations  $M$  (FeNi) et  $M'$  (FeNiCo) ont été déterminées par résonance d'ondes de spin grâce à B. Waksman ; leur rapport est  $M'/M = 1,4$ .

D'après ces mesures faites sur plusieurs lames nous trouvons dans tous les cas que

$$E_{112} = M.D.h_1 \neq M'.D'.h'_1 = E_{121}$$

avec un écart inférieur à 15 %, par conséquent inférieur aux erreurs de mesure.

D'autre part, ces expériences ayant été faites sur des paires de lames évaporées simultanément sur un même support (2 épaisseurs différentes d'or,  $d_1$  et  $d_2$ ), nous avons pu vérifier simultanément l'égalité

$$\frac{h_1(d_1)}{h_1(d_2)} = \frac{h'_1(d_1)}{h'_1(d_2)}$$

avec un excellent accord.

#### IV - 3 Etude du couplage avec divers matériaux intermédiaires non magnétiques.

Après avoir précisé les lois du couplage avec l'intermédiaire d'or, un certain nombre de problèmes restent à étudier, notamment l'influence de la résistivité et de la granulométrie de la couche intermédiaire.

##### IV-3-1 Intermédiaire de molybdène.

Etant donné le point de fusion très élevé de ce métal réfractaire (2610°C contre 1063°C pour l'or) on peut prévoir qu'il aura une granulométrie très fine en couche mince (23,24). Sa résistivité massive est 2,2 fois plus élevée que celle de l'or, à température ambiante.

Le programme d'une expérience est le même qu'avec l'or et les caractéristiques des couches ferromagnétiques sont identiques. La plupart des échantillons sont évaporés sur-support refroidi à -195°C.

Résultats : dans la gamme d'épaisseurs explorée (60 à 110 Å) nous observons un couplage entre les deux couches ferromagnétiques en tous points semblable à celui observé avec l'or.

L'énergie de ce couplage est cependant plus faible à l'épaisseur d'intermédiaire égale. En admettant que l'énergie de couplage est encore une fonction exponentielle de l'épaisseur de l'intermédiaire (ce qui est à peu près vérifié par les quelques points de mesure, fig. 17), nous trouvons que le terme  $d_0$  est de l'ordre de 30 Å pour le molybdène (40 Å pour l'or) et indépendant de la température. Le terme  $E_0$  calculé a environ la même valeur que pour l'or dans plusieurs expériences, mais ne vaut qu'environ la moitié dans deux autres cas (les champs coercitifs des couches dures seules sont alors également plus faibles) (Tableau II).

Quand ces lames sont réchauffées à la température ambiante, la couche douce subit un recuit, son champ coercitif augmente de façon irréversible ainsi que le couplage. Après ce recuit, nous avons à nouveau mesuré le couplage à  $-195^\circ\text{C}$  ; il est de 10 % à 20 % supérieur à la valeur relevée à l'ambiante.

#### IV-3-2 Intermédiaire de platine.

Le platine est connu pour avoir un grain particulièrement fin (on s'en sert dans la fabrication de répliques de surface). D'autre part les couches de Pt peuvent être étudiées en transmission au microscope électronique après dissolution des couches ferromagnétiques dans une solution d'acide nitrique qui n'attaque pas le Pt.

Nous mesurons encore un couplage "positif", de valeur plus faible qu'avec l'or (Tableau II). En admettant la loi exponentielle,  $d_0 \approx 30 \text{ Å}$ , valeur comparable à celle du molybdène.

Le couplage à  $-195^\circ\text{C}$  est environ 15 à 20 % supérieur à la valeur relevée à l'ambiante.

#### IV-3-3 Intermédiaire de Silicium.

Si le mécanisme de couplage faisait intervenir les électrons de conduction de la couche intermédiaire, l'emploi d'un semi-conducteur devrait entraîner une décroissance plus rapide de l'énergie d'interaction avec l'épaisseur  $d$  et une diminution de l'énergie à température décroissante. Les couches étant préparées sous ultravide on peut espérer que le semi-conducteur ne soit pas trop dégénéré.

L'expérience montre au contraire un comportement très voisin de celui d'un métal (tableau II). L'énergie de couplage à  $100 \text{ \AA}$  de Si est sensiblement la même qu'avec le Mo et le Pt. De  $+250^\circ\text{C}$  (formation des 3 couches) à  $-195^\circ\text{C}$  elle augmente d'environ 50 %. La seule différence semble être la valeur de  $d_0$  ( $\sim 57 \text{ \AA}$ ), sensiblement supérieure, donc une décroissance plus lente du couplage avec l'épaisseur de l'intermédiaire. Ceci peut cependant provenir d'une différence de structure du FeNiCo déposé à  $+250^\circ\text{C}$  au lieu de  $+180^\circ$  dans les autres cas.

#### IV-3-4 Intermédiaire de SiO.

Le tableau II montre qu'il existe un couplage à travers un intermédiaire de SiO évaporé à  $-195^\circ\text{C}$ , en tous points comparable à celui observé avec les intermédiaires métalliques ( $d_0 = 40 \text{ \AA}$ ).

Sur ce point nos expériences ne sont pas tout à fait en accord avec celles de J.C. Bruyère (2) et O. Massenet (3) qui n'observent pas de couplage au-delà de  $70 \text{ \AA}$  de SiO.

#### IV-4 Discussion des résultats.

Des diverses expériences citées ci-dessus il ressort qu'il est pratiquement exclu que l'origine du couplage puisse être un échange indirect par polarisation des électrons dans la couche intermédiaire. En effet, malgré la diversité des matériaux intermédiaires employés on observe une telle similitude des résultats qu'il n'est guère pensable que la structure électronique du matériau puisse jouer un rôle dans le couplage étudié.

$$E_i = E_0 e^{-d/d_0} = h_j D M_s$$

$$M_s = 760 \text{ uem}$$

| Nature intermédiaire | Température évap (°C) | Température mesure | Epaisseur intermédiaire d (Å) | Energie de couplage $E_j$ erg/cm <sup>2</sup> | $E_0$ calculé erg/cm <sup>2</sup> | $d_0$ (Å) | $H_c$ (Fe Ni Co) seul (Oe) |
|----------------------|-----------------------|--------------------|-------------------------------|---|-----------------------------------|-----------|----------------------------|
| Pt                   | - 195                 | - 195              | 100                           | $4 \cdot 10^{-3}$                             | 0,100                             | ~ 31,5    | 17,5                       |
| Mo (1)               | - 195                 | - 195              | 100                           | $5,3 \cdot 10^{-3}$                           | 0,140                             | 30        | 15,0                       |
| Mo (2)               | - 195                 | - 195              | 100                           | $3 \cdot 10^{-3}$                             | 0,080                             | 30        | 10,5                       |
| Si O                 | - 195                 | - 195              | 100                           | $5 \cdot 10^{-3}$                             | 0,060                             | 40        | 16,5                       |
| Au (1)               | - 195                 | - 195              | 100                           | $10 \cdot 10^{-3}$                            | 0,130                             | 40        | 10,0                       |
| Au (1)               | - 195                 | + 20               | 100                           | ~ $7 \cdot 10^{-3}$                           | 0,085                             | 40        | 6,5                        |
| Au (2)               | + 180                 | + 180              | 100                           | $7,5 \cdot 10^{-3}$                           | 0,090                             | 40        | 6,5                        |
| Au (2)               | + 180                 | - 195              | 100                           | $9,5 \cdot 10^{-3}$                           | 0,110                             | 40        | 14,0                       |
| Si                   | + 240                 | + 240              | 100                           | $4 \cdot 10^{-3}$                             | 0,024                             | ~ 57      | 6,2                        |
| Si                   | + 240                 | - 195              | 100                           | $5,6 \cdot 10^{-3}$                           | 0,034                             | ~ 57      | 14,0                       |
| Gd (1)               | + 180                 | + 180              | 100                           | $3 \cdot 10^{-3}$                             | 0,038                             | ~ 40      | 6,5                        |
| Gd (2)               | - 195                 | + 180              | 100                           | $5,5 \cdot 10^{-3}$                           | 0,070                             | 40        | 6,5                        |
| Gd (2)               | - 195                 | - 195              | 100                           | $4 \cdot 10^{-3}$                             | 0,054                             | 40        | 11,0                       |

Tableau II

L'hypothèse d'une diffusion de matériau ferromagnétique dans le volume du matériau intermédiaire et même le long des joints de grains, semble également devoir être écartée, d'une part pour les mêmes raisons que ci-dessus, d'autre part en raison des expériences à basse température où les phénomènes de diffusion devraient être largement minimisés. Or l'expérience montre que l'énergie de couplage est plutôt légèrement plus grande pour les lames évaporées sur un support refroidi à  $-195^{\circ}\text{C}$  que pour celles évaporées sur un support à  $+180^{\circ}\text{C}$ .

Il ne reste donc que deux des hypothèses proposées à ce jour pour expliquer l'origine du couplage ; la possibilité d'une couche intermédiaire lacunaire permettant un contact partiel direct entre les couches ferromagnétiques, ou un couplage magnétostatique dû à une corrélation des irrégularités topographiques entre les surfaces en regard des deux couches ferromagnétiques, selon un modèle proposé par L. Néel.(4).

#### IV-4-1 Couplage par trous.

Ce problème a déjà été traité en détail par plusieurs chercheurs, en particulier J.C. Bruyère et J. Massenet (2, 3).

Comme eux, nous nous sommes heurtés à la difficulté de vérifier si oui ou non les couches intermédiaires étaient lacunaires.

Comme beaucoup de matériaux employés (Pt, Mo, SiO) étaient de nature à donner un grain très fin et de plus, étaient évaporé à très basse température ( $-195^{\circ}\text{C}$ ), nous pouvions à priori espérer qu'ils formeraient des couches peu lacunaires à des épaisseurs relativement faibles.

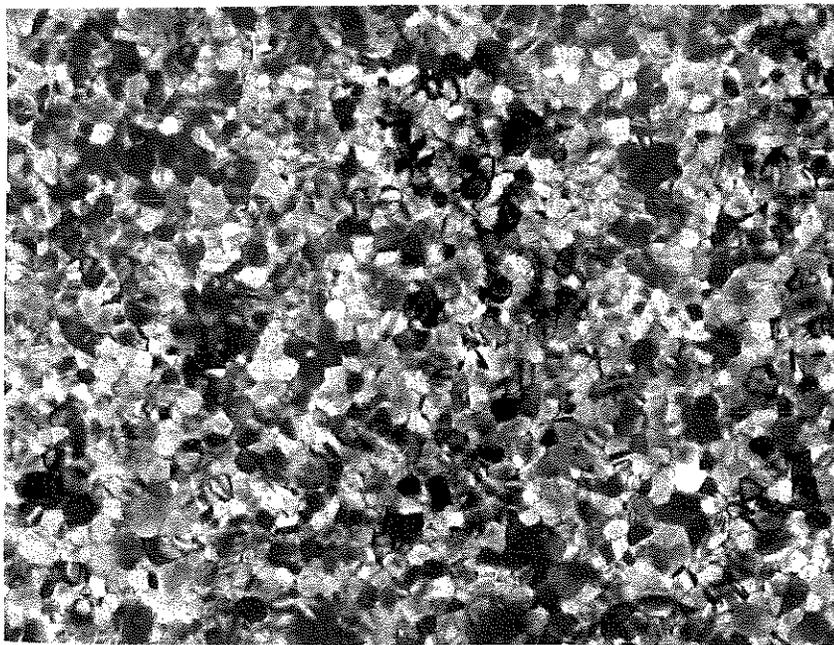
En fait, ni la température du support pendant l'évaporation, ni la nature de l'intermédiaire n'ont eu une influence importante sur les propriétés du couplage. Que fallait-il en

conclure ? Dans l'espoir d'obtenir quelques renseignements supplémentaires nous avons étudié en microscopie électronique quelques-unes de ces couches. Ceci nécessite que l'on dissolve auparavant les couches ferromagnétiques dans une solution diluée d'acide nitrique. Seules les couches d'or et de platine ont pu être étudiées, les autres matériaux étant attaqués par cet acide.

Les couches d'or se composent de cristallites d'une taille moyenne de 150 Å (fig. 25 a). On ne peut déceler une variation ni de l'aspect de la couche ni de la taille des cristallites, que ce soit en fonction de l'épaisseur (de 70 à 180 Å) ou en fonction de la température de condensation. L'épaisseur paraît assez homogène.

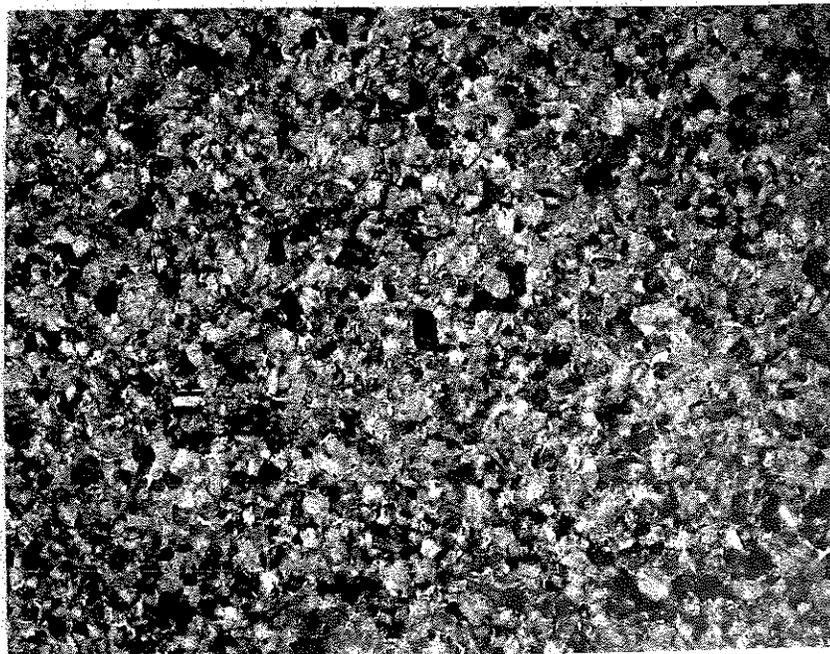
Toutes les couches étudiées présentent des lacunes de la dimension et de la forme d'une cristallite, plus ou moins nombreuses, sans qu'il y ait une corrélation bien précise entre leur nombre et l'épaisseur. Il est impossible d'affirmer si ces lacunes existaient effectivement dans la couche ou si elles ont été provoquées au cours de la dissolution des couches ferromagnétiques.

Ainsi nous avons réalisé deux lames identiques au cours de deux expériences distinctes, avec des couches d'or de 150 Å, et présentant la même énergie de couplage. L'examen au microscope électronique a pourtant révélé qu'une des couches d'or avait une densité de lacunes quinze fois plus élevée que l'autre ! Il faut en conclure que, soit les trous sont provoqués par la dissolution des couches ferromagnétiques et les couches d'or n'ont initialement pas ou très peu de lacunes décelables (supérieures à 15 ou 20 Å), soit le couplage dû aux ponts ferromagnétiques à travers les trous est négligeable vis-à-vis d'un autre mécanisme.



1000 Å

(A) Couche d'or, 180 Å, déposée à -195 °C sur FeNiCo.



1000 Å

(B) Couche de Pt, 70 Å, déposée à -195 °C sur FeNiCo.

En ce qui concerne les couches de platine, leur structure paraît encore plus continue que celle de l'or (fig. 25 b). On observe des cristallites de 100 à 200 Å, mais aussi des régions à structure mal définie où le grain semble être beaucoup plus fin. Il n'y a pas de lacunes visibles, sauf de nombreuses fissures allongées et très fines qui sont certainement provoquées par un relâchement des contraintes dans la couche une fois isolée (déposée à  $-195^{\circ}\text{C}$ ).

Sans pouvoir exclure l'existence de quelques lacunes, en particulier des trous d'un diamètre de moins de 20 Å, inférieur au pouvoir séparateur du microscope, il nous semble difficile de concilier nos diverses observations avec l'hypothèse d'un couplage par ponts ferromagnétiques à travers ces lacunes.

Ceci n'exclut pas la possibilité que ce mécanisme de couplage devienne prépondérant dans le cas de couches intermédiaires fortement inhomogènes, comme par exemple les couches d'or évaporées sur un support chauffé au-dessus de  $260^{\circ}\text{C}$  (2, 3).

#### IV-4-2 Couplage magnétostatique.

L. Néel (4) a proposé un modèle de couplage magnétostatique dans le cas des lames en sandwich, lié à une corrélation entre les topographies des interfaces entre ferromagnétiques et intermédiaire : la première couche ferromagnétique polycristalline possède une surface plus ou moins accidentée. La couche intermédiaire qui est déposée ensuite sur cette surface, reproduit ces accidents plus ou moins fidèlement selon sa granulométrie et son épaisseur. L'interface intermédiaire - deuxième couche ferromagnétique peut donc avoir une topographie liée à celle de l'autre interface (fig. 26). L'existence et la corrélation de ces accidents aux interfaces font qu'il apparaît des pôles magnétiques qui tendent à aligner parallèlement les aimantations dans les deux couches ferromagnétiques.

Un couplage de ce type pourrait être en accord avec la plupart de nos observations. En effet, il ne dépend pas des propriétés physiques de l'intermédiaire (non magnétique) mais seulement de son aptitude à reproduire les irrégularités topographiques de la première couche, donc de sa granulométrie.

Nous avons observé par ailleurs (IV-2-5-2) que les irrégularités topographiques d'un substrat pouvaient très bien se reproduire, à peine atténuées, sur l'autre face d'une couche de 1000 Å de Fe-Ni-Co déposée sur ce substrat par évaporation.

Il reste à vérifier si l'ordre de grandeur des énergies de couplage et leur variation en fonction de l'épaisseur de l'intermédiaire sont en accord avec le modèle théorique.

En supposant des ondulations cylindriques parallèles à l'axe difficile (axe Oy) définies par deux termes homologues  $z$  et  $z'$  selon Oz, fonctions de  $x$  (Ox parallèle à l'axe facile) :

$$z = h \cdot \sin px \qquad z' = h' \cdot \sin px$$

$$\text{avec } \overline{z \cdot z'} = h \cdot h' / 2$$

L. Néel détermine l'énergie de couplage  $E_i$  qui est :

$$E_i = \frac{-2\pi p h h' M M'}{(1+\rho\rho')sh pd + (\rho+\rho')ch pd}$$

$M$  et  $M'$  étant les aimantations respectives des deux couches ferromagnétiques,  $d$  l'épaisseur de la couche intermédiaire et :

$$\rho = \frac{1+\lambda+\mu+\lambda^{1/2}(\lambda+\mu)^{1/2}}{(\lambda+\mu)^{1/2} [1+\mu + 2\lambda + 2\lambda^{1/2}(\lambda+\mu)^{1/2}]^{1/2}}$$

avec les abréviations :

$$\lambda = \frac{N a^2 p^2}{24 \pi} \qquad \mu = \frac{K}{2 \pi M^2}$$

et des formules analogues pour  $\rho'$ .

N coefficient de champ moléculaire ( $N = N' = 6000$ )

a distance entre atomes proches voisins ( $a = a' = 2,9 \text{ \AA}$ )

K constante d'anisotropie

Dans notre cas, nous adoptons les lettres accentuées pour caractériser le Fe-Ni-Co et les autres pour le Fe-Ni.

$$\text{Soit :} \quad M \approx 800 \text{ uem} \quad M' \approx 1100 \text{ uem}$$

$$K \approx 2000 \text{ erg/cm}^3 \quad K' \approx 10^4 \text{ erg/cm}^3$$

On trouve avec ces valeurs numériques :

$$\mu = 5 \cdot 10^{-4} \quad \mu' = 1,3 \cdot 10^{-3}$$

et nous verrons par la suite que  $\lambda$  et  $\lambda'$  sont de l'ordre de 0,5 donc  $\lambda \gg \mu$  et  $\rho$  se simplifie :

$$\rho \approx \rho' \approx \frac{1 + 2\lambda}{\lambda^{1/2} (1 + 4\lambda)^{1/2}}$$

et nous verrons aussi que

$1 + \rho\rho' \approx \rho + \rho' = \gamma$  à environ 10 % près, ce qui permet de simplifier  $E_i$  :

$$E_i \approx \frac{-2\pi p h h' M M'}{\gamma (\text{sh } pd + \text{ch } pd)} = - \frac{2\pi p h h' M M' e^{-pd}}{\gamma}$$

Écrit sous cette forme  $E_i$  prend la forme qu'il aurait dans le cas d'une aimantation rigide ( $N \rightarrow \infty$ ,  $\rho \rightarrow 1$ ,  $\gamma \rightarrow 2$ ), Il apparaît aussi que  $E_i$  est sensiblement une fonction exponentielle de l'épaisseur  $d$  de l'intermédiaire, ce qui concorde avec nos résultats expérimentaux ( $d_0 = 1/p$ ,  $E_0 = \frac{2\pi}{\gamma} p h h' M M'$ ).

Nos mesures expérimentales avec les couches d'or donnent :  
 $p = 1/d_0 = 1/40 \text{ \AA}^{-1} = 2,5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ . Or  $p$  est lié à la longueur d'onde moyenne  $L$  des irrégularités topographiques, qui serait donc dans notre cas :  $L = 2\pi/p \approx 250 \text{ \AA}$ .  
 Avec cette valeur de  $p$  on trouve d'autre part :

$$\lambda = 0,45 \quad \text{et} \quad \gamma = 3,6$$

La valeur de  $E_0$  devient alors :

$$E_0 = 4 \cdot 10^{12} \cdot h \cdot h'$$

or  $E_0 \approx 0,1 \text{ erg/cm}^2$  d'après les expériences

d'où  $h \cdot h' \approx 2,5 \cdot 10^{-14} = 250 \text{ \AA}^2$

ou

$$\overline{z \cdot z'} \approx 125 \text{ \AA}^2$$

La surface du Fe-Ni-Co qui détermine les irrégularités topographiques doit donc se composer par exemple de blocs monocristallins d'un diamètre moyen de 150 Å et d'une hauteur d'environ 30 Å. Cette dimension de cristallites correspond effectivement à ce qui a été observé par plusieurs auteurs.

Notons aussi que la valeur expérimentale de  $p$  est extrêmement voisine de celle déterminée par L. Néel ( $1/p \approx 50 \text{ \AA}$ ) comme donnant le couplage maximum théoriquement possible d'après ce modèle (pour  $d = 100 \text{ \AA}$ ).

En adoptant ce modèle on peut aussi expliquer le fait que le facteur  $d_0 = 1/p$  soit indépendant de la température puisque'il est déterminé uniquement par la longueur d'onde moyenne des irrégularités de surface de la première couche déposée (le Fe-Ni-Co dans notre cas) qui est toujours réalisée dans les mêmes conditions expérimentales. La légère variation de  $d_0$  avec la nature de la couche intermédiaire ne peut être expliquée qu'en supposant que, selon sa granulométrie, cette dernière couche favorise ou atténue la reproduction d'une certaine gamme de longueurs d'onde.

L'augmentation du terme  $E_0$  à basse température peut s'expliquer en partie par l'augmentation des aimantations  $M$  et  $M'$  ; mais on ne s'attend qu'à une augmentation de l'ordre de 6 % sur le champ de couplage entre  $+180^\circ\text{C}$  et  $-195^\circ\text{C}$ , alors qu'expérimentalement des variations de 50 % ont été parfois mesurées. Cette différence n'a pas pu être expliquée. Il est possible qu'une propriété des couches ferromagnétiques, autre que l'aimantation à saturation, soit responsable de ces variations importantes.

En conclusion, un grand nombre de faits expérimentaux sont en faveur d'un couplage magnétostatique, mais le modèle adopté ne suffit pas à rendre compte de tous les phénomènes observés.

Dans le cas de couches intermédiaires évaporées à haute température, présentant une granulométrie importante et de fortes inhomogénéités d'épaisseur, nous pensons qu'un couplage direct par ponts ferromagnétiques à travers les lacunes peut être prépondérant.

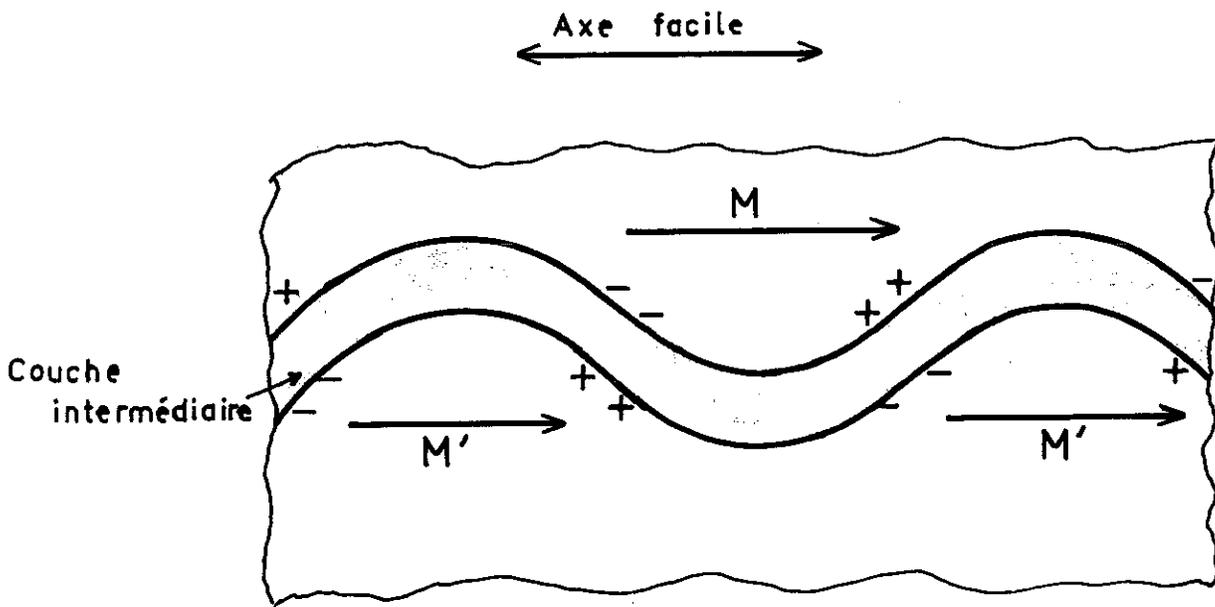


Fig. 26

Couplage magnétostatique .

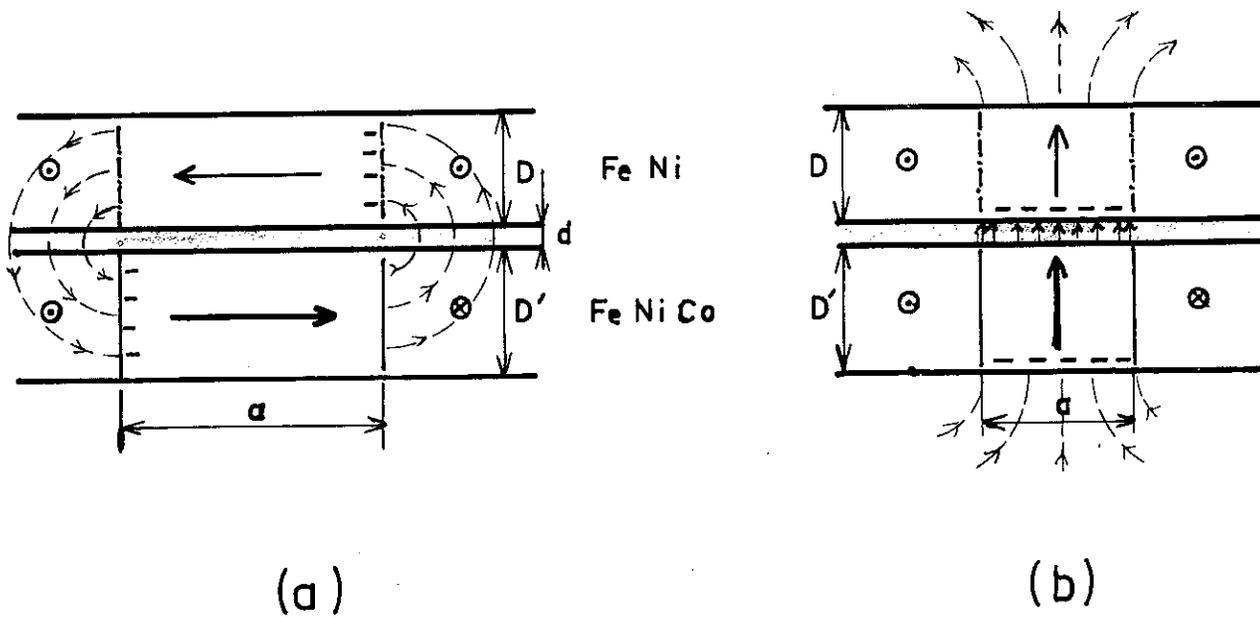


Fig. 27

Pseudo-parois et fermeture de flux .

## CHAPITRE V

### ETUDE DES CHAMPS COERCITIFS DANS LES COUCHES MULTIPLES

L'étude des champs coercitifs dans les couches multiples a déjà été entreprise par de nombreux chercheurs. On note d'une façon générale que le champ coercitif de deux ou plusieurs couches ferromagnétiques d'épaisseur comparable et séparées par des couches non magnétiques (de 100 à 200 Å en général) est inférieur à celui qu'aurait une couche simple de même épaisseur que la couche complexe.

S. Middelhoek et J.C. Slonczewski (26) ont montré par un calcul théorique, dans le cas de deux couches ferromagnétiques identiques, que dans la structure en sandwich les parois de Néel étaient énergétiquement plus favorables jusqu'à des épaisseurs bien plus importantes que dans le cas de couches simples.

Nous avons relevé au cours de nos expériences certaines particularités dans l'évolution du champ coercitif de la couche dure que nous voudrions mentionner en essayant d'interpréter les phénomènes. La couche douce doit avoir un comportement similaire, mais vu son faible champ coercitif, les variations absolues sont plus faibles ; d'autre part elle est généralement déposée en dernier lieu ce qui modifie déjà ses propriétés.

#### V - 1 Variations du champ coercitif de la couche dure en fonction de son épaisseur et en présence de l'autre couche ferromagnétique.

Indépendamment du couplage "positif" étudié jusqu'ici, la présence de la couche de Fe-Ni à moins de 200 Å du plan de la couche dure est susceptible de modifier l'énergie de certains types de parois existant dans cette dernière et de favoriser, selon les valeurs de  $D$  et  $D'$  des épaisseurs respectives, l'un ou l'autre type de paroi, ce qui détermine l'évolution de  $H_c$ .

Dans un champ suffisant pour faire basculer l'aimantation de la couche dure avec formation et déplacement de parois, la couche douce est normalement saturée dans la direction de facile aimantation sauf pour des épaisseurs très faibles de cette dernière et les grandes valeurs du champ de couplage.

Lorsque dans la couche dure il apparaît une paroi sous l'action d'un champ extérieur, la région de la couche douce voisine de cette paroi est soumise aux champs démagnétisants de celle-ci ; son aimantation tendra donc localement à s'aligner avec celle de la paroi, créant par ce fait une pseudo-paroi ou quasi-paroi dans la couche douce. Ce qui distingue ce genre de paroi d'une paroi normale est que de part et d'autre l'aimantation a même direction et même sens.

Si les parois formées dans la couche dure sont du type Néel, on peut facilement imaginer que la présence de l'autre couche à moins de 200 Å facilite la fermeture de flux du champ démagnétisant des parois (schéma a, fig. 27), ce qui a pour conséquence une diminution de leur énergie magnétostatique.

L'énergie  $\gamma$  par unité de surface d'une paroi de Néel (couche unique) est de la forme (20) :

$$\gamma = A \left( \frac{\pi}{a} \right)^2 a + \frac{1}{2} K a + \mu_0 M_s^2 \frac{D}{a+D}$$

- où
- A = constante d'énergie d'échange
  - K = constante d'anisotropie
  - $M_s$  = aimantation à saturation
  - D = épaisseur de la couche
  - a = largeur de la paroi

Pour les matériaux magnétiques employés ici et pour  $D > 300 \text{ \AA}$ , l'énergie d'anisotropie est négligeable ; l'énergie d'échange et l'énergie magnétostatique sont d'un ordre de

grandeur comparable. Une variation importante de ce dernier terme entraîne donc une variation importante de l'énergie de la paroi (et certainement aussi une variation de sa largeur).

Quantitativement, il est difficile de mettre en évidence l'influence exacte de la couche douce sur l'énergie d'une paroi dans la couche dure, d'autant plus que dans le cas d'une couche unique cette énergie est encore mal connue.

Cependant, qualitativement il semble évident que la diminution de l'énergie magnétostatique soit d'autant plus importante que la fermeture de flux est parfaite : épaisseur de la couche douce suffisante, intermédiaire mince. En fait, dans la gamme utilisée (50 à 200 Å), les variations de l'épaisseur de l'intermédiaire doivent relativement peu influencer l'énergie des parois de Néel ; ceci ressort également des résultats de Middelhoek et Slonczewski (26).

Pour fixer un ordre de grandeur de la diminution de l'énergie de paroi, nous avons évalué celle-ci dans le cas de deux couches de même épaisseur grâce aux calculs de Middelhoek (26) et aussi par une méthode approchée en estimant les champs effectifs existant dans chacune des parois (champ démagnétisant propre moins le champ démagnétisant produit à l'extérieur par l'autre paroi). On trouve une diminution de l'ordre de 40 % à 50 % en présence de la deuxième couche, à épaisseurs égales.

On peut s'attendre à une diminution semblable de l'énergie avec les parois cross-tie par suite également d'une meilleure fermeture du flux à travers la couche douce.

Finalement, s'il y a formation de paroi de Bloch, l'ensemble des deux couches se comporte sensiblement comme une couche unique d'épaisseur égale à la somme des épaisseurs

(en supposant les aimantations égales pour simplifier). En effet, l'intermédiaire est suffisamment mince dans nos expériences, comparé à la largeur de paroi, pour que le facteur démagnétisant dans "l'entrefer" entre les deux parois reste voisin de  $4\pi$ . Mais il faut alors ajouter à l'énergie de paroi l'énergie de cet entrefer, du fait qu'il y a apparition de pôles magnétiques nouveaux (schéma b, fig. 27). Cette énergie est de la forme (27) :

$$E = \frac{1}{8\pi} \int_V (H)^2 dV$$

H étant le champ effectif dans l'entrefer  
 V le volume de l'entrefer  
 (et prenons  $M_s = M'_s$ )

$$H = 4\pi M_{\text{eff}} - 4\pi M_{\text{eff}} \frac{a}{a+D+D'} \quad (M_{\text{eff}} = \frac{M_s}{\sqrt{2}})$$

$$\frac{H^2}{8\pi} = \pi M_s^2 \left(1 - \frac{a}{a+D+D'}\right)^2$$

ramenée par unité de surface de paroi, cette énergie est :

$$\gamma_e \approx \pi M_s^2 \frac{ad}{D+D'} \left(1 - \frac{a}{a+D+D'}\right)^2$$

(où d est l'épaisseur de l'intermédiaire).

Numériquement on trouve une valeur de l'ordre de 1 erg/cm<sup>2</sup>.

Dans la figure 28 B, nous avons porté l'énergie des parois par unité de surface,  $\gamma$ , en fonction de l'épaisseur D' de la couche dure. Les courbes en trait fort sont relatives à une couche unique (en pointillés l'énergie des parois cross-tie, C.T.) ; les courbes en trait fin ont été déduites des précédentes d'après les considérations énoncées ci-dessus et sont relatives à une couche dure en présence d'une couche douce de 1000 Å d'épaisseur environ.

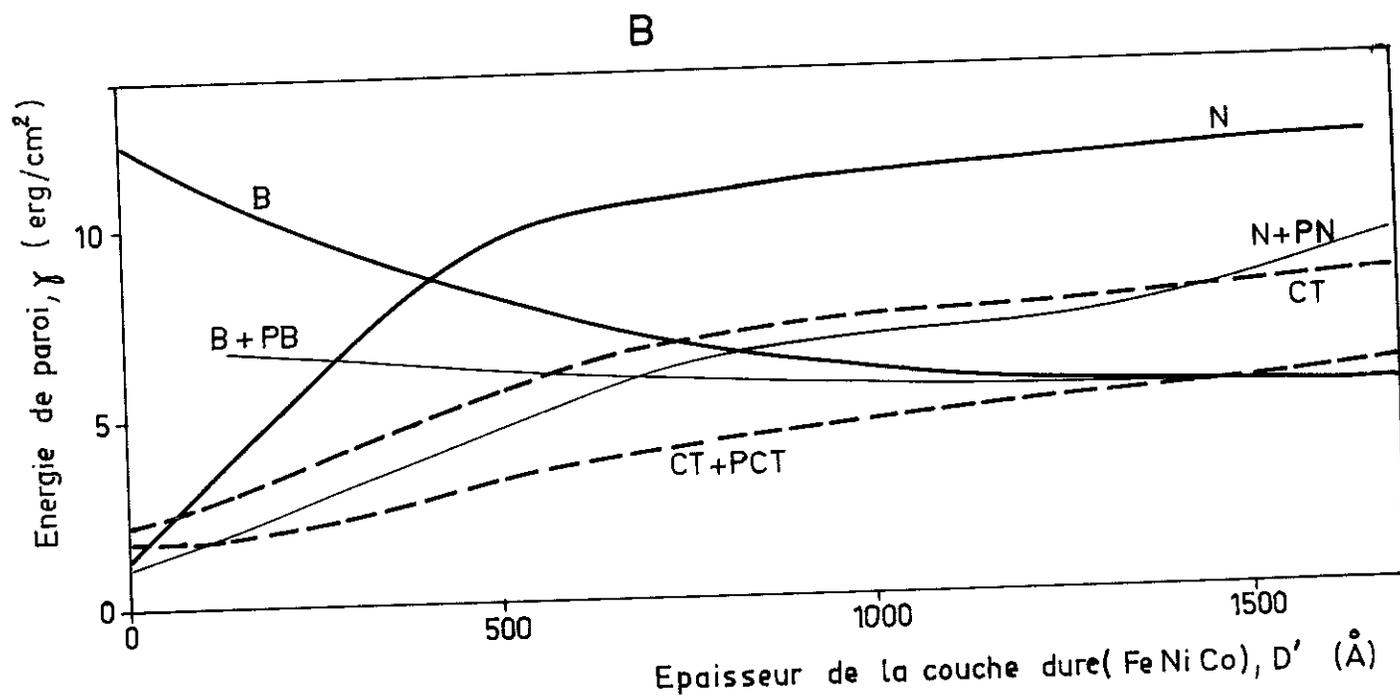
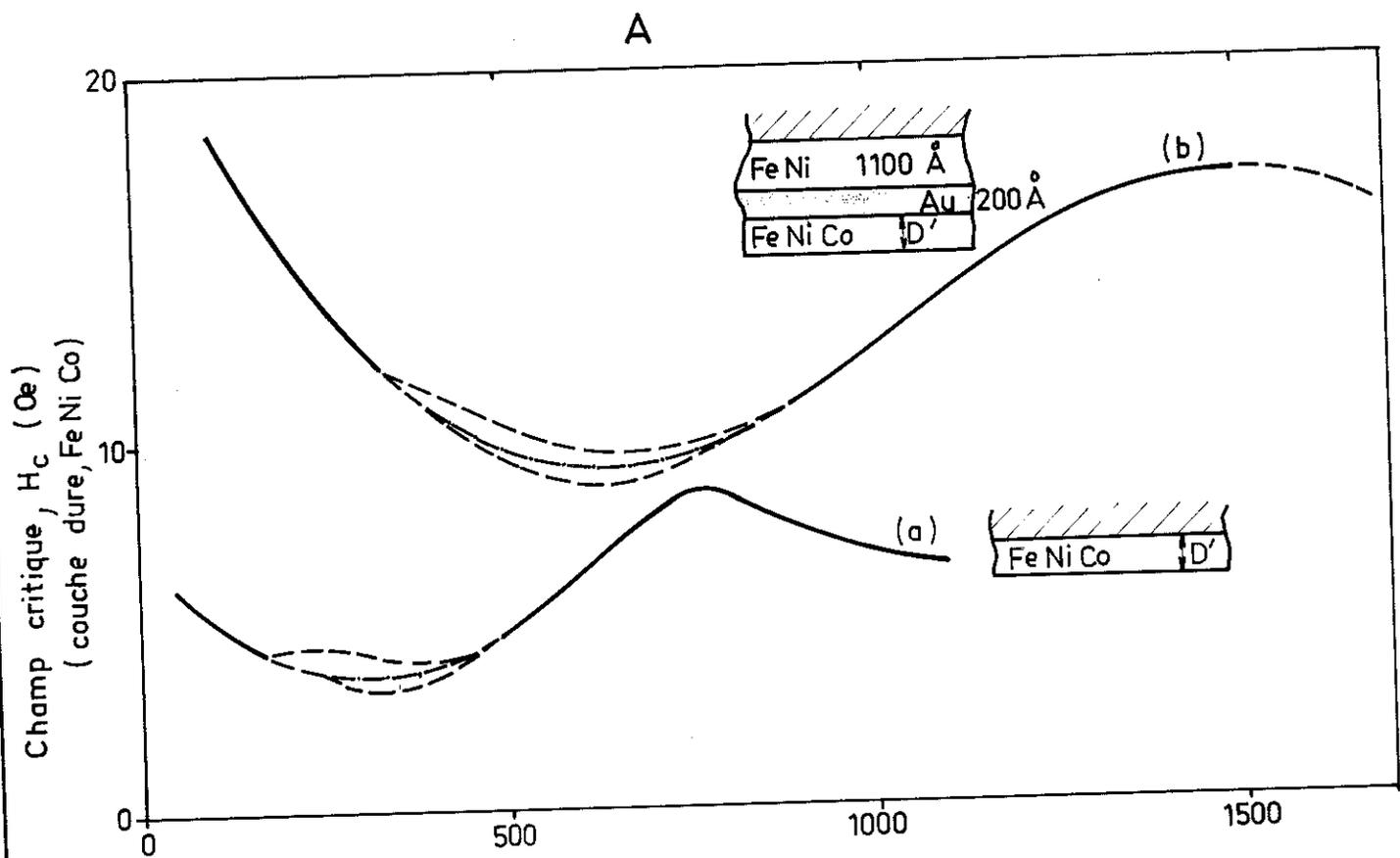


Fig. 28

Champs coercitifs et énergies de parois

La figure 28 A représente les variations expérimentales du champ coercitif  $H_c$  de la couche dure en fonction de son épaisseur  $D'$  : (a) dans le cas d'une couche unique évaporée sur verre, (b) pour une couche déposée sur une couche douce de 1000 Å et séparée de cette dernière par 200 Å d'or. Il ne faut considérer que l'allure des courbes et les variations relatives de  $H_c$ , la valeur absolue étant plus élevée dans le deuxième cas pour la seule raison que la rugosité de surface du substrat (Fe-Ni plus Or) est plus importante.

On s'aperçoit que l'allure générale des deux courbes est sensiblement la même; il est permis de penser que les variations du champ coercitif ont la même origine dans les deux cas, mais les différentes transitions de parois (Néel - Cross-tie, Cross -tie - Bloch) ont lieu pour des épaisseurs  $D'$  plus grandes dans le cas (b). Ceci est bien en accord avec les variations de l'énergie des divers types de parois (fig. 28 B).

Un essai d'interprétation a été fait au § III-1-1 et le même raisonnement s'applique aux couches multiples.

V - 2 Couche dure déposée sur le support de verre ;  
Variations de son champ coercitif en fonction de  
l'épaisseur de la 2e couche ferromagnétique.

Quand nous réalisons nos couches multiples, la première couche déposée est généralement le Fe-Ni-Co. En mesurant son champ coercitif  $H_c$  en fonction de l'épaisseur  $D$  de la deuxième couche ferromagnétique (Fe-Ni, douce) nous avons relevé des variations souvent très importantes de cette grandeur, indépendamment de l'influence du champ de couplage (fig. 29).

L'évolution du champ coercitif ne semble en effet pas dépendre directement de la valeur du couplage (ce que l'on mesure en fait est  $H_c = H_{c0} - h'_i$ , or  $h'_i$  est constant en fonction de  $D$  et généralement faible).

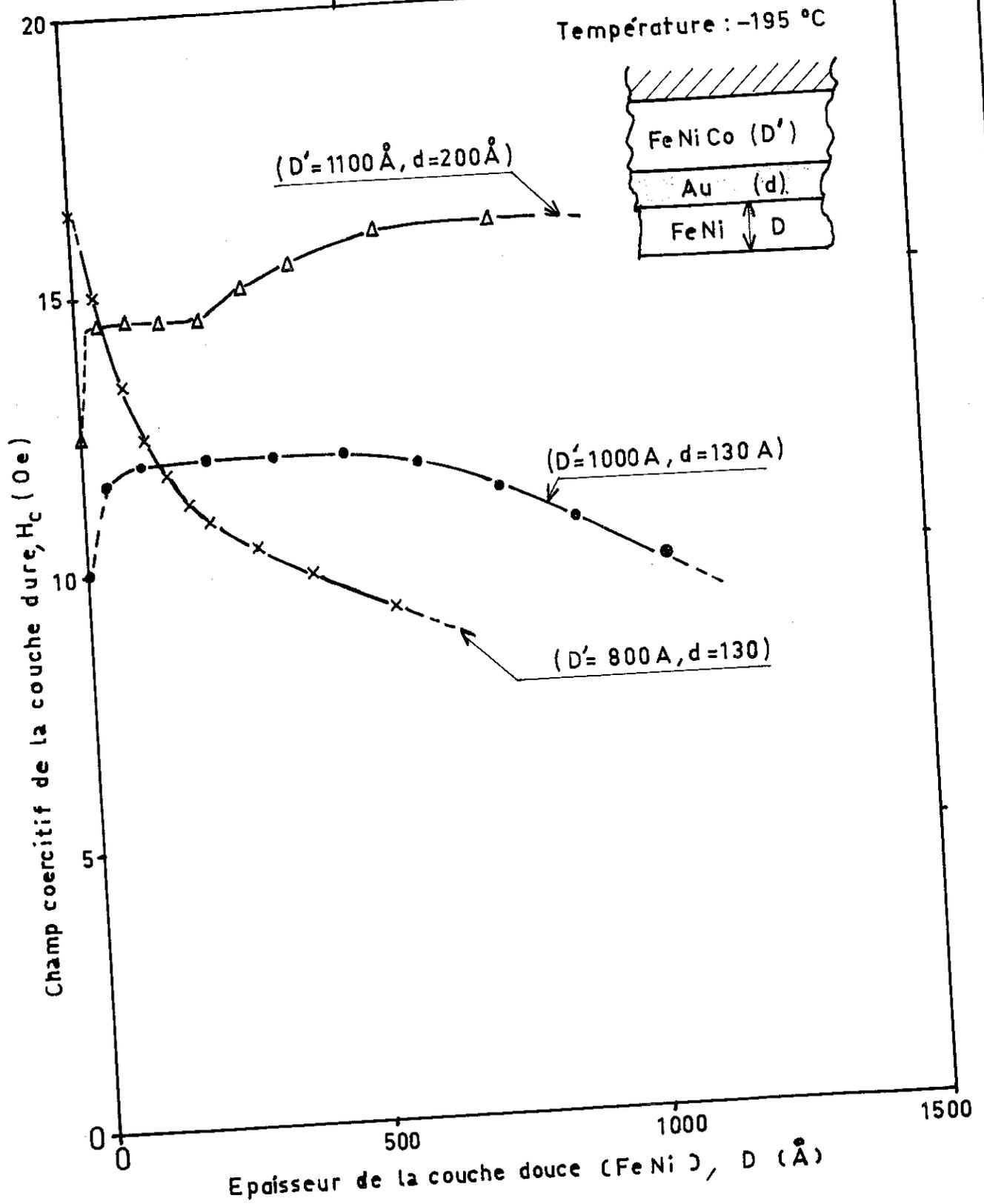


Fig. 29 Champ coercitif dans les couches multiples.

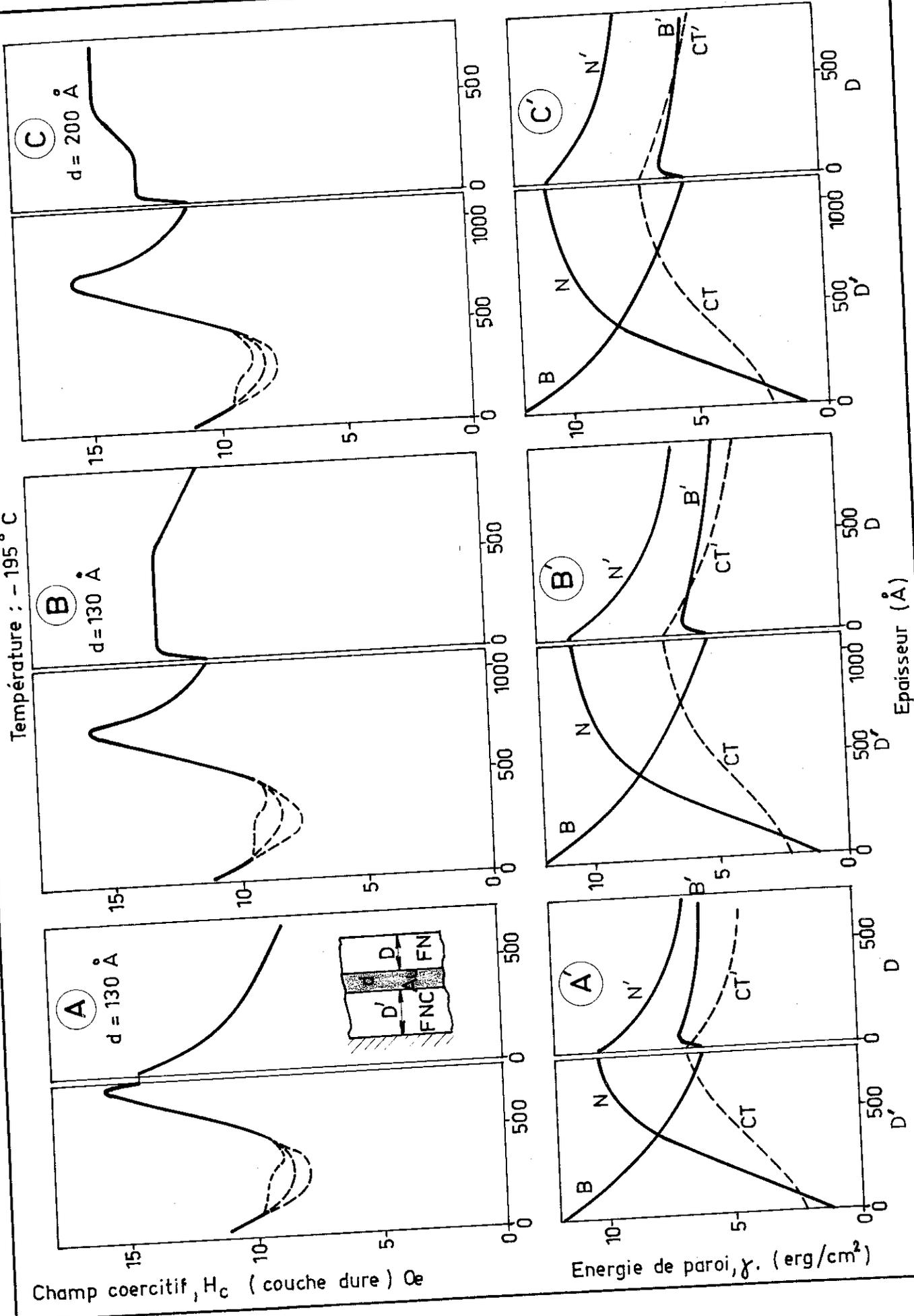
Par contre, l'épaisseur  $D'$  de la couche dure elle-même est déterminante dans l'évolution de  $H_c$ .

Les figures 30 A, B et C représentent trois cas caractéristiques. Dans chaque figure nous avons d'abord porté l'évolution du champ coercitif de la couche dure seule en fonction de son épaisseur  $D'$ , jusqu'à son épaisseur finale, ceci pour permettre de déduire quel type de paroi peut exister dans cette couche une fois terminée. A côté est porté l'évolution du  $H_c$  de cette couche lorsqu'on ajoute une couche douce d'épaisseur  $D$  croissante, après évaporation de l'intermédiaire (d'épaisseur  $d$ ).

En correspondance avec chacune de ces figures sont indiquées les variations d'énergie des divers types de parois (fig. 30 A', B' et C') : d'abord pour la couche simple (théorie) et à côté pour la couche multiple, d'après les considérations énoncées au § V-1 : lorsqu'on commence à déposer la couche douce, l'énergie des parois de Néel et Cross-tie de l'ensemble diminue progressivement (fermeture de flux) ; l'énergie des parois de Bloch augmente brusquement de la valeur relative à l'énergie de "l'entrefer" dès qu'une pseudo-paroi est créée dans la couche douce, et évolue ensuite comme celle d'une couche d'épaisseur  $D + D'$  environ.

Dans le cas A, l'épaisseur de la couche dure (800 Å) correspond à peu près à la transition parois Cross-tie - Bloc quand on commence à déposer la couche douce, l'énergie des parois Cross-tie (C.T) devient aussitôt plus favorable ; la densité des parois Cross-tie décroît rapidement (donc  $H_c$  aussi) à mesure que la différence avec l'énergie des lignes de Bloch augmente et que l'énergie des parois de Néel diminue.

Température :  $-195^{\circ}\text{C}$



Champ coercitif,  $H_c$  (couche dure) Oe

Energie de paroi,  $\gamma$ . (erg/cm<sup>2</sup>)

Epaisseur (Å)

Fig 30 Champ coercitif et énergie de parois dans les couches multiples

Dans les cas B et C, il y a initialement des parois de Bloch dans la couche dure avec peut-être quelques rares parois Cross-tie. Dès l'apparition de la couche douce, l'énergie des parois Cross-tie diminue, ce qui doit entraîner leur multiplication. On peut imaginer que dans une certaine mesure l'augmentation de leur densité (augmentation de  $H_c$ ) et la diminution simultanée de leur énergie (diminution de  $H_c$ ) peuvent se compenser, ce qui peut expliquer les paliers de  $H_c$ .

Quand l'épaisseur de la couche douce continue à croître, il arrive un moment où la densité des parois Cross-tie diminue à nouveau, la formation de parois de Néel devenant plus favorable du point de vue énergétique, ce qui se traduit par une diminution du champ coercitif (cas B).

Dans le cas C (intermédiaire plus épais), les parois de Bloch semblent être énergétiquement plus favorables, même pour des épaisseurs assez importantes de la couche douce.

Il est malheureusement impossible de vérifier expérimentalement ces hypothèses car les couches sont trop épaisses pour une étude en microscopie Lorentz et la technique de Bitter n'est pas utilisable puisque la couche qui nous intéresse est déposée sur le verre.

Pour conclure, remarquons que les champs d'anisotropie mesurés dans la direction de difficile aimantation, ne sont pas affectés par la présence de la couche douce, si on néglige l'influence du champ de couplage  $h'_1$ .

### V - 3 Etude des courbes critiques de basculement.

Jusqu'ici nous n'avons considéré que les variations du champ coercitif de la couche dure, c'est-à-dire du champ critique de renversement de l'aimantation dans la direction fa-

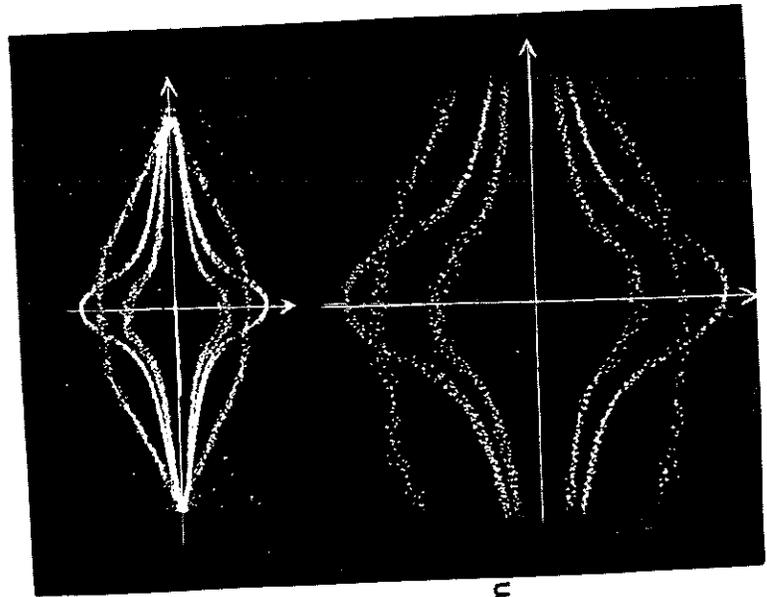
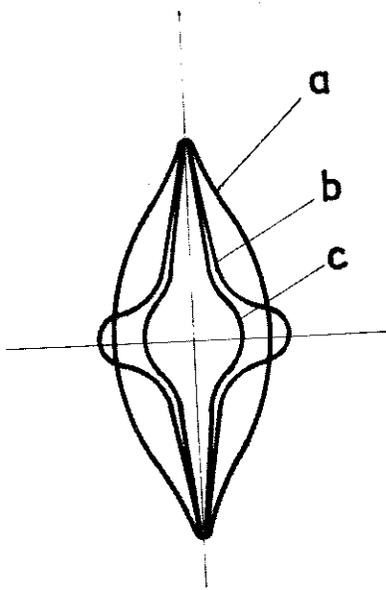
cile. En traçant les courbes critiques de basculement pour la couche dure, selon le processus expérimental décrit au § I-8, nous pouvons connaître le champ critique dans le plan de la couche pour une direction quelconque du champ appliqué par rapport à l'axe facile.

Sur la figure 31 (B est un agrandissement de A) nous avons superposé les courbes critiques du Fe-Ni-Co pour trois lames différentes :

- (a) couche unique de Fe-Ni-Co, environ 1100 Å d'épaisseur ;
- (b) Fe-Ni-Co ( $\sim 1100$  Å), Au ( $\sim 130$  Å), Fe-Ni ( $\sim 700$  Å) ;  
(correspond au cas C de la fig. 30) ;
- (c) Fe-Ni-Co ( $\sim 800$  Å), Au ( $\sim 130$  Å), Fe-Ni ( $\sim 500$  Å)  
(correspond au cas A de la fig. 30).

Quand on compare les courbes (a) et (b) on remarque qu'au voisinage de l'axe facile le champ critique augmente en présence de la couche douce, alors que si on s'écarte de l'axe facile le champ critique diminue au contraire. Pour le premier phénomène nous avons déjà proposé une interprétation au § V-2. Quand l'aimantation fait un angle important avec l'axe facile, on peut montrer que le seul type de parois pouvant éventuellement exister dans la couche est la paroi de Néel (20). Dans la couche unique de Fe-Ni-Co (a), l'aimantation se renverse par rotation pure au voisinage de l'axe difficile et par rotation partielle quand on s'en écarte. Dans les couches multiples (b) et (c) la formation de parois de Néel est facilitée et l'aimantation se renverse plutôt par déplacement de parois (champ critique plus faible) jusqu'au voisinage immédiat de l'axe difficile.

Dans la figure 32 nous avons superposé les courbes critiques du Fe-Ni-Co et du Fe-Ni pour deux couches couplées :  
(A)  $H_c - h'_1 \gg h_c + h_1$  ; (B)  $H_c - h'_1 < h_c + h_1$  (un seul cycle dans la direction facile).



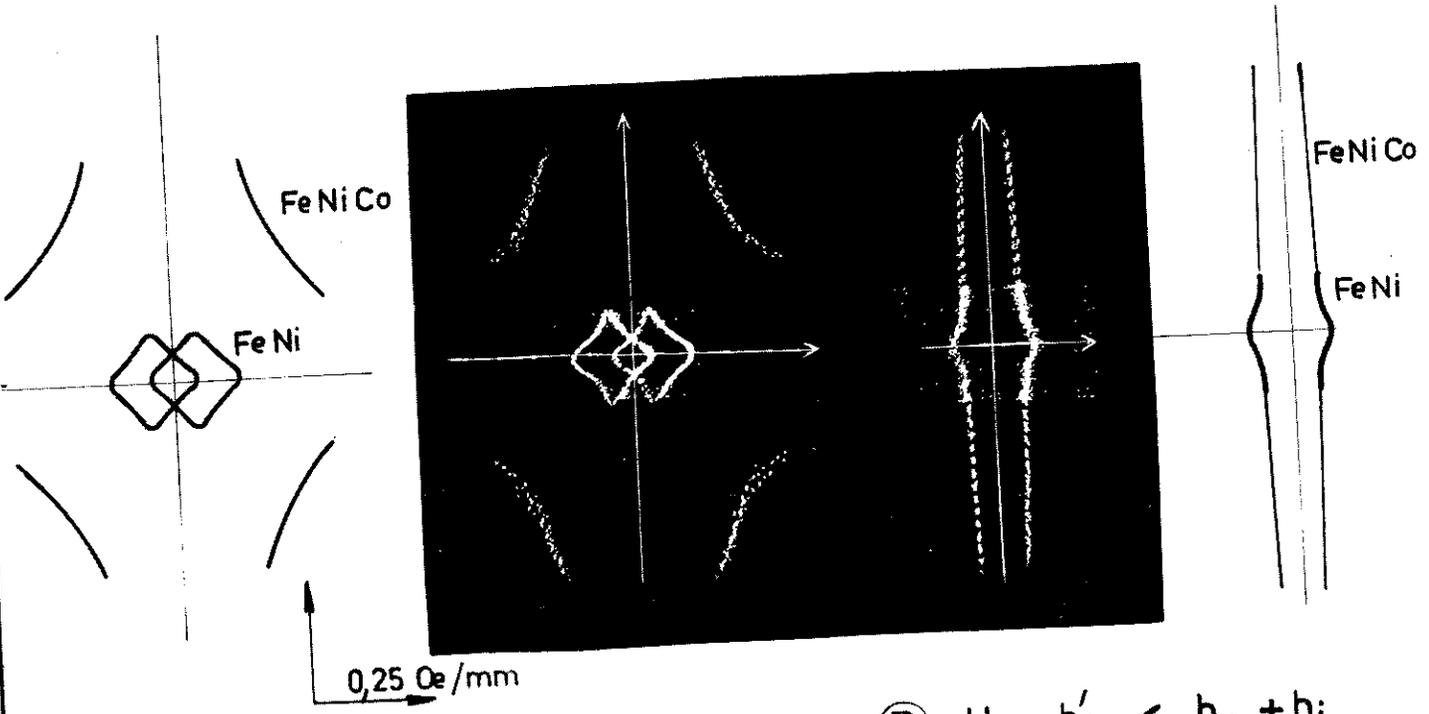
1 Oe/mm  
1 Oe/mm

(A)

0,5 Oe/mm  
0,5 Oe/mm

(B)

Fig 31 Courbes critiques (Fe Ni Co)



(A)

$$H_c - h'_i \gg h_c + h_i$$

(B)

$$H_c - h'_i < h_c + h_i$$

Fig 32 Courbes critiques (FeNi Co et Fe Ni)

## CHAPITRE VI

### ETUDE DU COUPLAGE AVEC UNE COUCHE INTERMEDIAIRE DE GADOLINIUM

La propriété intéressante du gadolinium dans notre cas est avant tout son point de Curie voisin de la température ambiante (+ 17°C), ce qui devrait permettre d'étudier l'influence sur le couplage d'un intermédiaire qui est, soit paramagnétique, soit ferromagnétique selon la température de mesure.

D'autre part le Gd ne présente pas de changement de phase qui puisse compliquer l'interprétation des résultats.

#### VI - 1 Couches minces de Gadolinium seul.

Plusieurs auteurs (28, 29, 30) ont mesuré l'aimantation et la température de Curie pour des couches minces de Gd, et trouvent sensiblement les mêmes valeurs que pour le matériau massif.

Nous avons réalisé des échantillons très minces (300 Å et moins) à une température de support de +180°C, à des pressions meilleures que  $5 \cdot 10^{-9}$  Torr et une vitesse de condensation du dépôt d'environ 2 à 3 Å/s ; les premiers échantillons étaient protégés contre l'oxydation par une couche d'or. Ces lames n'étaient pas ferromagnétiques, même à -195°C. La seule explication est la formation d'un alliage non ferromagnétique au cours de l'évaporation.

Nous avons par la suite employé une couche de SiO pour protéger le Gadolinium contre l'oxydation. Dans ce cas les couches sont ferromagnétiques en-dessous de la température ambiante. Il est cependant impossible de mesurer un cycle d'hystérésis à l'effet Kerr, les champs d'excitation étant beaucoup trop faibles pour influencer l'aimantation du Gd qui est un matériau magnétique très "dur".

Nous n'avons pas pu détecter non plus la résonance ferromagnétique dans ces couches, probablement parce que la raie d'absorption du Gd est trop large (32).

## VI - 2 Couches doubles : Permalloy - Gadolinium.

Après l'étude d'un ensemble couplé à structure classique, avec intermédiaire de gadolinium, des difficultés d'interprétation des résultats ont surgi. Il était d'abord nécessaire d'étudier un ensemble plus simple constitué par une couche de Fe-Ni et une couche de Gd directement en contact.

### VI-2-1 Etude à l'effet Kerr.

Deux séries d'expériences ont été faites :

a) Le gadolinium est déposé directement sur le support de verre à  $+180^{\circ}\text{C}$ . Le support est ensuite refroidi à  $-195^{\circ}\text{C}$  ; aucun cycle n'est visible à l'effet Kerr.

On dépose ensuite une couche de Fe-Ni à cette température : il n'apparaît toujours pas de cycle d'hystérésis. Cet ensemble de couches est alors réchauffé à la température ambiante et nous observons le basculement de l'aimantation du Fe-Ni avec un cycle rectangulaire et un champ coercitif normal.

En comparant le comportement de plusieurs lames de cette structure, ayant différentes combinaisons d'épaisseurs, au cours d'un refroidissement lent, nous constatons que dans tous les cas jusque vers  $-140^{\circ}\text{C}$  le champ coercitif  $h_c$  du Fe-Ni ne semble pas être affecté par la présence du Gd. A plus basse température,  $h_c$  augmente rapidement et le cycle s'arrondit ; vers  $-160^{\circ}\text{C}$  l'hystérésis disparaît, l'aimantation semble se renverser par rotation, et simultanément l'amplitude du signal recueilli par l'effet Kerr,

décroit très vite. Au voisinage de la température de l'azote liquide enfin, aucun signal n'est mesurable ; l'aimantation du Fe-Ni semble être liée étroitement à celle du gadolinium qui ne peut être influencée par les champs dont nous disposons, étant donné son champ coercitif considérable.

Nous n'avons jamais pu observer de décalage du cycle d'hystérésis du Fe-Ni.

b) Dans une autre série d'expériences c'est la couche de Fe-Ni qui est déposée sur le support, à +180°C, et le Gd par-dessus à la même température. Une couche de SiO protège le Gd quand la lame est exposée à l'air.

Avec cet ensemble de couches nous n'avons pas observé d'influence importante du Gd sur le champ coercitif du Fe-Ni à basse température. Dans quelques cas,  $h_c$  est un peu supérieur à la valeur d'une couche de Fe-Ni seule (à -195°C).

Ces expériences montrent qu'à des températures supérieures à environ -150°C il n'y a pas de couplage par forces d'échange entre le Fe-Ni et le Gd puisque le Fe-Ni se comporte comme s'il était seul. Des mesures par résonance d'ondes de spin, dont nous reparlerons plus loin, ont permis d'affirmer que le gadolinium était bien ferromagnétique au-dessous de la température ambiante. Par conséquent, la seule explication du comportement de ces couches doubles semble être la formation d'un alliage  $Gd_xNi_y$  ou  $Gd_xFe_y$ , paramagnétique au-dessus de  $\sim -150^\circ C$ , qui se forme à l'interface des deux couches au moment de la préparation. Les alliages du premier type sont actuellement étudiés par D. Paccard (31). On sait en particulier que l'alliage  $GdNi_3$  a un point de transition à -157°C, en-dessous duquel il est ferromagnétique. La formation d'un tel alliage dans les conditions de préparation des expériences de la section (a) pourrait expliquer le brusque changement du champ coercitif de ces couches au-dessous de -150°C, par l'apparition de forces d'échange entre le Fe-Ni et le Gd lorsque l'alliage devient ferromagnétique.

Dans les expériences de la section (b) l'alliage formé semble avoir une composition différente (conditions de formation différentes) et un point de transition ou de Curie plus bas que la température de l'azote liquide.

#### VI-2-2 Etude par résonance ferromagnétique et résonance d'ondes de spin.

Comme l'étude en basse fréquence par effet Kerr ne donnait pas beaucoup de renseignements sur les propriétés de ces couches doubles, nous avons complété cette étude par des mesures en hyperfréquences, effectuées dans le laboratoire par B. Waksman (32) avec un appareillage réalisé par lui et permettant des études en fonction de la température. Le banc hyperfréquence travaille à 9300 MHz, le Klystron est stabilisé en fréquence et la cavité de mesure est du type TE 102.

La figure 33 résume les résultats de mesure sur une lame de  $\sim 300$  Å Gd,  $\sim 1000$  Å Fe-Ni :

- (a) la position des divers modes d'ondes de spin, en fonction de la température (avec le champ statique H perpendiculaire au plan des couches)
- (b) l'amplitude de ces modes.

La figure 34 montre le comportement de la même lame lorsque H est parallèle au plan des couches. Dans cette position, seule la précession uniforme est excitée.

Il apparaît qu'il existe un couplage fort entre les modes du Fe-Ni et ceux du Gd lorsque ce dernier est ferromagnétique. C.F. Kooi (33), en assimilant les deux couches à un ensemble d'oscillateurs couplés, a trouvé une théorie qui permet d'expliquer la plupart des phénomènes observés. Sans entrer dans le détail, nous ferons seulement remarquer que si on admet que les

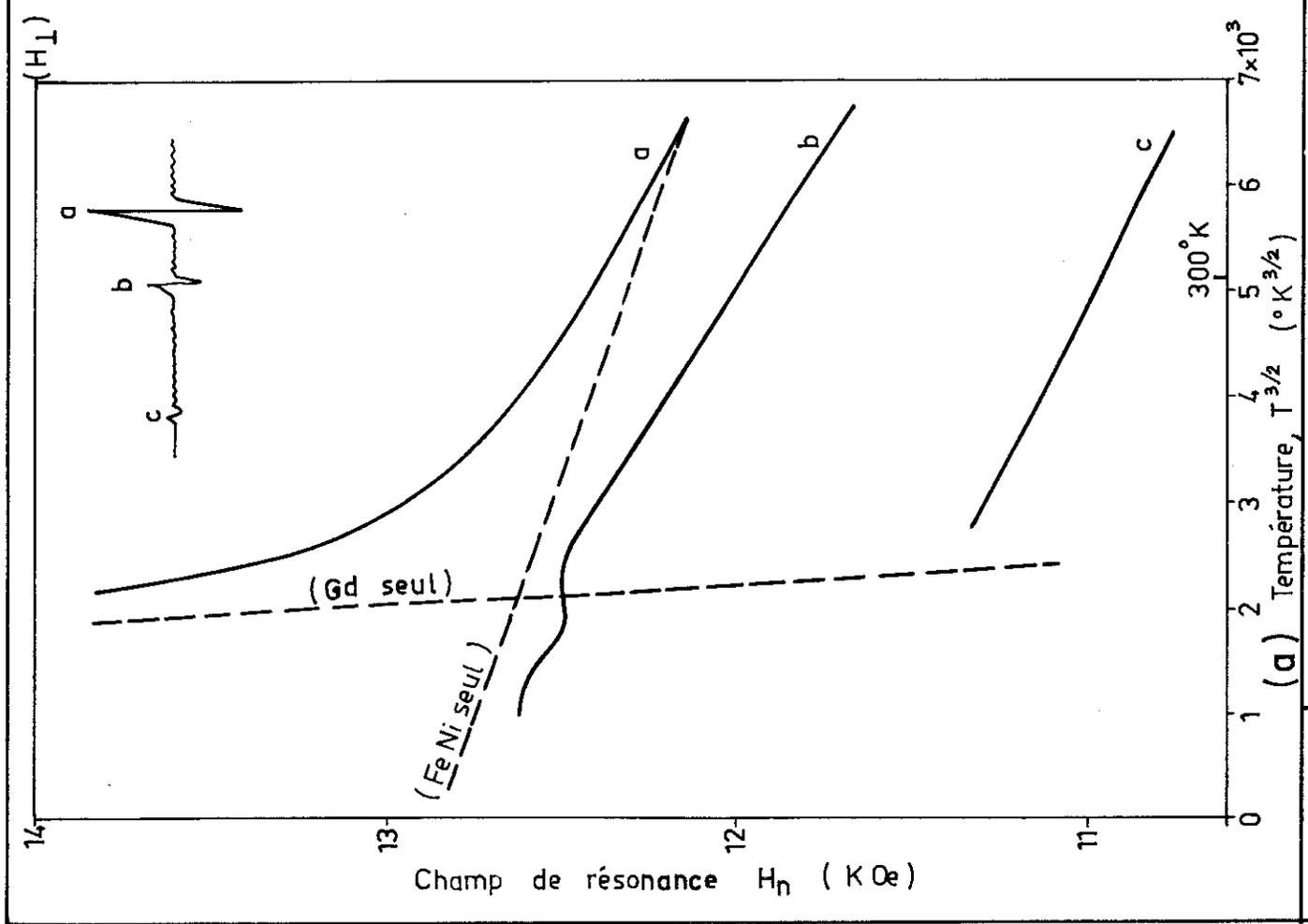
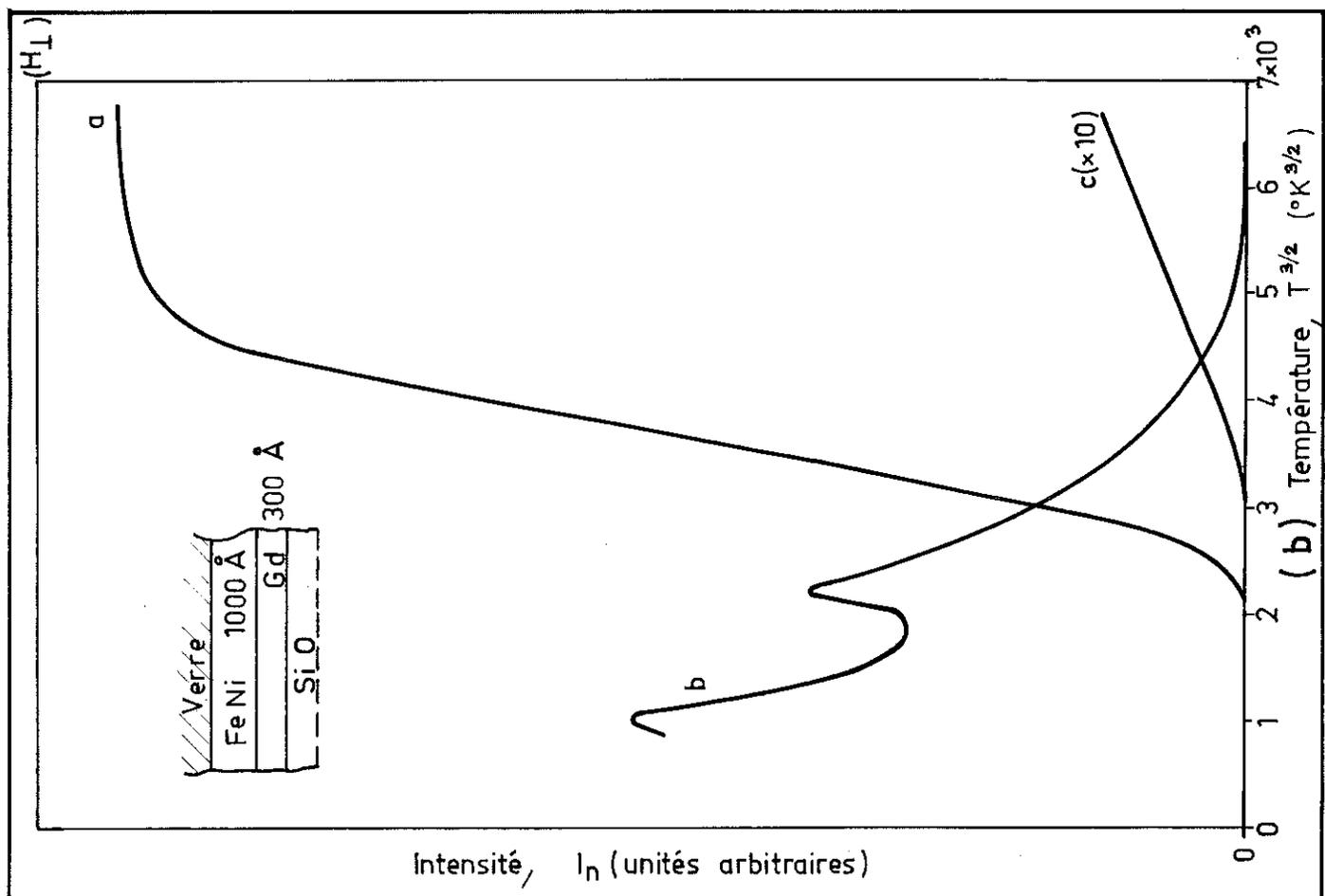


Fig 33 Résonance d'ondes de spin (couche double FeNi - Gd)

aimantations suivent approximativement la loi de Bloch en  $T^{3/2}$  (droites en pointillés sur la figure 33) et comme l'aimantation à 0°K du Gd est bien supérieure à celle du Fe-Ni, il existe une température critique où ces deux aimantations sont égales ( $\sim 150$  à  $200^\circ\text{K}$ ).

En partant de la température ambiante où le Gd est paramagnétique et où les modes d'ondes de spin mesurés sont ceux propres au Fe-Ni, et en passant par la température critique, le premier mode (a) du Fe-Ni se transforme progressivement en un mode du Gd. Comme les modes propres du Gd sont supposés très larges, l'amplitude de ce mode diminue simultanément.

L'amplitude du deuxième mode du Fe-Ni (b) augmente par contre ; c'est un mode d'ordre impair, qui est d'autant mieux excité que le Gd bloque plus fortement les spins à une des surfaces du Fe-Ni.

Dans le cas où le champ H est dans le plan des couches (fig. 34) il se produit probablement un couplage semblable entre modes. La température critique n'est pas exactement la même, mais ceci peut être dû à une différence de champ interne du Gd, dont la valeur est liée à l'anisotropie cristalline, donc à l'orientation par rapport au plan de la couche. La similitude des températures critiques en hyperfréquence et en basse fréquence (effet Kerr) semble être fortuite.

Nous pouvons tirer quelques conclusions importantes de ces expériences, faites dans une large gamme d'épaisseurs (de 60 à 500 Å de Gd et de 400 à 1000 Å de Fe-Ni) : la couche de gadolinium a une température de Curie très voisine de celle du matériau massif ; les expériences par effet Kerr ont montré l'existence d'un alliage à l'interface ; le couplage important en hyperfréquence et la finesse des raies du Fe-Ni prouvent que la

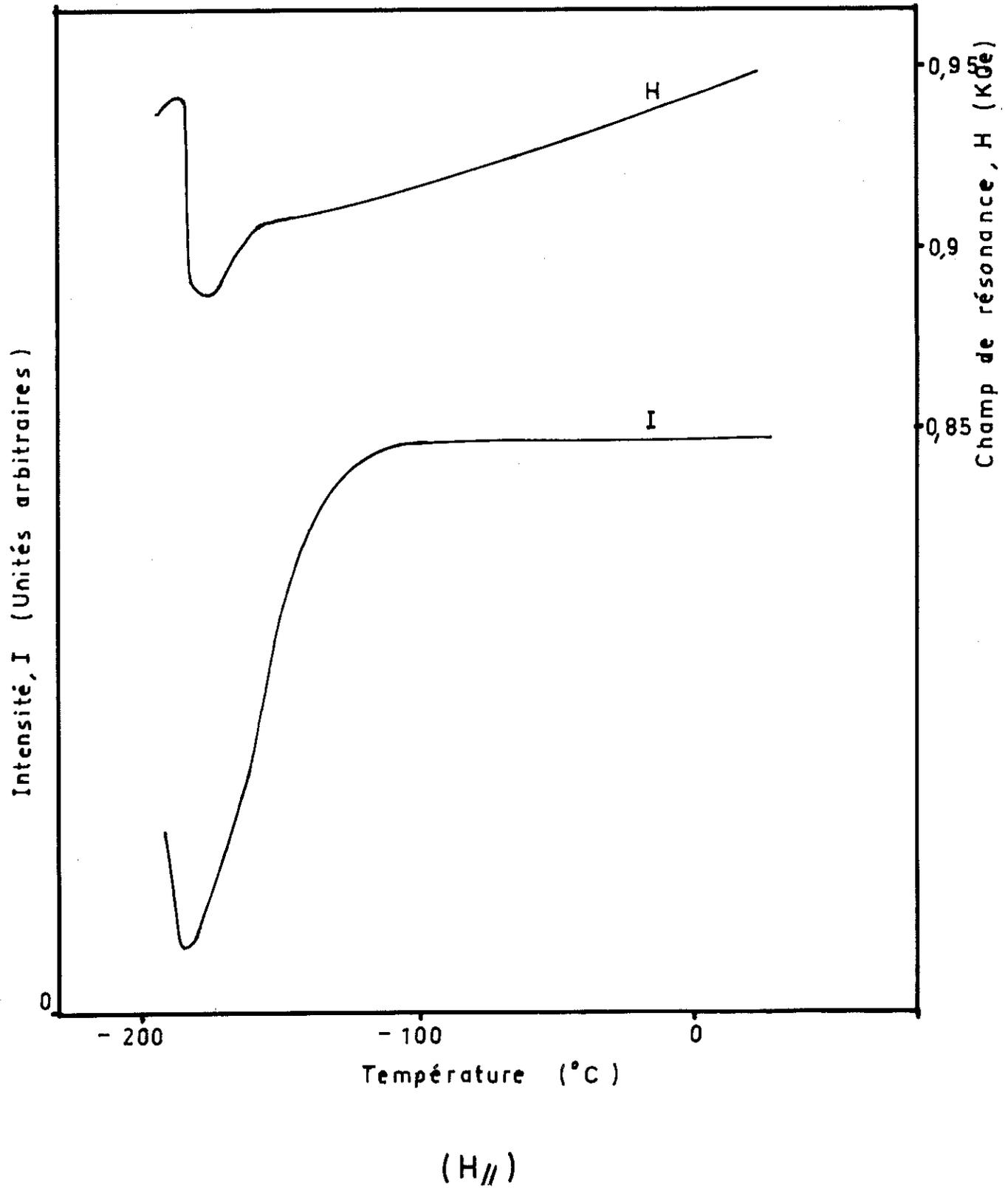


Fig. 34

Résonance ferromagnétique (Gd/FeNi)

couche d'alliage est très mince, de l'ordre de quelques couches atomiques seulement, suffisante pour empêcher l'action des forces d'échange (couplage statique) quand elle est paramagnétique, mais assez mince pour permettre la propagation du champ hyperfréquence (couplage dynamique).

### VI - 3 Couches couplées avec intermédiaire de Gadolinium.

Ces couches ont été réalisées dans les mêmes conditions que les couches couplées avec intermédiaire non ferromagnétique : une première couche de Fe-Ni-Co de  $\sim 1100 \text{ \AA}$  déposée à  $+180^\circ\text{C}$  ; la couche de gadolinium d'épaisseur variable (deux épaisseurs différentes par lame pour obtenir des paires d'échantillons ayant des couches ferromagnétiques exactement identiques), déposée soit à  $+180^\circ\text{C}$  soit à  $-195^\circ\text{C}$  ; enfin la couche douce de Fe-Ni, déposée à la même température de support que le Gd.

Il existe un couplage "positif" entre les couches ferromagnétiques situées de part et d'autre du gadolinium, dans une gamme d'épaisseurs de ce dernier comparable à celle des autres intermédiaires.

Le champ de couplage  $h_c$  suit toujours une loi hyperbolique en fonction de l'épaisseur de la couche douce. (Energie de couplage superficielle).

La variation de l'énergie de couplage  $E_c$  avec l'épaisseur  $d$  de l'intermédiaire est en accord avec une loi du type  $E_0 \cdot e^{-d/d_0}$ . La valeur de  $d_0$  est très voisine de celle de l'or ( $40 \text{ \AA}$ ) ; par contre  $E_0$  est plus faible (tableau II).

Le seul point qui distingue nettement le Gd des autres intermédiaires est la courbe de variation du champ de couplage avec la température. La figure 35 est relative à un ensemble déposé à  $+180^\circ\text{C}$  et refroidi ensuite. On peut remarquer d'abord que le

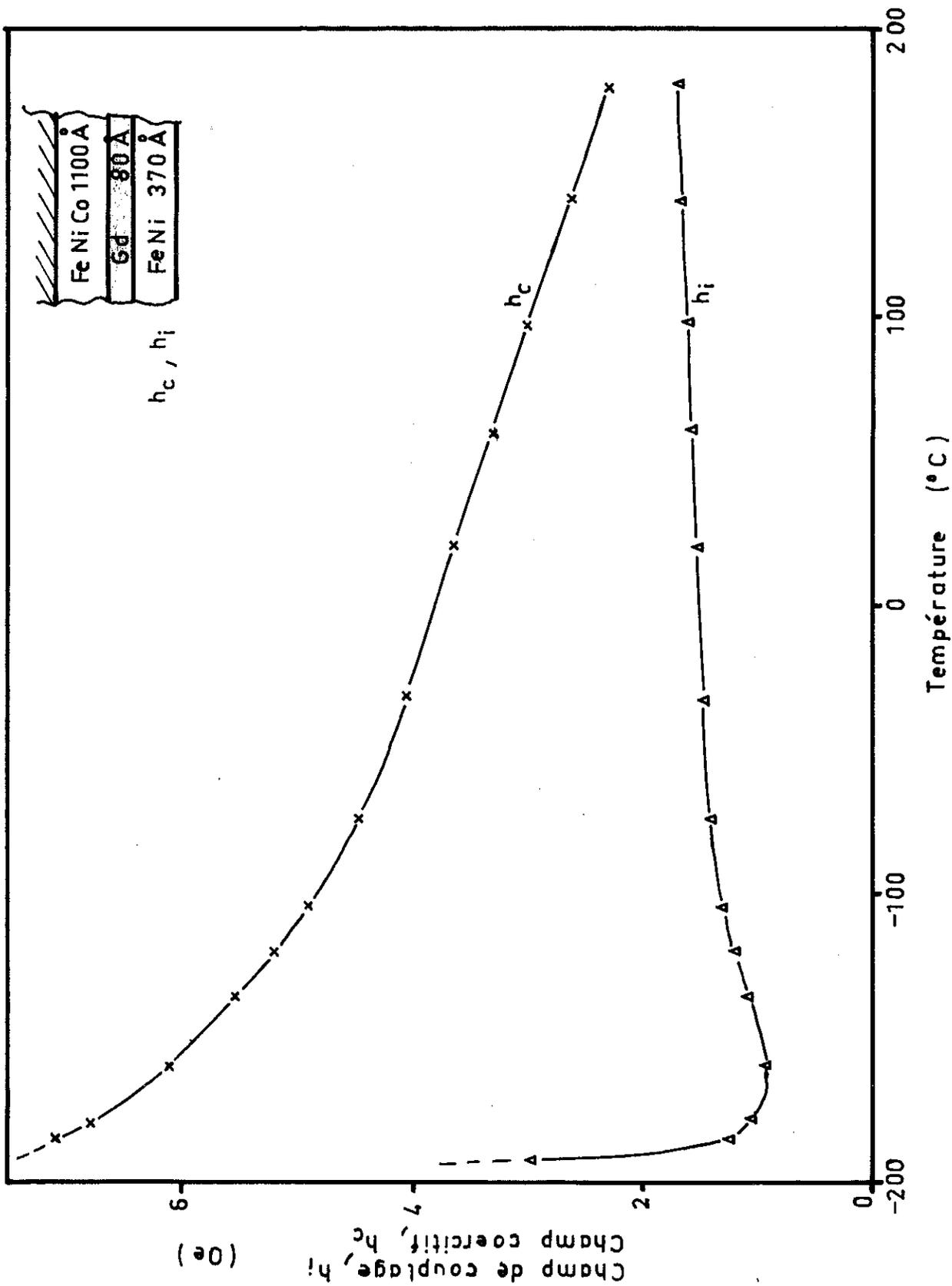


Fig. 35

Couche couplée avec intermédiaire de Gd .

couplage décroît quand la température diminue, contrairement à toutes les expériences antérieures. La valeur minimum du champ de couplage, vers  $-170^{\circ}\text{C}$ , vaut entre 50 % et 70 % de la valeur mesurée à  $+180^{\circ}\text{C}$ , selon les expériences. Au-dessous de  $-170^{\circ}\text{C}$  on note un accroissement très rapide du couplage et à la température minimum réalisable dans notre appareillage il est généralement bien supérieur à la valeur initiale (à  $+180^{\circ}\text{C}$ ) tout en continuant à croître. Souvent on n'observe plus qu'un seul cycle d'hystérésis dans la direction facile parce que  $h_c + h_i > H_c - h'_i$ . En même temps se produit une augmentation plus rapide des champs coercitifs  $h_c$  et  $H_c$  du Fe-Ni et du Fe-Ni-Co.

Il faut remarquer aussi que le passage par le point de Curie du gadolinium ne se traduit pas aucune particularité dans l'évolution des courbes de  $h_i$ ,  $h_c$ , et  $H_c$ , à la précision des mesures près.

Or les expériences du paragraphe précédent (VI-2-2), ainsi que les mesures par résonance d'ondes de spin sur ces couches couplées elles-mêmes, ont prouvé que le Gd de la couche intermédiaire avait effectivement un point de Curie voisin de la température ambiante, car on observe un fort blocage des spins à la surface du Fe-Ni et du Fe-Ni-Co ainsi qu'un couplage important entre les modes de ces couches et ceux du Gd dès que la température devient inférieure à l'ambiante (comme dans les figures 33 et 34).

Il est possible de tirer des conclusions intéressantes de ces observations : premièrement, nous devons admettre l'existence d'un alliage ayant une température de Curie ou de transition voisine de  $-160^{\circ}\text{C}$  ou  $-170^{\circ}\text{C}$  aux interfaces des trois couches, comme dans le § VI-2-3. Cette couche d'alliage doit être très mince, car il existe un couplage fort en hyperfréquence, mais cependant suffisante pour empêcher l'action des forces d'échange entre le Gd et les autres couches. Au-dessous de  $\sim -170^{\circ}\text{C}$  l'alliage (ou du moins une certaine proportion du composé présent à

l'interface) devient ferromagnétique créant ainsi un couplage d'échange direct entre les différentes couches, ce qui se traduit d'abord par une augmentation du champ coercitif des couches externes. En effet leur aimantation est alors fortement liée à celle du Gd dont l'anisotropie est très élevée. En outre l'aimantation du Gd peut être, au moins partiellement, orientée par celle des autres couches dans la direction de leur axe facile, ce qui crée un couplage par échange ferromagnétique entre ces dernières.

En ce qui concerne l'origine du couplage entre les couches externes aux températures supérieures à  $-170^{\circ}\text{C}$ , elle est très vraisemblablement la même que dans le cas d'intermédiaires non magnétiques.

L'hypothèse d'un couplage par ponts ferromagnétiques à travers des lacunes de la couche de gadolinium peut difficilement être mise en accord avec la diminution du couplage quand la température décroît (alors que l'accroissement observé avec tous les autres intermédiaires pouvait être partiellement interprété par l'augmentation de l'aimantation des matériaux ferromagnétiques).

Par contre, il est plus facile d'interpréter nos observations à l'aide de l'hypothèse d'un couplage magnétostatique résultant des irrégularités topographiques des surfaces en regard du Fe-Ni-Co et du Fe-Ni. Nous avons en effet conclu à l'existence de couches d'alliages, paramagnétiques au-dessus d'environ  $-160^{\circ}\text{C}$ , présentes entre les couches externes et le gadolinium. Il peut donc y avoir formation de dipôles magnétiques sur les bosses et les creux des couches ferromagnétiques et interaction entre les dipôles homologues des deux interfaces, même si le Gd est ferromagnétique, car son anisotropie est trop élevée pour que son aimantation soit affectée par les champs de dispersion de ces dipôles. Si on n'observe pas de couplage entre le Gd et

les autres couches, c'est sans doute parce que la couche de Gd est divisée en très petits domaines dont l'aimantation est orientée au hasard.

Par contre, on s'attendrait à ce qu'une telle structure magnétique du Gd entraîne une importante augmentation du champ coercitif et une déformation du cycle d'hystérésis des couches ferromagnétiques externes par l'intermédiaire du fort couplage magnétostatique qui doit exister à travers la mince couche d'alliage. Or l'expérience montre qu'il n'en est rien. Nous devons donc admettre que l'énergie de couplage est insuffisante pour reproduire la structure magnétique du Gd sur le Fe-Ni. Nous avons pu vérifier que le Fe-Ni à l'état désaimanté était divisé en très grands domaines dont les dimensions ne changent pas quand le Gd devient ferromagnétique.

Quant à la diminution du couplage à température décroissante, nous l'interprétons de la façon suivante : quand la température diminue, la susceptibilité du ou des alliages en contact direct avec les couches externes augmente ; on ne peut plus admettre qu'à l'interface il y a transition entre un milieu ferromagnétique et le vide comme dans le cas des autres intermédiaires (non magnétiques ou très faiblement dia- ou paramagnétiques), mais il y a alors passage d'un milieu ferromagnétique à un milieu paramagnétique fort, pouvant acquérir une aimantation non négligeable sous l'effet d'un champ magnétique. Dans ce cas, les masses magnétiques des dipôles créés sur les irrégularités de surface seront d'autant plus faibles que les susceptibilités des deux milieux seront plus voisines. Il est donc compréhensible que le couplage diminue à mesure que la température décroît et s'approche du point de Curie du second milieu, c'est-à-dire de l'alliage (à condition que la variation de la susceptibilité soit plus rapide que celle des paramètres entraînant une augmentation du couplage, tels que l'aimantation des couches externes et autres).

La composition de l'alliage dépend des conditions de formation des couches, en particulier de la température du support pendant la condensation. Nous avons réalisé un ensemble couplé où la première couche de Fe-Ni-Co était déposée à +180°C mais le Gd et le Fe-Ni à -195°C. Il se forme encore une couche d'alliage comme le montre son comportement en fonction de la température. Mais la température de Curie de cet alliage (ou du composé prédominant s'il s'agit d'un mélange de plusieurs alliages) doit être inférieure à la température de l'azote liquide car on n'observe qu'une diminution monotone du couplage quand on refroidit l'ensemble (après recuit à +100°C) et pas de nouvelle augmentation jusqu'à la température de -195°C.

## C O N C L U S I O N

L'expérience a montré que la préparation de couches minces sous ultraviolet assure une bonne reproductibilité des propriétés. Dans le cas des couches couplées, les meilleurs résultats ont été obtenus lorsque la couche intermédiaire était déposée sur un substrat maintenu à la température de l'azote liquide. Grâce aux mesures magnétiques "in situ" par effet Kerr, la précision et la sensibilité des mesures du champ d'interaction ont été nettement améliorées.

Nous avons pu vérifier que l'énergie de couplage qui se manifeste entre deux couches ferromagnétiques séparées par une couche mince non magnétique est une énergie mutuelle de surface:

$$E_{112} = M_2 D_2 h_{12} = M_1 D_1 h_{11} = E_{121}$$

Dans le cas d'une couche intermédiaire d'or nous avons montré que cette énergie décroissait exponentiellement avec l'épaisseur  $d$  de l'intermédiaire selon une loi de la forme :

$$E = E_0 e^{-d/d_0}$$

Les résultats obtenus avec tous les autres intermédiaires que nous avons employés : Mo, Pt, Si, SiO et même le Gd dans une certaine gamme de températures, sont d'un ordre de grandeur tout à fait comparable et également en accord avec une loi exponentielle. Les valeurs de  $E$  mesurées pour une épaisseur standard  $d = 100 \text{ \AA}$  des différents intermédiaires varient au maximum de  $\pm 50 \%$  autour d'une valeur moyenne.

Le terme  $d_0$  est dans tous les cas indépendant de la température et varie peu avec la nature de l'intermédiaire (entre  $30 \text{ \AA}$  et environ  $55 \text{ \AA}$ ).

Le terme  $E_0$  par contre est une fonction de la température ; c'est une fonction décroissante de la température (entre  $-195^\circ\text{C}$  et  $+180^\circ\text{C}$ ) pour Au, Mo, Pt, Si, SiO. Mais avec l'intermédiaire de gadolinium,  $E_0$  est une fonction croissante de la température au-dessus d'une certaine température critique (inférieure ou égale à environ  $-150^\circ\text{C}$ ) ; au-dessous le couplage résulte probablement d'un échange ferro-ferromagnétique.

En ce qui concerne l'origine du couplage étudié, nos résultats semblent écarter la possibilité d'un mécanisme de couplage indirect à travers les couches intermédiaires non magnétiques. Il subsiste la possibilité d'un couplage direct par ponts ferromagnétiques à travers des défauts et lacunes de très faibles dimensions dans l'intermédiaire, invisibles au microscope électronique. Dans le cas de nos expériences cependant, un couplage d'origine magnétostatique lié à la topographie de surface des couches ferromagnétiques en regard serait le mieux en accord avec les diverses propriétés observées.

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

- (1) Ch. Maurain - J. Phys. 1, 90 (1902)  
Ch. Maurain - J. Phys. 1, 151 (1902)
- (2) J.C. Bruyère - Thèse Doctorat, Fac. Sci. Univ. Grenoble (1966)
- (3) O. Massenet - Thèse Doctorat, Fac. Sci. Univ. Grenoble (1966)
- (4) L. Néel - C.R. Acad. Sci. Fr. 255, 1545 (1962)  
et C.R. Acad. Sci. Fr. 255, 1676 (1962)
- (5) K.H. Behrndt - J. Appl. Phys., 33, 193-196 (1962)
- (6) R.E. Clausing - Vac Symp Trans. 8, 345-356 (1961)
- (7) Elsworth - Vacuum, 15, 337-345 (1965)
- (8) E.A. Trendelenburg - L'Ultravide, Gauthier-Villars, Paris (1966)
- (9) J. Yarwood - High Vacuum Technique, 3e édit. Chapman and Hall Ltd.  
London (1961)
- (10) E.J. Sternglass - Phys. Rev. 95, 345-358 (1954)
- (11) J.E. Everhart - J. Appl. Phys. 31, 1483-1490 (1960)
- (12) J.L.H. Jonker - Philips Res. Rep. 6, 372-387 (1951)
- (13) R.E. Ogilvie - Proc. El. Beam Tech. 4, 299-303 (1962)
- (14) Lineweaver - J. Appl. Phys. 34, 1786-1791 (1963)
- (15) J.C. Bruyère - J. Phys. Rad. Fr. 21, 222A (1960)
- (16) S. Tolansky - Multiple Beam Interferometry of Surfaces and Films,  
Clarendon Press, Oxford p.143 (1948)
- (17) E.C Stoner et E.P. Wohlfarth, Phil. Trans. Roy.Soc., A240, 599 (1948)
- (18) L. Néel - C.R. Acad. Sci. Fr. 246, 2313-19 (1958)
- (19) T.S. Crowther - J. Appl. Phys. 34, 580 (1963)
- (20) S. Middelhoek - Thèse de doctorat, Univ. Amsterdam, (1961)

- (21) P. Chezel, R. Girard, J. Le Guillerm - Coll. Internat. sur les  
Techniques des Mémoires, Paris, (1965)
- (22) B. Dreyfus, R. Maynard, A. Quattropiani - Phys. Rev. Letters, USA  
13, 342 A (1964)
- (23) G. Flechsig, - Z. Physik 170, 176-184, (1962).
- (24) G. Flechsig - Z. Physik, 162, 570-605 (1961)
- (25) F. Biragnet, J. Devenyi, G. Clerc, O. Massenet, R. Montmory,  
A. Yelon - Phys. Stat. Sol. 16, 559-576 (1966)
- (26) S. Middelhoek, J.C. Slonczewski - Appl. Phys. Letters 6, 139 (1965)
- (27) F.J. Friedlaender, E. Kneller - Proc. Intermag Conf, 5-3-1 (1965)
- (28) C. Schüler - Elektrische en Magnetische Eigenschappen von dunne  
Metallaagies, Bruxelles, p.30 (1961)
- (29) B.R. Livesay, L.K. Jordan, E.J. Scheibner - J. Appl. Phys. 37,  
1266 (1966)
- (30) B.R. Livesay, F.L. Grismore E.J. Scheibner - 12<sup>th</sup> conf. Magnetism  
Magn. Mat. (1966)
- (31) a) D. Paccard, R. Pauthenet - C.R. Acad. Sci. Paris, 264, 1056-59  
(1967).  
b) J. Laforest, R. Lemaire, D. Paccard, R. Pauthenet, 264, 676-79  
(1967)  
c) Communication interne
- (32) B. Waksman - Thèse de Docteur-Ingénieur, Univ. Grenoble (à paraître)
- (33) B. Waksman, R. Buder, P. Escudier, -C.F. Kooi, O. Massenet -  
J. de Physique (à paraître).

DEUXIEME THESE  
PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

LES POMPES IONIQUES