

THESE

présentée par

Pascale DAUGUET

**POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

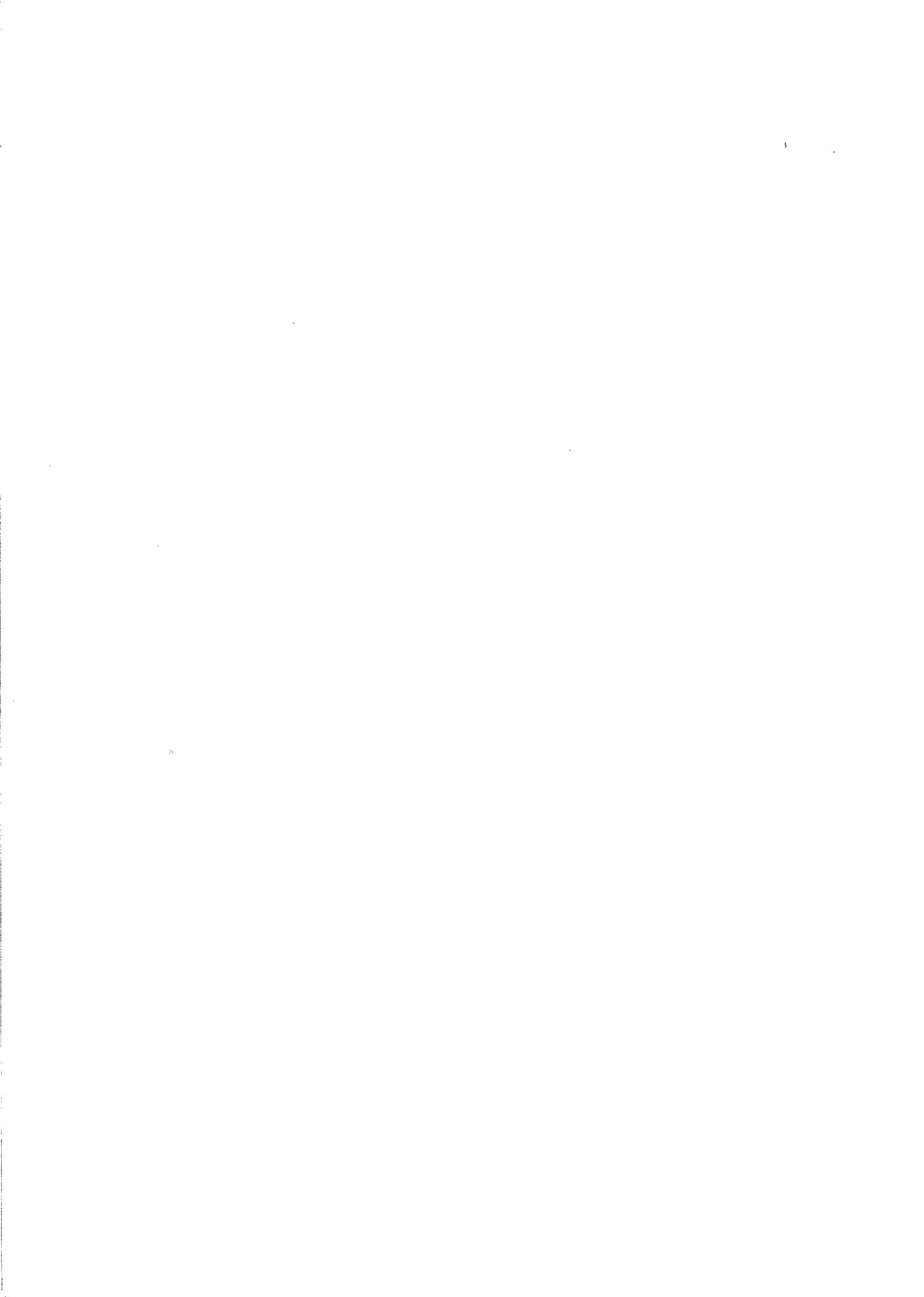
SPECIALITE : PHYSIQUE

**DEVELOPPEMENT DE DISPOSITIFS DE MESURE DE TRES
FAIBLES RESISTANCES A TRES BASSES TEMPERATURES
APPLICATION A L'ETUDE DE LA MAGNETORESISTANCE
GEANTE DES MULTICOUCHES MAGNETIQUES
EN COURANT PERPENDICULAIRE AUX COUCHES**

Date de soutenance: 19 septembre 1996

Composition du jury: Président: A. FERT
 Rapporteurs: J.Ph. ANSERMET
 B. DIENY
 Examineurs: J. CHAUSSY
 Ph. GANDIT
 D. GIVORD
 C. SCHLENKER

THESE PRERAREE AU CENTRE DE RECHERCHES SUR LES TRES BASSES TEMPERATURES
- CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE - GRENOBLE -



REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Monsieur A. FERT, Professeur à l'Université d'Orsay et Codirecteur du Laboratoire mixte Thomson-CNRS, pour l'honneur qu'il me fait en président le jury de cette thèse. Je lui exprime ma reconnaissance pour les discussions scientifiques que nous avons eues et pour les suggestions qu'il m'a faites au cours de ces trois années. Je remercie également Monsieur J-Ph. ANSERMET, Professeur à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, et Monsieur B. DIENY, Ingénieur de Recherche au CEA, pour leur lecture approfondie de ce manuscrit. Je suis également très reconnaissante envers B. DIENY pour sa contribution aux études sur le système (Ag/NiFe). Enfin je remercie Madame C. SCHLENKER, Professeur à l'Institut Polytechnique de Grenoble, et Monsieur D. GIVORD, Directeur du Laboratoire Louis Néel, d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures. Je remercie Monsieur P. MONCEAU, Directeur du laboratoire, de m'y avoir accueillie.

Le passionnant sujet de cette thèse m'a été proposé par J. CHAUSSY. Il a su réunir les conditions scientifiques et budgétaires nécessaires à la réussite du projet, ce qui m'a permis de travailler dans d'excellentes conditions. Il m'a formée à la physique expérimentale et m'a transmis son savoir faire en instrumentation. Il m'a également transmis son enthousiasme, son optimisme, et son goût pour l'innovation. Enfin il m'a donné sa confiance et son amitié. Ma dette envers lui est donc beaucoup plus profonde que ne le laisse paraître ces quelques lignes.

Ce travail a été coencadré par P. GANDIT, qui a également largement contribué à ma formation aux techniques instrumentales de mesures de très faibles signaux et aux techniques des très basses températures. Ses talents d'expérimentateur et d'informaticien m'ont été d'une aide précieuse. Travailler avec lui fût un réel plaisir. J'ai également beaucoup apprécié nos nombreux déplacements communs, au gré des collaborations, des conférences, et des réunions de synthèse du contrat européen.

Certaines des multicouches étudiées au cours de cette thèse (systèmes (Ag/Co/Ag/NiFe) et (AgMn/Co)) proviennent du groupe des Professeurs J. BASS, W.P. PRATT Jr. et P.A. SCHROEDER de Michigan State University.

Je remercie Q. YANG et P. HOLODY pour avoir fabriqué ces échantillons. Je remercie également J. BASS et W.P. PRATT Jr. pour les intéressantes discussions que nous avons eues, et pour leur fair-play. Je remercie enfin W.P. PRATT Jr. pour son sympathique accueil lors de mon passage aux Etats Unis.

Au cours de ce projet, j'ai également bénéficié de rapports privilégiés avec les thésards et postdocs du groupe de B. DIENY au CEA Grenoble. Je remercie C. COWACHE, L. GIACOMONI, S. NOSSOV et L. NIAGAMINE pour avoir élaboré les multicouches (Ag/NiFe), et pour avoir participé à leur caractérisation.

Au moment où les premiers résultats sur la variation angulaire de la CPP-MR ont été obtenus, il n'existait pas de modèles théoriques permettant de la décrire. J'ai alors pu profiter de l'intérêt manifesté pour ce travail par A. FERT, puis par A. VEDYAYEV et N. RHYZANOVA de l'Université Lomonosov de Moscou. Je les remercie pour leurs contributions théoriques au projet.

La réussite de ce projet doit également beaucoup aux compétences et à l'efficacité des chercheurs, ingénieurs et techniciens du CRTBT que je tiens à remercier ici. En particulier, je tiens à exprimer ma reconnaissance à J.L. BRET, responsable du service d'électronique, pour son expertise remarquable et pour ses conseils. Je remercie T. FOURNIER pour les nombreuses discussions que nous avons eues sur les techniques de dépôt et structuration des couches minces, et pour les séances de microscopie électronique, ainsi que A. SULPICE pour les mesures d'aimantation au SQUID. Je tiens aussi à remercier B. PICOT, P. BROSSE-MARON, L. PERLI, A. GERARDIN, A. BOULBES et G. ESCALON pour leurs contributions à la fabrication des dispositifs expérimentaux.

Je souhaite également remercier les secrétaires du CRTBT pour leur efficacité, et en particulier M. PASCAL pour les commandes de matériel et P. POIRIER pour les missions.

Enfin, je remercie les chercheurs, ingénieurs, techniciens et thésards du CRTBT qui ont été si souvent mes complices de "pause déjeuner". Leur sympathie et leur humour ont fait de ces instants des moments inoubliables. Merci donc à Jacques, Jacques et Jacques, ainsi qu'à Jean, Jean Bernard, Thierry, Pierrette, Anne, Olivier, Fernando, Emmanuel, Jean-Luc, Frédéric, Pierre, Hervé et Monique.

Introduction

Dans les années 80, de nouvelles techniques de dépôt de couches minces sont apparues, telles que la pulvérisation cathodique et l'épitaxie par jet moléculaire (MBE). Simultanément, de nouveaux procédés de caractérisation physique in-situ des dépôts ont été mis au point, tel que la diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante (RHEED). Il est ainsi devenu possible de contrôler le dépôt de films minces à l'échelle atomique. On a donc pu **bâtir des systèmes "artificiels" possédant une dimension du même ordre de grandeur ou plus petite que les longueurs caractéristiques de certains effets physiques**, telles que: la longueur de Fermi (quelques Ångstrom), les libres parcours moyens électroniques (10 à 1000 Å), la portée des interactions d'échange (quelques nanomètres) ou encore la largeur des parois de domaines ferromagnétiques (de l'ordre de 10 nm).

Cette possibilité a ouvert un nouveau champ d'investigation pour les physiciens de la matière condensée, champ d'investigation qui s'est révélé comme prévu très fécond en effets physiques nouveaux. Un exemple des plus célèbres est la **découverte de la magnétorésistance géante (noté GMR pour "Giant MagnetoResistance) des multicouches (Fe/Cr) en 1988 [1,2]**. Depuis cette date, beaucoup d'autres systèmes composés d'une alternance de couches ferromagnétiques et non magnétiques d'épaisseurs nanométriques ont montré le même effet (Co/Cu, Co/Ag, NiFe/Ag...).

Motivés par le besoin de comprendre l'origine physique du phénomène, ainsi que par les applications potentielles de tels systèmes comme capteurs de champ magnétique (notamment pour la réalisation de têtes de lecture pour enregistrements haute densité) [3], de nombreux groupes à travers le monde étudient les propriétés magnétiques et de transport de ce type de système. En effet, de grands efforts sont entrepris aux Etats-Unis, en Europe, et au Japon pour trouver des systèmes ayant la plus grande magnétorésistance possible en champ faible et à température ambiante. Simultanément de nombreuses études fondamentales sont menées sur ces systèmes et un gros travail théorique est effectué. L'objectif final de ce travail est l'obtention d'un modèle prédictif réaliste et fonctionnel de la magnétorésistance géante, modèle qui permettrait une ingénierie rationnelle des multicouches pour capteur.

Etant donné les **enjeux économiques** potentiels d'une telle découverte [3], les grandes entreprises du domaine de l'informatique et de l'électronique sont largement impliquées dans ces recherches (citons notamment IBM, Philips, Thomson, Mitsubishi, Toshiba ...).

Lorsque j'ai commencé ma thèse, en septembre 1993, les multicouches magnétiques étaient un domaine d'investigation totalement nouveau au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures.

Depuis la découverte de la magnétorésistance géante des multicouches magnétiques, leurs propriétés de transport avaient été principalement étudiées avec le courant électrique appliqué dans le plan des couches (géométrie notée CIP pour "Current In Plane") [4,5]. Dans cette géométrie, la résistance des échantillons est de l'ordre de $1\text{m}\Omega$ à 1Ω , et l'effet de magnétorésistance géante peut être facilement mesuré par des méthodes instrumentales standards (une source de courant et un voltmètre commerciaux suffisent). Cependant l'interprétation quantitative des résultats obtenus dans cette géométrie est assez difficile. Les modèles sont complexes du fait de la non-homogénéité du courant, et surtout ils sont peu adaptés à une confrontation précise et fiable avec les résultats expérimentaux [5].

De nombreux modèles théoriques avaient été développés pour décrire la magnétorésistance en courant perpendiculaire aux couches (géométrie notée CPP pour "Current Perpendicular to the Plane"). Mais lorsque cette thèse a commencé, seuls deux groupes à travers le monde avaient obtenu des résultats expérimentaux et il existait en tout et pour tout quatre publications expérimentales sur le sujet [6-9]. Les résultats concernant la CPP-MR des multicouches magnétiques étaient donc extrêmement peu nombreux et de nombreuses questions fondamentales restaient ouvertes.

La difficulté principale dans l'étude de la CPP-MR est que les mesures sont extrêmement délicates. La résistance par unité de surface des échantillons est en effet de l'ordre de 1 à $10\text{ n}\Omega\cdot\text{mm}^2$ en CPP lorsque leur épaisseur totale est de 100 à 1000 \AA . La mesure de la CPP-MR nécessite donc l'emploi de méthodes sophistiquées. Techniquement, l'alternative est la suivante:

- soit la section des échantillons est réduite à quelques microns carrés par des méthodes lithographiques complexes, afin d'obtenir une résistance mesurable de l'ordre du $\text{m}\Omega$ [9]
- soit des méthodes de mesures ultrasensibles sont utilisées, si l'on choisit de garder une section d'échantillon macroscopique (de l'ordre de 0.1 à 1 mm^2 par exemple) [6]. Dans ce dernier cas, la résistance à mesurer est de l'ordre du $\text{n}\Omega$. Et comme nous voulons étudier des variations de quelques pour-cent de celle-ci, avec un courant de mesure de l'ordre de 0.1 A , la sensibilité minimum requise est de 10^{-12} Volt .

Dans le contexte décrit ci-dessus, l'objectif qui m'était fixé était de faire progresser la compréhension que nous avons du phénomène de magnétorésistance géante des multicouches magnétiques, en réalisant une **étude expérimentale de la magnétorésistance géante en courant perpendiculaire aux couches, ceci afin d'essayer de résoudre l'importante controverse existant concernant l'origine physique de la GMR**. En effet, depuis la découverte de la magnétorésistance géante des multicouches, deux origines possibles sont largement discutées. La première est la diffusion dépendante du spin des électrons sur les défauts présents dans le volume des couches ferromagnétiques et aux interfaces [1,10,11,12], la seconde est la structure de bande particulière de ces systèmes et en particulier l'effet des marches de potentiel interfaciales dépendantes du spin [13,14]. Le moyen (suggéré par A. Vedyayev et al. [15]) que nous avons choisi d'utiliser pour identifier les parts de ces deux contributions à la CPP-MR est l'étude de la variation de la résistance CPP avec l'angle entre les aimantations des couches magnétiques successives.

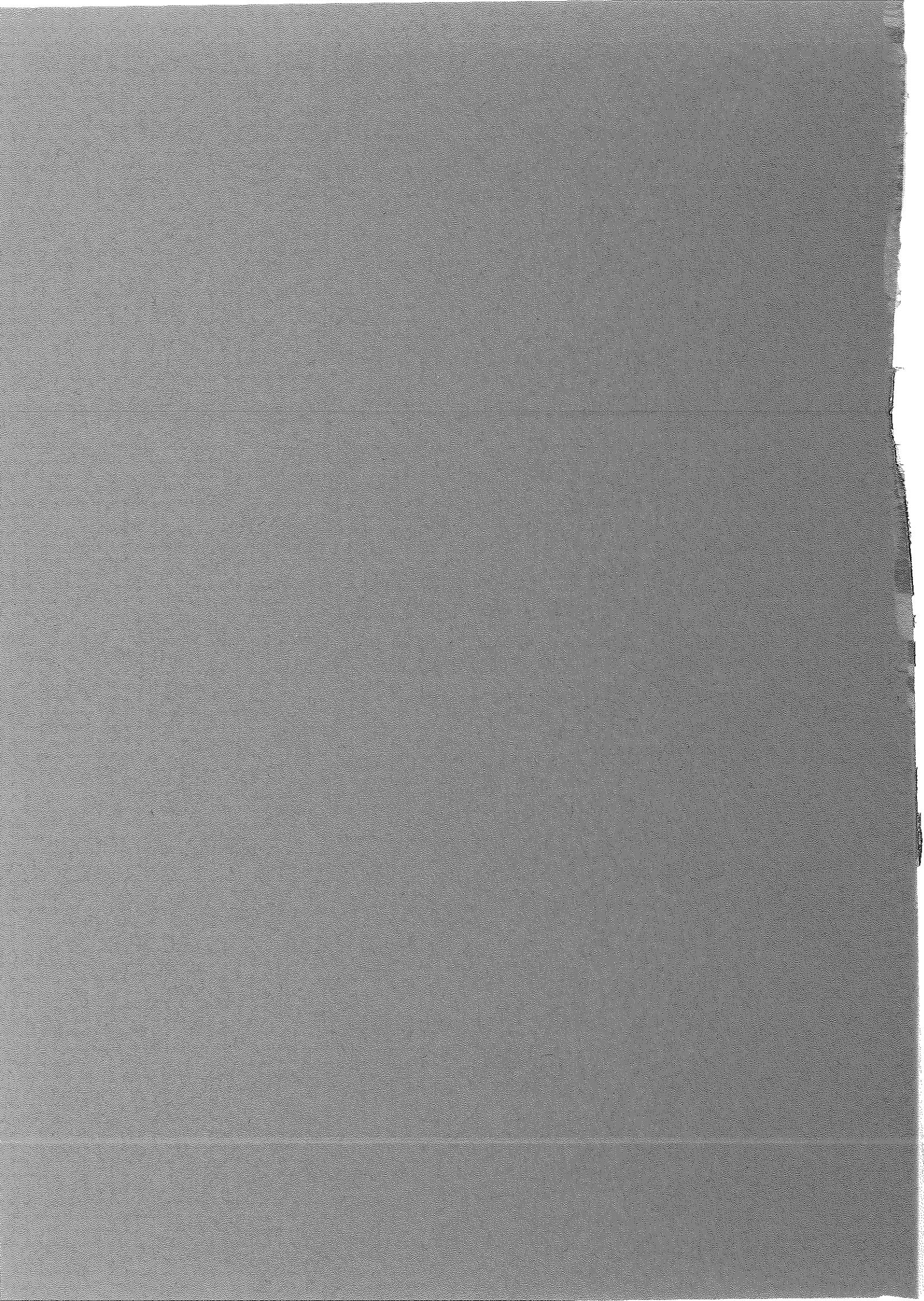
Le plan de ce mémoire est le suivant :

- Dans le **chapitre I**, je présente le domaine de la magnétorésistance d'une manière générale. Ce chapitre s'adresse volontairement aux personnes non spécialistes du sujet. Je fais succinctement l'état de l'art en ce qui concerne la CPP-MR. Je présente enfin les questions restant ouvertes auxquelles nous avons tenté de répondre, ainsi que les moyens que nous avons choisis d'utiliser pour y parvenir.
- Dans le **chapitre II**, je présente les dispositifs expérimentaux qu'il nous a fallu développer au début de ma thèse afin de pouvoir mener les investigations expérimentales qui nous intéressaient.
- Au **chapitre III**, je présente les résultats que nous avons obtenus concernant la variation angulaire de la CPP-MR des multicouches (Ag/Co/Ag/NiFe) et (Ag/NiFe). Les résultats sont confrontés d'une part aux modèles préexistants à cette étude (modèles qu'il a fallu adapter pour décrire la configuration qui nous intéresse), et d'autre part à un modèle quantique novateur qui a été développé dans le cadre de ce projet.
- Pour finir, je présente au **chapitre IV** les études annexes que nous avons menées: étude de la variation de la CPP-MR des multicouches (Ag/NiFe) avec l'épaisseur des couches ferromagnétiques, étude de l'influence des recuits sur les sensibilités CIP et CPP de multicouches (Ag/NiFe), et étude de la réduction de la longueur de diffusion de spin en dessous de 4K dans les multicouches (Co/AgMn). (Chaque chapitre contient sa propre bibliographie.)

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich et J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* 61, 2472 (1988)
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach et W. Zinn, *Phys. Rev. B* 39, 2472 (1989)
- [3] J.L. Simonds, dans *Physics Today*, Numéro Spécial "Magnetoelectronics", (Avril 1995)
- [4] B. Dieny, dans "Information Storage: Basic and Applied", *J. Magn. Magn. Mater.* 136, 335 (1994) (*article de synthèse*)
- [5] P.M. Levy, *Solid State Phys.* 47, 367 (1994) (*article de synthèse*)
- [6] W.P. Pratt Jr., S.F. Lee, J.M. Slaughter, R. Loloee, P.A. Schroeder et J. Bass, *Phys. Rev. Lett.* 61, 3060, (1991)
- [7] S.F. Lee, W.P. Pratt Jr., R. Loloee, P.A. Schroeder, et J. Bass, *Phys. Rev. B*, 46, 548, (1992)
- [8] W.P. Pratt Jr., S.F. Lee, P. Holody, Q. Yang, R. Loloee, J. Bass et P.A. Schroeder, *J. Magn. Magn. Matter.* 126, 406, (1993)
- [9] M.A.M. Gijs, S.K.J. Lenczowski, et J.B. Giesbers, *Phys. Rev. Lett.* 70, 3343, (1993)
- [10] R.E. Camley and J. Barnas, *Phys. Rev. Lett.* 63, 664 (1989)
- [11] P.M. Levy, S. Zhang and A. Fert, *Phys Rev Lett.* 65, 1643 (1990)
- [12] S. Zhang, P.M. Levy, and A. Fert, *Phys Rev B* 45, 8689 (1992)
- [13] R.Q. Hood, L.M. Falicov, *Phys. Rev. B* 46, 8287 (1992)
- [14] A. Vedyayev, C. Cowache, N. Ryzhanova, and B. Dieny, *J. Phys. Condens. Matter* 5, 8289 (1993)
- [15] A. Vedyayev, B. Dieny, N. Ryzhanova, J.B. Genin and C. Cowache, *Europhys. Lett.* 25, 465 (1994)

Chapitre I

**Rappels généraux sur la magnétorésistance géante et
Motivations de cette thèse**



I.A. INTRODUCTION

La "magnétorésistance" est par définition la variation de la résistance électrique d'un matériau en fonction du champ magnétique appliqué.

Dans ce chapitre, les principaux effets de magnétorésistance découverts au cours de l'histoire sont présentés, et des images simples de leurs origines physiques sont données.

Je décris ensuite plus en détail les mécanismes impliqués dans la magnétorésistance géante des multicouches magnétiques.

L'intérêt particulier que présente l'étude de la magnétorésistance géante en courant perpendiculaire aux couches (CPP-MR) est présenté. Les solutions technologiques utilisées par les autres groupes qui étudient la CPP-MR expérimentalement sont résumées (solutions existant en septembre 1993, et solutions proposées depuis), ainsi que les principaux résultats qu'ils ont obtenus.

Enfin sont présentées les questions auxquelles nous avons souhaité répondre dans le cadre de cette thèse, ainsi que les moyens que nous avons choisis d'utiliser pour y parvenir.

Remarque: ce chapitre s'adresse volontairement aux personnes non spécialistes du sujet, et il ne prétend en aucun cas être un "article de synthèse" sur les multicouches magnétiques. Ce travail de synthèse a été fort bien fait récemment par des experts renommés du domaine tels que B. Dieny [1], P.M. Levy [2], P. Bruno [3], M.A.M. Gijs et G.E.W. Bauer [4]. On peut aussi se reporter utilement aux ouvrages collectifs suivants: "Magnetism and Structure in Systems of Reduced Dimensions" [5], et "Ultrathin Magnetic Structures" [6].

I.B. LES MAGNETORESISTANCES

Les principaux effets de magnétorésistances sont ici présentés dans l'ordre chronologique de leurs découvertes. Les signatures expérimentales de ces effets et leurs origines physiques sont données succinctement. Leurs applications industrielles sont évoquées lorsqu'il y a lieu.

I.B.1. La magnétorésistance "conventionnelle" des métaux (MR)

Les métaux non magnétiques montrent une augmentation de leur résistance électrique sous l'action d'un champ magnétique H . L'effet est généralement plus grand lorsque le champ est appliqué perpendiculairement au courant (magnétorésistance transverse) que lorsqu'il est appliqué parallèlement au courant (magnétorésistance longitudinale). Cet effet n'est cependant visible que dans les matériaux dans lesquels le libre parcours moyen électronique est grand (de l'ordre du mm), c'est à dire les métaux très bien cristallisés et à basses températures. L'effet est de faible amplitude (de l'ordre du pour-cent) et est observable essentiellement en champs forts (plusieurs Teslas).

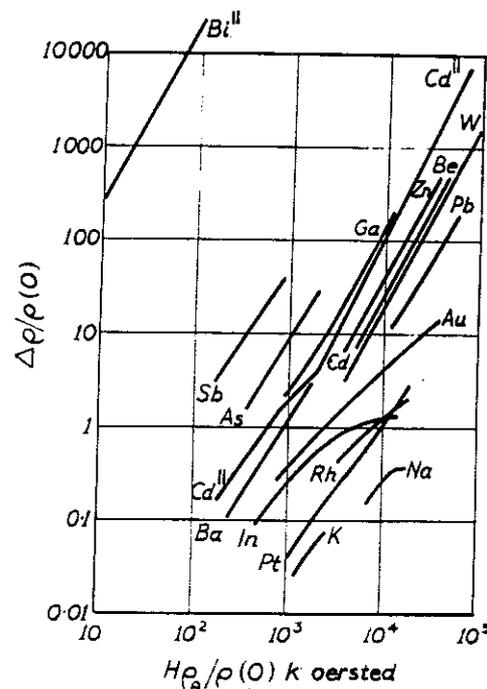


Fig. I.1. : Diagramme réduit de Kohler pour différents métaux [7]

Pour la plupart des métaux, l'augmentation de résistivité est approximativement proportionnelle à H^2 , et pour quelques cas elle est proportionnelle à H . Elle peut être représentée dans un diagramme réduit de Kohler sous la forme[7]:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = f\left\{\frac{H \cdot \rho_\theta}{\rho(0)}\right\}$$

où $\rho(0)$ est la résistivité en champ nul du matériau à la température considérée et ρ_θ est sa résistivité en champ nul à la température de Debye. Un diagramme réduit de Kohler est présenté à la figure I.1.

Cette magnétorésistance est due à la précession des électrons soumis à la force de Lorentz. Qualitativement, elle peut être décrite comme suit: sous l'effet du champ magnétique, les trajectoires électroniques sont courbées et donc allongées. La résistance électrique est donc augmentée.

Mais si l'on va un peu plus loin, on voit rapidement que le modèle des électrons libres ne permet pas d'expliquer la magnétorésistance des métaux [7]. Cela peut se comprendre très facilement. Faisons un peu de physique avec les mains. Si l'on considère le cas où le champ est appliqué parallèlement à l'axe du courant, la force de Lorentz valant: $\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \wedge \vec{B})$, la composante de \vec{v} parallèle au champ (qui est la composante qui détermine le courant) n'est pas affectée par le champ. Dans le cas où le champ est maintenant appliqué perpendiculairement au courant, il y a déviation de la trajectoire des électrons dans la direction perpendiculaire au courant et au champ simultanément. Les électrons vont donc s'accumuler sur un côté de l'échantillon et créer une zone de charges d'espace (c'est l'origine de l'effet Hall). En régime permanent (courant et champ continu), la répulsion créée par la zone de charge d'espace compense exactement l'effet de la force de Lorentz sur les autres électrons. La résistivité du matériau n'est donc pas affectée par le champ magnétique.

En fait, il faut prendre en compte la structure électronique réelle du matériau pour rendre compte de l'effet de magnétorésistance observé. Ziman [8] et Chambers [9] ont montré théoriquement que, si la surface de Fermi du métal n'est pas sphérique, alors un effet de magnétorésistance peut apparaître. L'effet dépend largement de la position des électrons de conduction sur la surface de Fermi. Cet effet de magnétorésistance est donc très largement anisotrope dans le cas d'un monocristal (voir figure I.2).

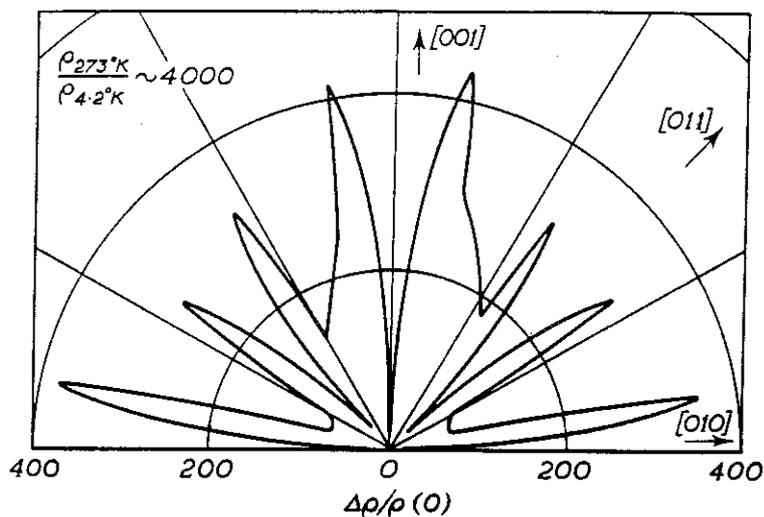


Fig. I.2. : Diagramme polaire montrant l'anisotropie de la magnétorésistance d'un monocristal de cuivre à 4.2 K et sous 18 kOe. (Le courant est appliqué parallèlement à l'axe [100] du cristal ; le champ tourne dans le plan perpendiculaire à cet axe). [7]

II.B.2. L'anisotropie de magnétorésistance des ferromagnétiques 3d et de leurs alliages (AMR)

La découverte de l'anisotropie de magnétorésistance des ferromagnétiques 3d date de 1857. On la doit à William Thomson (Lord Kelvin) [10]. C'est la variation de la résistivité électrique d'un ferromagnétique avec l'angle entre sa direction d'aimantation et la direction du courant électrique appliqué.

La signature expérimentale typique de cet effet est présentée dans la figure I.3. Le comportement observé peut être décrit comme suit.

En champ nul, on part d'une résistance arbitraire, car la configuration magnétique du système est mal définie. Quelques Oe ou dizaines d'Oe suffisent à orienter les domaines magnétiques et on voit alors apparaître une différence initiale entre les résistivités en courant perpendiculaire à l'aimantation (ρ_{\perp}) et en courant parallèle à l'aimantation (ρ_{\parallel}). Le rapport d'AMR est défini par convention comme étant:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_{av}} = \frac{\rho_{//} - \rho_{\perp}}{\frac{1}{3}\rho_{//} + \frac{2}{3}\rho_{\perp}}$$

où ρ_{av} est la résistivité attendue pour un échantillon parfaitement désaimanté. Ce rapport peut atteindre 6% dans les alliages $\text{Ni}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ et $\text{Ni}_{0.8}\text{Co}_{0.2}$.

Sous champ beaucoup plus fort (quelques kOe à quelques dizaines de kOe), on observe une décroissance uniforme de ρ_{\perp} et $\rho_{//}$ due à l'augmentation de l'aimantation M du matériau au-delà de son aimantation spontanée M_S . Ce dernier effet ne dépend pas de l'orientation relative du courant et du champ. Nous ne nous en occuperons pas dans la suite.

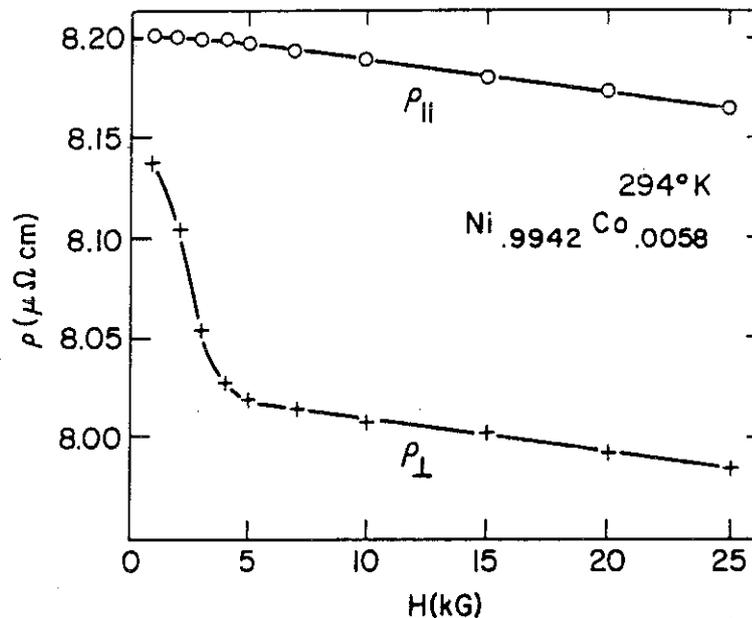


Fig. 1.3. : Magnétorésistance anisotrope d'un échantillon d'alliage $\text{Ni}_{0.9942}\text{Co}_{0.0058}$ massif et polycristallin [13]

L'explication théorique du phénomène relève d'un traitement théorique assez complexe. Elle repose sur les effets de couplage spin-orbite anisotropes [11] qui provoquent le "mélange" des électrons des 2 sous bandes d de ces matériaux. Un calcul quantitatif est proposé dans le cadre du modèle à deux courants par I.A. Campbell et al. [12]. L'effet observé est décrit en traitant le mélange des deux types de spin sous l'effet d'un couplage spin-orbite anisotrope (voir également [13] et [14]).

Il a fallu attendre plus d'un siècle avant de voir apparaître les premiers capteurs magnétiques utilisant cette propriété physique [15]. Les alliages

ferromagnétiques utilisés se présentent alors sous forme de films minces possédant un axe d'anisotropie uniaxiale (ou axe de facile aimantation) parallèle à l'axe du courant de mesure. Le capteur est alors sensible au champ magnétique appliqué perpendiculairement à cet axe, champ qui induit la rotation de l'aimantation du film (voir figure I.4.). La résistance du capteur suit en effet une loi linéaire avec $\cos^2\theta$ où θ est l'angle entre l'aimantation du film et la direction du courant [15]:

$$\rho(\theta) = \frac{\rho_{//} + 2\rho_{\perp}}{3} + \left(\cos^2\theta - \frac{1}{3}\right)(\rho_{//} - \rho_{\perp})$$

On voit maintenant apparaître sur le marché les premières têtes de lectures pour disque dur utilisant ce principe (IBM). L'alliage 3d généralement utilisé pour ces applications est le permalloy de composition $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ou $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$. La sensibilité de ces matériaux: $s = \frac{1}{R} \frac{dR}{dH}$ est de l'ordre de 0.1% par Oe.

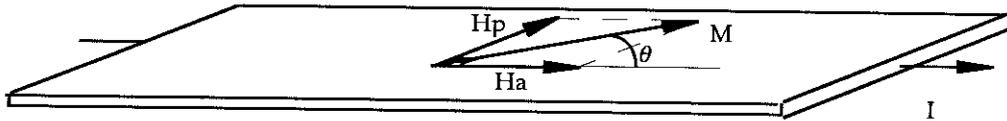


Fig. I.4. : Schéma de principe d'un capteur à magnétorésistance anisotrope. H_a est le champ d'anisotropie uniaxiale du film mince (il est parallèle à la direction du courant I). H_p est la composante du champ magnétique appliqué perpendiculairement au courant.

I.B.3. La "magnétorésistance géante" des multicouches magnétiques (GMR), encore nommée "effet vanne de spin"

La magnétorésistance géante des multicouches a été découverte en 1988 au Laboratoire de Physique du Solide d'Orsay par les chercheurs de l'équipe du Professeur A. Fert [16]. Ils observent que la résistance électrique de systèmes composés d'une alternance de couches de fer et de chrome d'épaisseurs nanométriques chute lorsqu'un champ magnétique leur est appliqué (voir figure I.5.). Dans ces systèmes, les aimantations des couches de Fe successives sont couplées antiferromagnétiquement entre elles. En champ nul, l'aimantation macroscopique des multicouches est donc nulle. Et lorsque un champ magnétique est appliqué, les aimantations des couches de Fe s'alignent

progressivement dans la même direction. Cette mise en ordre magnétique s'accompagne d'une réduction de résistivité. Cette réduction, qui atteint 50%, est qualifiée de "géante".

Ce groupe propose immédiatement une première explication qualitative du phénomène. Elle fait intervenir les interactions entre les propriétés de transport électronique et le comportement magnétique des multicouches considérées [16]. Nous développerons ce point dans le chapitre I.C.

Précisons seulement que les deux conditions requises pour l'apparition de la magnétorésistance géante des multicouches sont:

- l'existence de processus de diffusion électronique dépendant du spin, dans les couches ferromagnétiques, et,
- la possibilité de modifier l'orientation relative des aimantations des couches ferromagnétiques successives par application d'un champ magnétique.

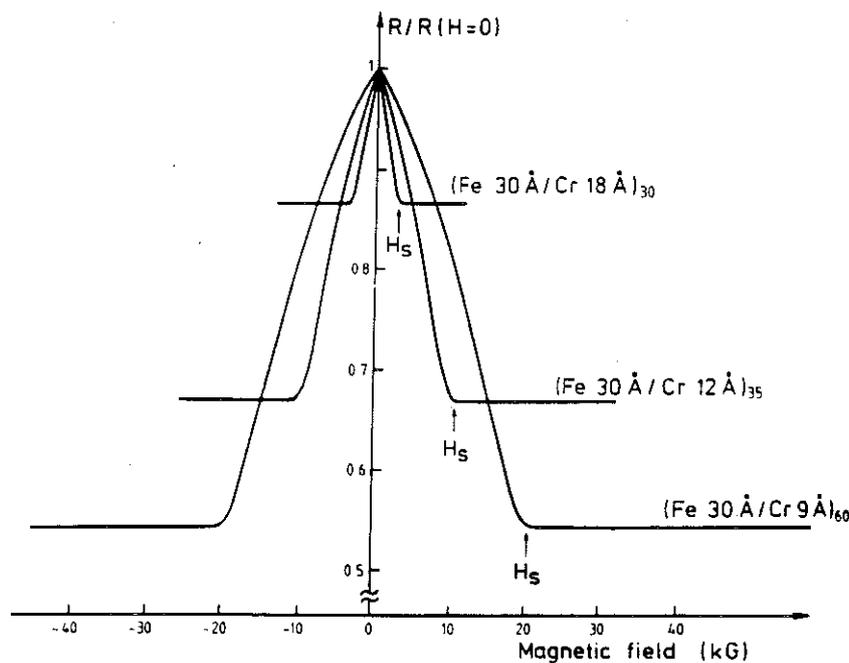


Fig. I.5. : Magnétorésistance de trois multicouches (Fe/Cr) à 4.2K. Le courant électrique et le champ magnétique sont appliqués dans le plan de la multicouche et selon la même direction [16].

Depuis 1988, beaucoup d'autres systèmes composés d'une alternance de couches ferromagnétiques et non magnétiques d'épaisseurs nanométriques ont montré le même effet (Co/Cu, Co/Ag, NiFe/Ag...).

Motivé par le besoin de comprendre l'origine physique du phénomène de magnétorésistance géante, ainsi que par les applications potentielles de tels

systèmes comme capteurs de champ magnétique (notamment pour la réalisation de têtes de lecture pour enregistrements haute densité), de nombreux groupes à travers le monde étudient les propriétés magnétiques et de transport de ce type de système.

A ce jour, alors que la compréhension du phénomène reste encore à être affinée, les premiers prototypes de têtes de lecture à magnétorésistance géante sont en train d'être mis au point. Les sensibilités de ces systèmes sont de l'ordre du pour-cent par Oe.

I.B.4. La "magnétorésistance colossale" des perovskites (CMR)

Depuis la découverte des supraconducteurs à hautes températures critiques, les oxydes à structure perovskite font l'objet de nombreuses études. En 1994, le terme de "magnétorésistance colossale" (CMR) est introduit pour décrire les très importantes variations de résistivité avec le champ magnétique et la température que présentent les perovskites de type $\text{La}_{(1-x)}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (avec A = Ca, Sr ou Ba) [17].

Ces oxydes de manganèse dérivés de LaMnO_3 présentent à basses températures une transition semi-conducteur/métal et simultanément une transition antiferro/ferromagnétique [17]. En pratique (voir figure I.6.), lorsqu'en partant de la température ambiante on réduit la température d'un échantillon $\text{La}_{(1-x)}\text{A}_x\text{MnO}_3$ avec x de l'ordre de 0.2 à 0.4, on observe dans un premier temps une augmentation de la résistivité électrique du matériau (comportement semi-conducteur). Cette résistivité est maximum à la température de mise en ordre magnétique du matériau (température de Curie notée T_c). En dessous de T_c , la résistance du matériau chute de plusieurs ordres de grandeur (comportement métallique).

Si maintenant on se place à une température légèrement supérieure à T_c et que l'on applique un champ magnétique élevé au matériau (plusieurs Teslas), on parvient à aligner progressivement les aimantations des ions Mn et simultanément la résistance électrique du matériau chute (voir figure I.7.). C'est à proprement parler la "magnétorésistance colossale" des perovskites. (La résistivité peut chuter de 99.99% dans ces conditions, ce qui est "colossal" comparé à la magnétorésistance géante des multicouches.)

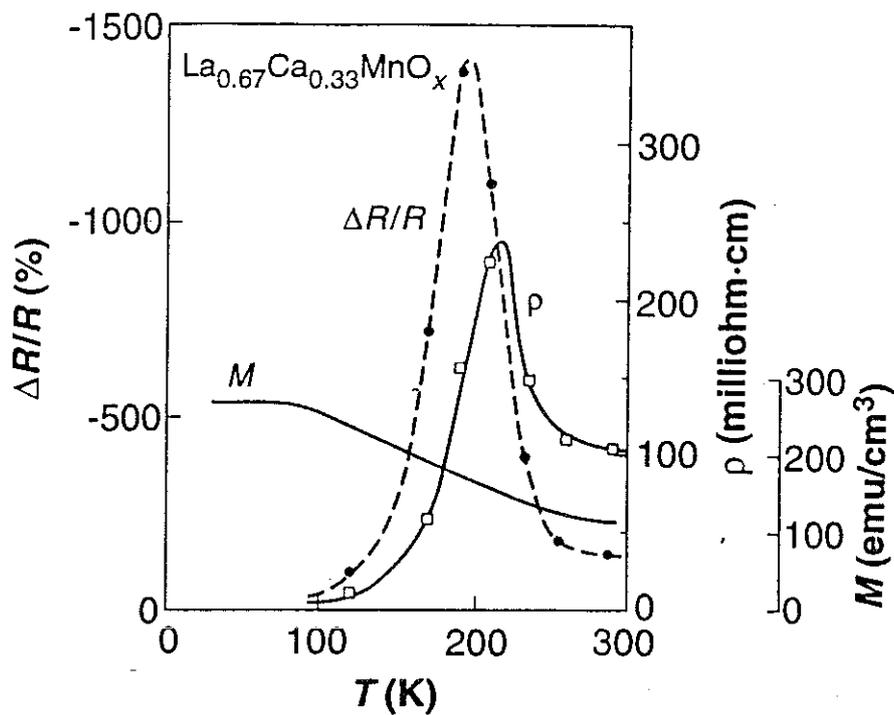


Fig. I.6. : Dépendance en température du rapport de magnétorésistance, de la résistivité, et de l'aimantation d'un alliage $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_x$ [17]

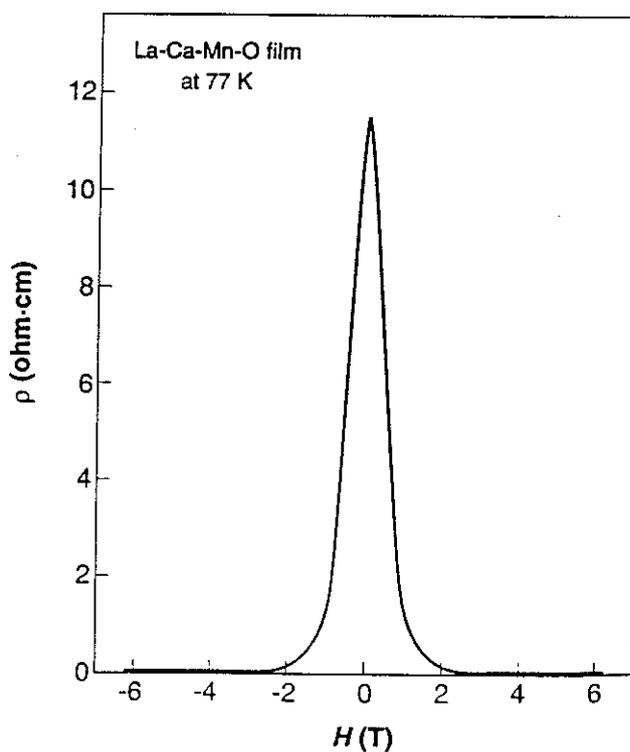


Fig. I.7. : Courbe de magnétorésistance d'un film de LaCaMnO [17]

Pour expliquer le comportement à la fois ferromagnétique et métallique de ce type de matériaux, Zener a introduit le modèle du double échange [18]. La valence des ions Mn est $3+$ dans LaMnO_3 . Leur spin est 2 et l'arrangement des spins est antiferromagnétique. Dans ce système, les électrons sont localisés et on a affaire à un isolant. Lorsque l'on substitue aux ions La trivalents des ions Ca, Sr ou Ba bivalents, cela revient à doper la perovskite LaMnO_3 en trous et fait apparaître des ions Mn^{4+} . L'électron du niveau e_g des ions Mn^{3+} (voir figure I.8.) peut alors devenir itinérant par hopping sur le niveau correspondant des ions Mn^{4+} , à condition que les spins des deux types d'ions soient de même direction (c'est l'état de plus faible énergie selon les règles de Hund, état vers lequel tend tout système). Réciproquement, en considérant que l'électron itinérant de Mn^{3+} garde son spin, il favorise nécessairement un arrangement ferromagnétique du système. Les caractères ferromagnétiques et métalliques du système sont donc intimement liés. Cela explique la simultanéité des transitions semi-conducteur/métal et antiferro/ferromagnétique de ces matériaux à basses températures.

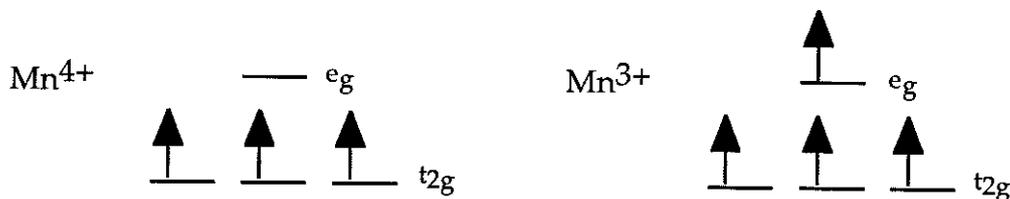


Fig. I.8. : Remplissage des niveaux électroniques des ions Mn^{4+} et Mn^{3+} .

Si le modèle de Zener explique qualitativement les phénomènes observés, il est cependant incompatible avec les résultats quantitatifs obtenus [19]. Aussi, les recherches sur la magnétorésistance colossale sont-elles très actives actuellement. Les développements théoriques et expérimentaux sont nombreux, mais le phénomène est encore loin d'être compris [20].

Comme dans les cas précédents, ces matériaux présentent un potentiel d'application important (par exemple pour la réalisation d'interrupteurs commandés magnétiquement, ou de capteurs de champ magnétique). Cependant avant que de telles applications soient envisageables, de grands progrès devront être faits concernant la sensibilité et la dépendance en température de la réponse

magnétorésistive. Car si la chute de résistance de ces matériaux est colossale (comparée à celle de la GMR), le champ nécessaire à l'induire est lui même colossal, aussi la sensibilité magnétique de ces matériaux est faible. De plus, comme nous l'avons dit précédemment, l'effet n'existe qu'aux températures proches de T_c , c'est à dire à basses températures (100 à 200 K environ). Et son amplitude est extrêmement sensible à la température, ce qui pose de gros problèmes pour l'éventuelle réalisation de capteurs.

I.C. LA MAGNETORESISTANCE GEANTE DES MULTICOUCHES MAGNETIQUES

I.C.1. Diffusion dépendante du spin dans les métaux ferromagnétiques d

Dans les métaux de transition ferromagnétique d (Fe, Ni, Co), la structure de bandes est telle que le niveau de Fermi traverse simultanément les bandes électroniques s et d (voir figure I.9.). La conduction électronique est donc assurée simultanément par les électrons s, et d, (ou hybridés sd).

Ces électrons de conduction sont polarisés car les densités d'états au niveau de Fermi de la bande d sont différentes pour les électrons \uparrow (de spin parallèle à l'aimantation locale) et \downarrow (de spin antiparallèle à l'aimantation locale). Cela est dû au décalage en énergie des bandes \uparrow et \downarrow , caractéristique du caractère ferromagnétique de ces matériaux.

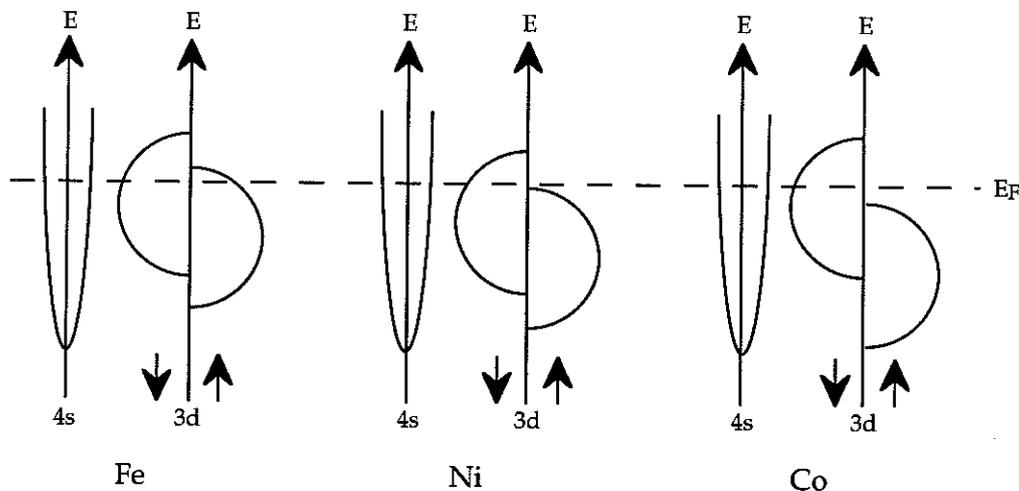


Fig. I.9. : Représentation schématique de la structure de bandes des métaux de transition ferromagnétiques Fe, Ni et Co (modèle simple de Mott) [21]

Dans ces matériaux, les processus de diffusion se font essentiellement avec conservation du spin électronique, aussi, la longueur de cohérence de spin est grande devant le libre parcours moyen électronique. Les interactions provoquant une perte de cohérence du spin des électrons sont essentiellement: les interactions spin-orbite (qui sont faibles dans la plupart des matériaux utilisés puisque leurs numéros atomiques sont faibles, l'interaction spin-orbite étant

proportionnelle à Z^4), et les interactions électron-magnon (négligeables à basse température). En première approximation, nous considérons donc que le spin des électrons est conservé lors des interactions résistives. Dans ce cas, les deux catégories d'électrons (\uparrow et \downarrow) conduisent le courant en parallèle, dans deux canaux de conduction pouvant être considérés comme indépendants en première approximation. C'est le modèle dit "des deux courants" [22]. La conséquence de la conservation du spin électronique lors des diffusions est que, pour les cas particuliers du nickel et du cobalt qui présentent une bande $3d\uparrow$ entièrement située au dessous du niveau de Fermi, les chemins de diffusion électronique possibles sont :

- pour les électrons \uparrow : $4s\uparrow \rightarrow 4s\uparrow$,
- pour les électrons \downarrow : $4s\downarrow \rightarrow 4s\downarrow$, $4s\downarrow \rightarrow 3d\downarrow$, $3d\downarrow \rightarrow 4s\downarrow$, $3d\downarrow \rightarrow 3d\downarrow$.

La probabilité de diffusion d'un électron, d'un état initial vers un état final donné, est d'autant plus grande que le nombre d'états disponibles dans l'état final est important. En observant la structure de bandes du fer, du nickel et du cobalt, nous voyons immédiatement que les électrons \downarrow ont une probabilité de diffusion plus grande que les électrons \uparrow , puisque la densité d'états au niveau de Fermi des électrons \downarrow est plus grande que celle des électrons \uparrow . Aussi, **la diffusion électronique est dépendante du spin dans ces matériaux**. Le coefficient d'asymétrie de diffusion de spin peut être exprimé par le rapport des libres parcours moyens pour chaque type d'électron: $\alpha = \lambda_{\uparrow} / \lambda_{\downarrow}$. Ce coefficient est de l'ordre de 3 à 10 dans les métaux considérés. Pour modéliser la diffusion dépendante du spin, deux résistivités sont introduites: ρ_{\uparrow} et ρ_{\downarrow} (résistivités relatives aux électrons \uparrow et \downarrow respectivement). On a également $\alpha = \rho_{\downarrow} / \rho_{\uparrow}$.

Nous allons maintenant voir comment la diffusion dépendante du spin donne naissance à la magnétorésistance géante des multicouches.

I.C.2. Mécanisme de la magnétorésistance géante

Considérons le cas d'une multicouche constituée d'une alternance de couches ferromagnétiques d et de couches non magnétiques, dans laquelle les couches ferromagnétiques sont couplées antiferromagnétiquement entre elles, et de période chimique plus petite ou du même ordre de grandeur que les libres parcours moyens électroniques. Les couches ferromagnétiques sont considérées comme monodomaines, et leurs aimantations sont dans le plan des couches à cause de l'anisotropie de forme. Dans ces systèmes, la longueur de cohérence de spin des électrons de conduction est généralement grande devant les libres

parcours moyens électroniques et la période chimique. On considérera donc que le spin des électrons est conservé (limite des grandes longueurs de cohérence de spin). Le phénomène de magnétorésistance géante peut alors s'expliquer qualitativement de la manière suivante:

Notons r la résistance à laquelle est soumis un électron traversant une couche ferromagnétique d'aimantation parallèle à son spin et R celle correspondant à un électron traversant une couche ferromagnétique d'aimantation antiparallèle à son spin. r est inférieur à R conformément à ce que nous avons vu au paragraphe I.C.1..

En champ nul, les aimantations des couches ferromagnétiques successives sont antiparallèles (AP) (voir figure I.10.). Un électron de spin donné va donc être alternativement faiblement puis fortement diffusé dans les couches ferromagnétiques qu'il traverse. Les deux types d'électrons sont donc soumis à la même résistivité moyenne. En utilisant le modèle à deux courants et en négligeant la contribution des couches non magnétiques à la résistance totale, nous pouvons écrire que la résistance d'une période chimique de la multicouche est:

$$R_{AP} = \frac{R+r}{4}$$

Lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans le plan des couches, les aimantations des couches ferromagnétiques s'alignent progressivement dans la direction du champ. Lorsque le champ de saturation est atteint, les aimantations des couches ferromagnétiques successives se retrouvent dans une configuration parallèle (P) (voir figure I.11). Les électrons de spin parallèle à la direction d'aimantation du système sont alors faiblement diffusés dans toute les couches magnétiques alors que ceux de spin antiparallèle sont fortement diffusés. La résistance d'une période chimique de la multicouche est alors:

$$R_P = \frac{Rr}{R+r}$$

R_P est inférieure à R_{AP} . (L'effet de shunt créé par les électrons faiblement diffusés provoque, dans la configuration parallèle, un abaissement de la résistance de la multicouche par rapport à la configuration antiparallèle). Conformément à ce modèle, la magnétorésistance des multicouches magnétiques est donc négative. Ce modèle qualitatif permet bien d'expliquer l'effet observé expérimentalement (voir figure I.5.).

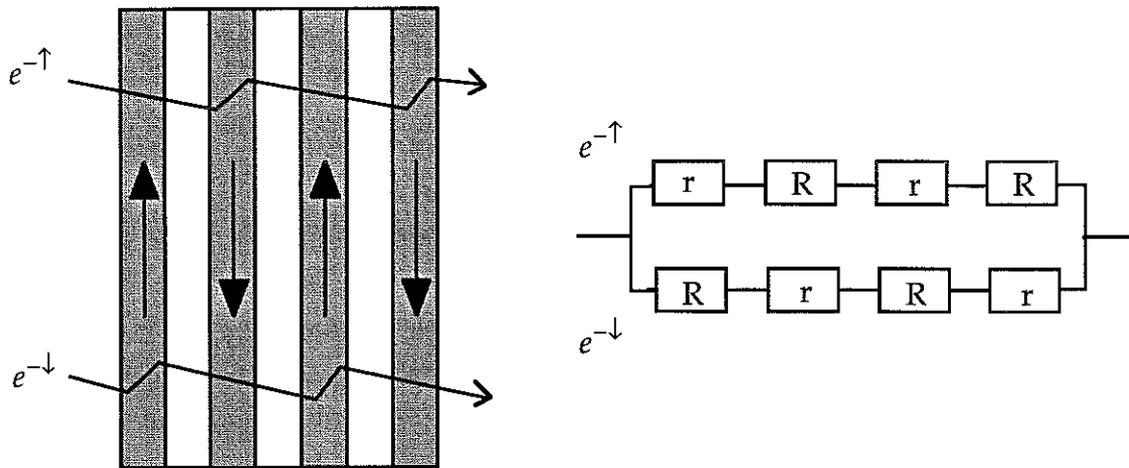


Fig I.10. : Représentation schématique de la diffusion électronique dans une multicouche magnétique couplée antiferromagnétiquement en champ nul. (Le modèle résistif utilisé est le modèle "à deux courants".)

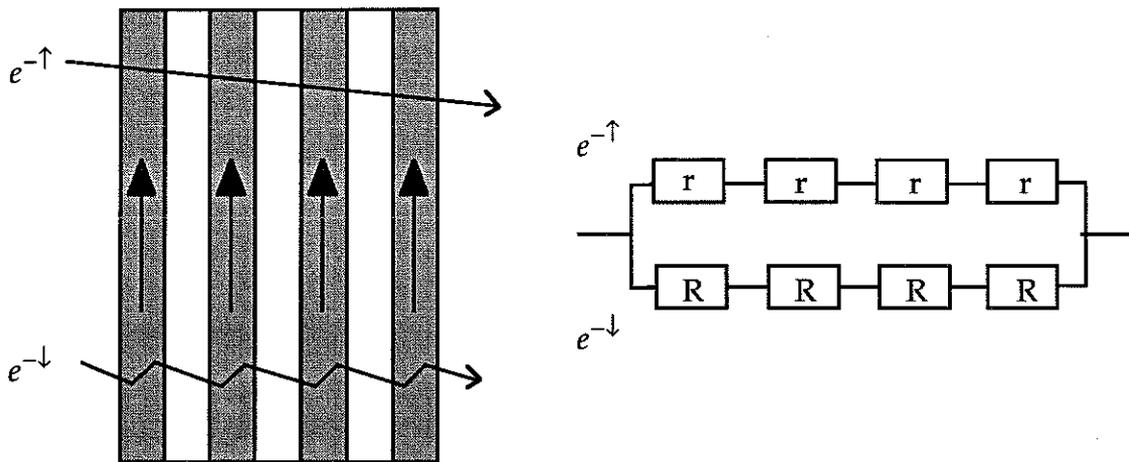


Fig I.11. : Représentation schématique de la diffusion électronique dans une multicouche magnétique soumise à un champ magnétique supérieur ou égal à son champ de saturation (configuration ferromagnétique des aimantations des couches magnétiques successives).

Regardons maintenant quel est l'ordre de grandeur de la magnétorésistance obtenue avec ce modèle qualitatif.

Le rapport de magnétorésistance d'une multicouche peut être exprimé sous la forme:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_{AP}}$$

Dans le cadre du modèle à deux courants extrêmement simplifié que nous venons d'utiliser, ce rapport s'écrit:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\left(\frac{R}{r} - 1\right)^2}{\left(\frac{R}{r} + 1\right)^2} = \frac{(\alpha - 1)^2}{(\alpha + 1)^2}$$

où α est le coefficient d'asymétrie de diffusion de spin du matériau ferromagnétique utilisé. En prenant $\alpha = 5$, ce qui est un ordre de grandeur tout à fait raisonnable, nous obtenons un rapport de magnétorésistance de 44%. Cet ordre de grandeur est cohérent avec les rapports de magnétorésistance obtenus expérimentalement (voir figure I.5.).

I.C.3. Conditions nécessaires à l'apparition de la magnétorésistance géante

En fait, l'existence d'un couplage antiferromagnétique n'est pas strictement nécessaire pour voir apparaître le phénomène de magnétorésistance géante.

Si nous considérons le cas de systèmes dont les aimantations sont désordonnées en champ nul, l'application d'un champ magnétique alignant toute les aimantations dans la même direction provoquera également une chute de la résistance électrique du système, car en champ nul les deux types d'électrons seront diffusés de façon égale, alors qu'à saturation un type d'électrons sera faiblement diffusé et il conduira préférentiellement le courant.

Par conséquent, il apparaît que les deux conditions nécessaires à l'apparition du phénomène de magnétorésistance géante sont:

- (1) l'existence de la diffusion dépendante du spin dans le volume ou aux interfaces du matériau ferromagnétique, et,**
- (2) la possibilité de modifier l'orientation des aimantations des couches ferromagnétiques successives par application d'un champ magnétique.**

Les dimensions de la multicouche doivent également respecter certaines lois d'échelle par rapport aux longueurs caractéristiques du transport électronique dans ces systèmes. (Nous reviendrons sur ce point au paragraphe I.D.1.)

I.C.4. Systèmes présentant une magnétorésistance géante

Les systèmes présentant une magnétorésistance géante sont en conséquence les suivants:

- Multicouches avec couplage antiferromagnétique entre les couches ferromagnétiques successives, et multicouches sans couplage magnétique.

Dans les multicouches composées d'une alternance de couches ferromagnétiques (d (Fe, Co, Ni et leurs alliages) et de couches non magnétiques (Au, Ag, Cu...) (ou antiferromagnétiques (Cr)), les couches ferromagnétiques successives sont couplées magnétiquement entre elles par couplage indirect de type RKKY. Le couplage indirect est assuré par les électrons de conduction à travers les couches non magnétiques. Le couplage oscille d'antiferromagnétique à ferromagnétique avec l'épaisseur des couches non-magnétiques (voir figure I.12.). Le période de l'oscillation est typiquement de l'ordre de quelques monocouches atomiques (5 à 20Å environ). Son amplitude diminue lorsque l'épaisseur des couches augmente. Ceci est très bien expliqué par le modèle de type RKKY étendu de P. Bruno et C. Chappert [23]. (La période des oscillations est liée à la direction de croissance et à la topologie de la surface de Fermi des couches non-magnétiques).

Cette oscillation du couplage entre les couches ferromagnétiques successives s'accompagne d'une oscillation de l'amplitude de magnétorésistance (voir figure I.13.) [24,25].

- Lorsque les couches sont couplées ferromagnétiquement, la magnétorésistance est nulle car l'application d'un champ magnétique ne modifie pas l'ordre magnétique du système.
- Lorsque le couplage est antiferromagnétique, l'amplitude de la magnétorésistance est maximum et la courbe de magnétorésistance obtenue ne présente pas d'hystérésis (voir figure I.5.).
- Enfin lorsque l'épaisseur des couches non magnétiques est suffisamment importante, telle que le couplage entre couche soit nul, alors la magnétorésistance géante est plus faible et fortement hystérétique comme le montre la figure I.14..

Des oscillations du couplage intercouche avec l'épaisseur des couches ferromagnétiques ont également été observées [26].

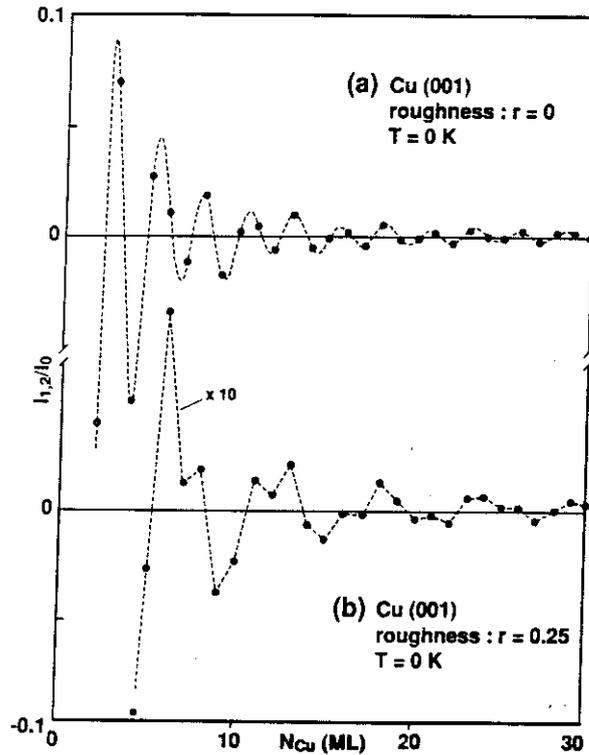


Fig. I.12. : Couplage intercouche calculé pour deux couches magnétiques séparées par une couche de Cu (001), en fonction de l'épaisseur de la couche de Cu exprimée en monocouches atomiques, à 0K, sans rugosité d'interface (a) et avec rugosité (b). [23]

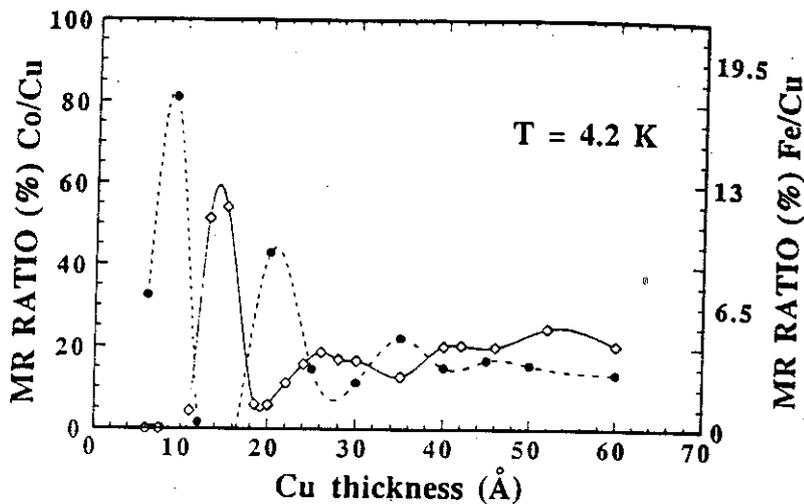


Fig. I.13. : Oscillation de l'amplitude de magnétorésistance en fonction de l'épaisseur de cuivre pour des multicouches (Fe 15Å/Cu tÅ) \times 60 (cercles) et (Co 15Å/Cu tÅ) \times 30 (points). [25]

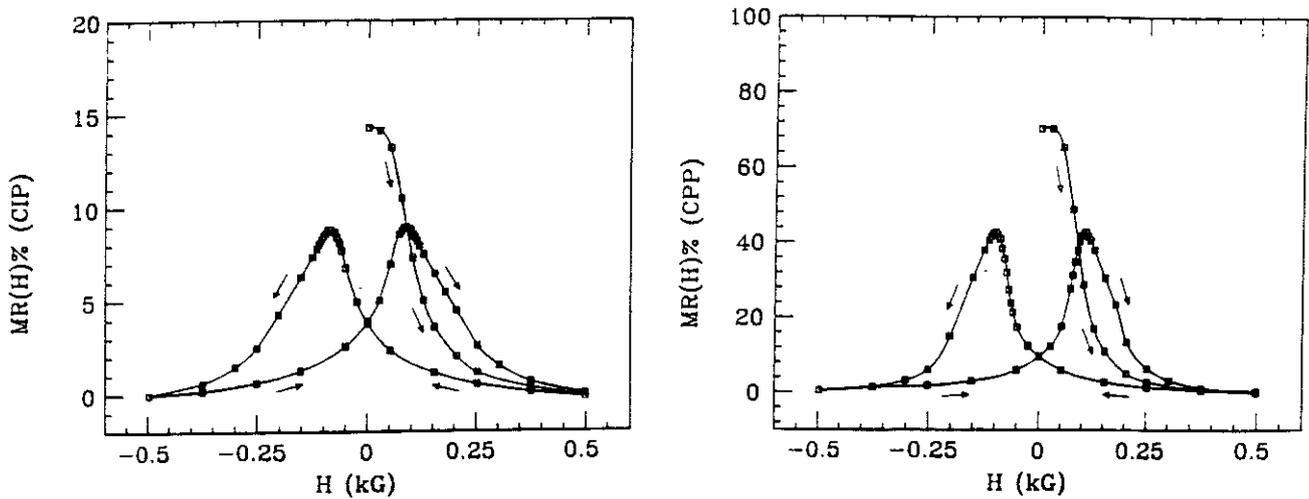


Fig. 1.14. : Courbe de magnétorésistance d'une multicouche (Ag 60Å/Co 60Å) $\times n$ avec le courant appliqué dans le plan des couches (CIP) et perpendiculairement aux couches (CPP). Dans un tel système, les couches ferromagnétiques successives sont magnétiquement découplées. [27]

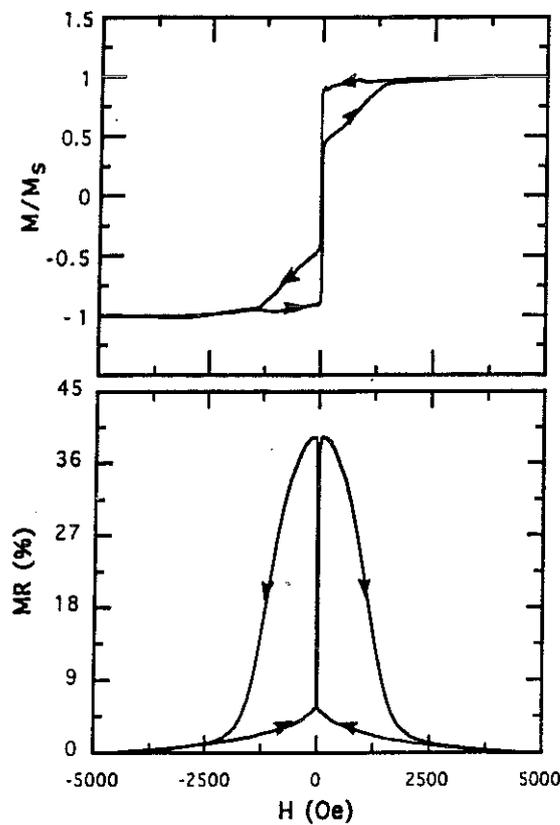


Fig. 1.15. : Courbes d'aimantation et de magnétorésistance d'une multicouche à double coercivité (Co 4Å/Ag 35Å/NiFe 20Å/Ag 35Å) mesurées à 4.2K. [28]

- Multicouches à double coercitivité

Ces multicouches sont constituées de deux types de couches ferromagnétiques (F_1 et F_2) séparées par des couches non-magnétiques (NM) suffisamment épaisses pour assurer un bon découplage entre les couches magnétiques. Leur période chimique est ($F_1/NM/F_2/NM$). En jouant sur l'épaisseur des couches F_1 et F_2 et sur le choix des matériaux qui les constituent, il est possible d'obtenir des coercitivités très différentes pour les deux types de couches. Les retournements de leurs aimantations ont alors lieu pour des champs différents, ce qui permet de contrôler sous champ, le passage de la configuration antiferromagnétique à la configuration ferromagnétique. Une courbe d'aimantation et une courbe de magnétorésistance typique de ce type de multicouches sont présentées figure I.15..

- Sandwichs "vannes de spin"

Les sandwichs "vannes de spin" sont des empilements de quatre couches ($F_1/NM/F_2/AF$) dans lesquelles l'aimantation d'une couche ferromagnétique (F_2) est bloquée dans une direction particulière par anisotropie d'échange avec la couche antiferromagnétique (AF). Le champ d'échange peut atteindre plusieurs centaines d'Oersted. Le champ coercitif de l'autre couche ferromagnétique (F_1) étant beaucoup plus faible, il est possible, comme dans le cas des multicouches à double coercitivité, de contrôler sous champ magnétique les orientations relatives des aimantations des couches ferromagnétiques successives. Une courbe d'aimantation et une courbe de magnétorésistance typique des sandwichs "vannes de spin" sont présentées figure I.16..

- Alliages granulaires

Les systèmes granulaires constitués de précipités ferromagnétiques noyés dans une matrice non magnétique peuvent également présenter un effet de magnétorésistance géante. Les conditions nécessaires à cela sont:

- que les interactions magnétiques entre grains soient suffisamment faibles pour que les aimantations des grains soient orientées aléatoirement en champ nul et qu'elles puissent s'aligner sous champ, et,
- que la distance entre les grains magnétiques soit inférieure à la longueur de diffusion de spin (voir les lois d'échelles présentées au paragraphe I.D.1.).

Une courbe de magnétorésistance d'un tel alliage est présentée figure I.17..

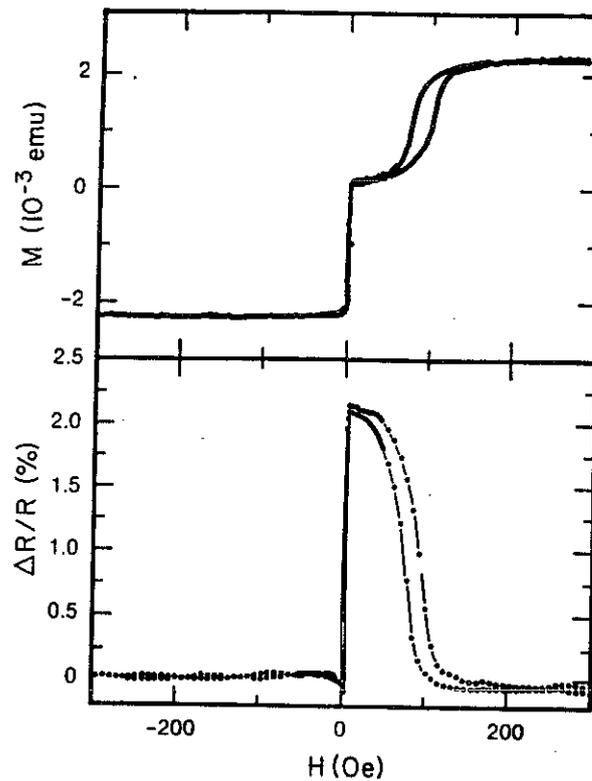


Fig. I.16. : Courbes d'aimantation et de magnétorésistance d'un sandwich "vanne de spin" (NiFe 150Å/Cu 26Å/NiFe 150Å/FeMn 100Å) à 300K. Le champ magnétique est appliqué parallèlement à l'axe d'anisotropie d'échange créé par la couche FeMn. [29]

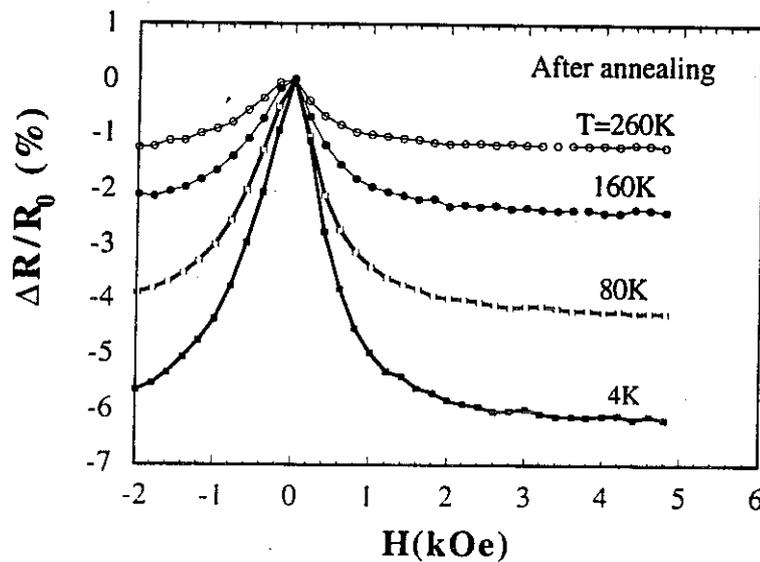


Fig. I.17. : Courbe de magnétorésistance d'un alliage granulaire NiFe(40%)Ag(60%) déposé par sputtering, après un recuit à 500°C pendant 15 mn. [30]

- Des champs électriques et des densités de courant différents

Une autre différence essentielle entre la magnétorésistance CIP et la magnétorésistance CPP concerne les topologies des champs électriques et des densités de courant.

En géométrie CIP, le champ électrique est constant d'une extrémité à l'autre de l'échantillon, mais la densité de courant n'est pas homogène dans l'épaisseur de la multicouche. La densité de courant varie d'une couche à l'autre (et au sein d'une même couche). [Sa non-homogénéité peut, par exemple, être modélisée de façon semi-classique, à partir de l'équation de Boltzmann].

En géométrie CPP, la densité de courant est homogène dans tout l'échantillon, et c'est le champ électrique qui présente des valeurs différentes d'une couche à l'autre.

Les conditions que les équations de conduction doivent vérifier sont donc complètement différentes dans les deux géométries.

- Une influence différente des marches de potentiel entre les couches

En géométrie CIP, les marches de potentiel interfaciales, créées par les différences entre les structures de bandes des couches successives, induisent des processus de réflexion spéculaire des électrons de conduction, aboutissant à un phénomène de confinement électronique [61]. Les réflexions spéculaires empêchent les électrons d'aller sonder l'orientation relative des aimantations des couches ferromagnétiques successives, ce qui aboutit à une diminution de l'amplitude de magnétorésistance [61].

En géométrie CPP, le champ électrique est appliqué perpendiculairement aux interfaces, et il "force" les électrons à traverser les barrières de potentiel interfaciales. En CPP, on n'attend donc pas de phénomène de confinement. Dans cette géométrie, les réflexions spéculaires provoquent théoriquement des oscillations du champ électrique, de part et d'autre des interfaces, aboutissant à la création d'une résistance interfaciale supplémentaire [59,60]. Contrairement au cas de la CIP-MR, on ne s'attend donc pas à ce que les barrières de potentiel interfaciales diminuent l'amplitude de CPP-MR. Au contraire, elles augmentent la CPP-MR [59,60]. (C'est une explication supplémentaire de la différence observée entre les amplitudes de magnétorésistance CIP et CPP d'un même échantillon).

I.D.2. Intérêt particulier de la magnétorésistance en courant perpendiculaire au plan pour la compréhension de la magnétorésistance géante

En géométrie CIP, il est impossible d'utiliser un modèle simple de résistances en parallèle pour décrire le problème, car les couches ne peuvent pas être décrites indépendamment. D'autre part, les interactions entre la diffusion dépendante du spin dans le volume des couches ferromagnétiques et sur le désordre interfacial, ainsi que le rôle des réflexions spéculaires des électrons sur les marches de potentiel interfaciales, interagissent de façon complexe. La modélisation de la magnétorésistance CIP en est rendue difficile. Par conséquent, les modèles théoriques existants ne permettent pas d'extraire, de façon fiable et précise, les différentes contributions à la magnétorésistance géante, à partir des données expérimentales. Par exemple, ils ne permettent pas de séparer précisément les contributions d'interface et de volume à la CIP-MR.

En géométrie CPP, il est possible d'extraire simplement, à partir des résultats expérimentaux, les différentes contributions à la magnétorésistance géante. Le groupe de Michigan State University, pionnier des mesures CPP [27], a interprété les premiers résultats qu'il a obtenus grâce à un modèle phénoménologique simple de la CPP-MR. Le modèle utilisé est un modèle de résistances en série, à deux courants [34] (dans la limite de grande longueur de diffusion de spin, hypothèse valable pour les multicouches étudiées, on peut en effet considérer que les deux canaux de spin conduisent le courant de façon indépendante).

-> Les résistivités de volume introduites dans le modèle sont :

- la résistivité des couches ferromagnétiques pour les électrons de spin parallèle à l'aimantation locale (électrons notés +) :

$$\rho_F^+ = 2\rho_F / (1 + \beta) = 2\rho_F^* (1 - \beta)$$

$$\text{avec: } \rho_F^* = \frac{\rho_F}{1 - \beta^2}$$

- la résistivité des couches ferromagnétiques pour les électrons de spin antiparallèle à l'aimantation locale (électrons notés -) :

$$\rho_F^- = 2\rho_F / (1 - \beta) = 2\rho_F^* (1 + \beta)$$

avec β le coefficient d'asymétrie de diffusion de spin dans le volume des couches ferromagnétiques.

- et enfin, la résistivité des couches non magnétiques (indépendante du spin de l'électron):

$$\rho_N^+ = \rho_N^- = 2\rho_N = 2\rho_N^*$$

-> La contribution des interfaces entre les couches ferromagnétiques et non magnétiques est également prise en compte en introduisant les résistances d'interfaces suivantes (exprimées pour une unité de surface):

- la résistance des interfaces pour les électrons + :

$$r^+ = 2r_b / (1 + \gamma) = 2r_b^* (1 - \gamma)$$

$$\text{avec: } r_b^* = \frac{r_b}{1 - \gamma^2}$$

- la résistance des interfaces pour les électrons - :

$$r^- = 2r_b / (1 - \gamma) = 2r_b^* (1 + \gamma)$$

avec γ le coefficient d'asymétrie de diffusion de spin sur les interfaces.

-> Le modèle à deux courants résultant est schématisé par la figure I.20. Ses équations finales sont:

- pour la configuration antiparallèle des aimantations des couches ferromagnétiques successives:

$$AR_{AP} = M(\rho_F^* t_F + \rho_N^* t_N + 2r_b^*)$$

où A est la surface de la multicouche et M est le nombre de bicouches qui la constituent,

- pour la configuration parallèle des aimantations des couches ferromagnétiques successives:

$$AR_P = AR_{AP} - \frac{\left[\beta \rho_F^* \frac{t_F}{t_F + t_N} L + 2\gamma_b^* M \right]^2}{AR_{AP}}$$

où L est l'épaisseur totale de la multicouche considérée,

On obtient donc la quantité remarquable:

$$A\sqrt{(R_{AP} - R_P)R_{AP}} = \beta \frac{t_F}{t_F + t_N} \rho_F^* L + 2\gamma_b^* M$$

La validité de ce modèle phénoménologique de la CPP-MR pour la limite de grande longueur de diffusion de spin, a été confirmée par le modèle semi-classique de T. Valet et A. Fert [33]. En fait, ils ont montré que, dans la limite de grande longueur de diffusion de spin (dite également "self averaging limit"[35]), tous les centres diffuseurs voient leurs effets moyennés, et que dans ces conditions, les différentes contributions à la CPP-MR peuvent être traitées comme purement additives. Le modèle de résistance en série de S.F. Lee et al. [34] permet donc bien de décrire la CPP-MR. (T. Valet et A. Fert [33] retombent sur les mêmes équations).

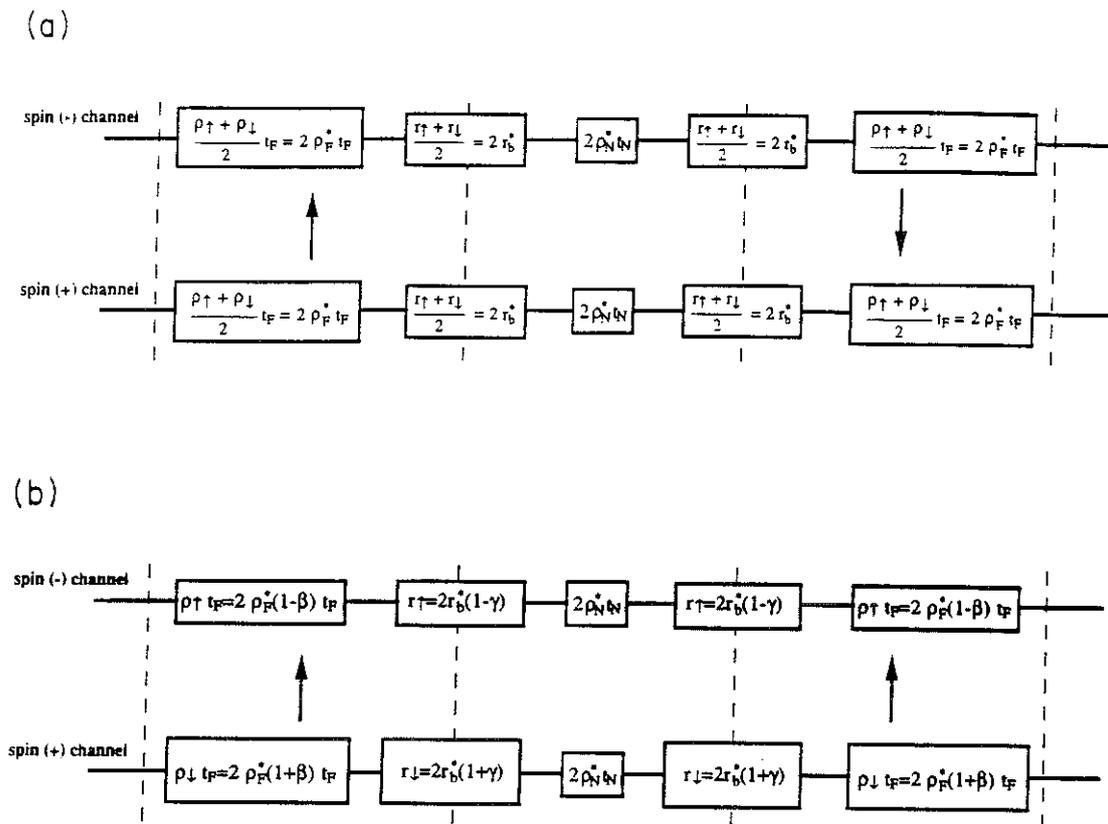


Fig. I.20. : Représentation schématique du modèle de résistance en série à deux courants permettant de décrire la CPP-MR, pour les configurations antiferromagnétiques (a) et ferromagnétiques (b) des aimantations des couches magnétiques successives . [33]

I.D.3. Difficultés expérimentales propres à l'étude de la magnétorésistance en courant perpendiculaire au plan

Les dimensions caractéristiques typiques des multicouches fabriquées sont:

- > Epaisseur totale de la multicouche (e): quelques 1000 Å
- > Surface supérieure ($L \times l$): quelques mm x quelques mm
- > Résistivité (ρ): de l'ordre de 10 $\mu\Omega \cdot \text{cm}$

Dans la géométrie CIP, la résistance des échantillons $R = (\rho \cdot L) / (e \cdot l)$ est de l'ordre de 1m Ω à 1 Ω et leur géométrie ne pose pas de problème particulier pour la mesure. L'effet de magnétorésistance géante peut donc être facilement mesuré par des méthodes conventionnelles. Il suffit par exemple de faire quatre contacts à la laque d'argent sur la surface de l'échantillon pour permettre une mesure de résistance de type "quatre fils", en utilisant simplement une source de courant et un voltmètre commerciaux pour faire la mesure.

Dans la géométrie CPP, la difficulté principale provient de la très faible résistance des échantillons. Dans cette géométrie, $R = (\rho.e) / (L.l)$ et la résistance par unité de surface des échantillons est donc de l'ordre de quelques $n\Omega \cdot \text{mm}^2$. La mesure de la CPP-MR nécessite donc l'emploi de méthodes expérimentales sophistiquées. Techniquement, l'alternative est la suivante:

- soit la section des échantillons est réduite à quelques microns carrés par des méthodes lithographiques complexes, afin d'obtenir une résistance mesurable de l'ordre du $m\Omega$,
- soit l'utilisation de méthodes de mesures ultrasensibles est nécessaire si l'on choisit de garder une section d'échantillon macroscopique (de l'ordre de 1 mm^2). En effet, dans ce cas la résistance à mesurer est de l'ordre du $n\Omega$. Et comme nous voulons étudier des variations de quelque pour-cent de la résistance, avec un courant de mesure de l'ordre de 0.1 A , la sensibilité minimum requise est de 10^{-12} Volt. Une telle sensibilité est 1000 fois supérieure à celle des meilleurs voltmètres commerciaux, aussi des méthodes de mesures ultrasensibles doivent être spécialement mises au point pour cette étude.

La seconde difficulté que présente l'étude de la CPP-MR est que cette géométrie interdit les mesures de résistance de type "4 fils" car il est matériellement impossible de placer quatre électrodes dans l'épaisseur de la multicouche. Les mesures doivent donc être réalisées en "2 fils" et par conséquent, la résistance effectivement mesurée comprendra, en plus de la résistance de la multicouche, les résistances de contact des électrodes de mesure.

I.D.4. Présentation des solutions technologiques proposées par les autres groupes étudiant la CPP-MR, avant le début de cette thèse, et parallèlement à celle-ci. Résultats physiques obtenus.

- **Solutions technologiques proposées par les autres groupes étudiant la CPP-MR, avant le début de cette thèse (avant septembre 1993).**

Les premières mesures de CPP-MR datent de 1991. Nous les devons à l'équipe de W.P. Pratt Jr., P.A. Schroeder et J. Bass de Michigan State University [27].

Les échantillons qu'ils utilisent sont des échantillons macroscopiques, de surface active $1,2 \text{ mm}^2$, et d'épaisseur $0,7 \mu\text{m}$, déposés par sputtering entre deux couches supraconductrices qui servent d'électrodes d'injection de courant et de

mesure de tension (voir figure I.21.). Les électrodes supraconductrices permettent de réduire la contribution des électrodes à la résistance mesurée. De plus, elles créent de part et d'autre de la multicouche des équipotentielles qui assurent la perpendicularité du courant avec le plan des couches ainsi que son homogénéité. (La surface active de l'échantillon est celle qui est comprise entre les deux électrodes supraconductrices en regard) [27]. (L'inconvénient des électrodes supraconductrices est qu'elles imposent une mesure aux températures cryogéniques).

Pour mesurer la CPP-MR de ces échantillons, il leur a fallu développer une méthode de mesure ultrasensible. Elle utilise un pont quatre fils avec un SQUID comme "détecteur de zéro" [36]. Le schéma de principe de la technique de mesure est présenté figure I.22.. Le diagramme complet de l'instrumentation utilisée est présenté figure I.23.. Il donne une idée de la complexité de la méthode mise en oeuvre. La sensibilité du dispositif en terme de tension est $10^{-12} \text{ V} / \sqrt{\text{Hz}}$ [37]

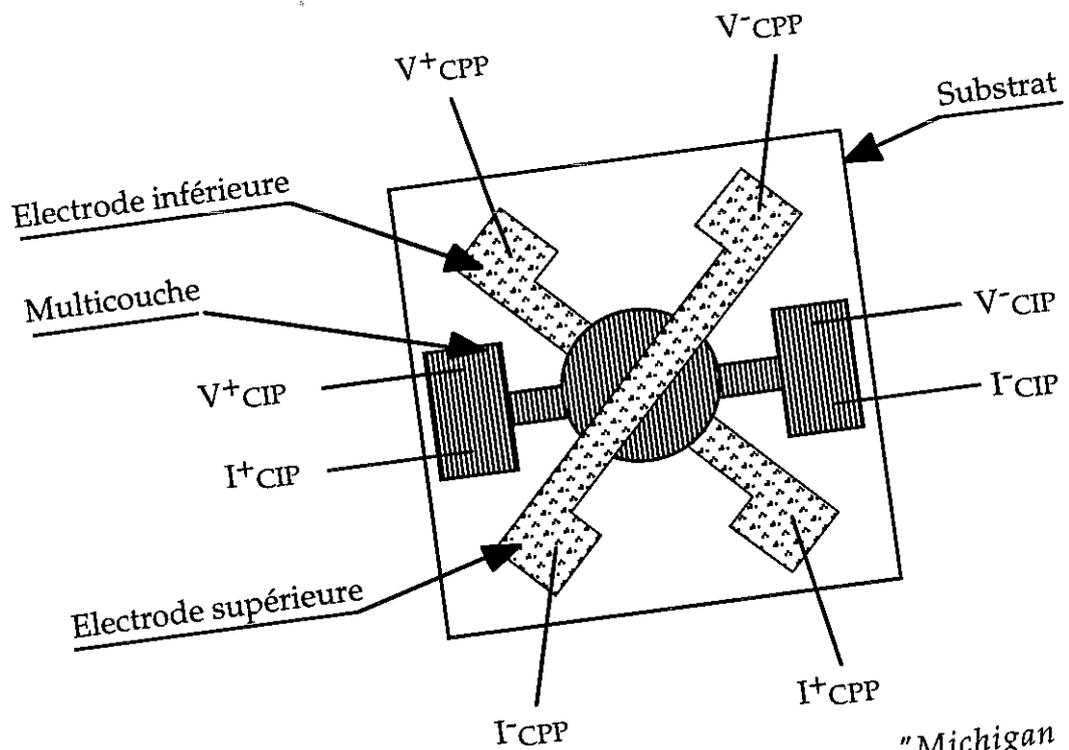


Fig. I.21. : Echantillons multicouches de type "Michigan State University" permettant à la fois la mesure de la CPP-MR et de la CIP-MR. Le substrat utilisé est soit du silicium, soit du saphir. Les électrodes de mesure de la CPP-MR sont supraconductrices (Nb ou NbTi). [27]

Nous devons la seconde approche historique au Laboratoire de Recherche Philips - Eindhoven, (Groupe de M.A.M. Gijs) [38]. En 1993, il publie les premières mesures de CPP-MR réalisées sur des échantillons multicouches lithographiées déposées par sputtering. Ces multicouches ont une épaisseur de l'ordre de $0.5 \mu\text{m}$ et une surface de 6 à $20 \mu\text{m}^2$. Leur résistance, de l'ordre du $\text{m}\Omega$, se mesure sans difficulté. Comme elles sont déposées entre deux électrodes métalliques normales, la CPP-MR peut être mesurée à toute température. Cette géométrie n'est cependant pas idéale pour faire l'étude fondamentale de la CPP-MR, car les électrodes étant résistives (et aussi faiblement magnétorésistives). Elles contribuent de façon non négligeable à la résistance totale mesurée, et elles n'assurent pas une distribution homogène du courant [4]. La distribution de courant dépend de surcroît de la température à laquelle la mesure est effectuée [39].

- Solutions proposées depuis (période septembre 1993 - juillet 1996)

La troisième solution qui a été proposée afin de permettre la mesure de la CPP-MR de multicouches est de déposer des multicouches dans les nanopores de membranes polymères, par électrodéposition. Cette solution a été simultanément développée par le groupe de L. Piraux à l'Université Catholique de Louvain La Neuve [40] (1994), et par le groupe de J.Ph. Ansermet de L'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne [41] (1994). Les échantillons obtenus sont schématiquement représentés figure I.24. Les nanofils ont une longueur de $6 \mu\text{m}$ et un diamètre de 80 nm . Leur section a donc une surface de $5 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^2$. Leur résistance est de l'ordre de 10 à 100Ω . La mesure de leur CPP-MR est donc très simple. L'étude fondamentale de la CPP-MR de ce type d'échantillon pose cependant un certain nombre de problèmes, liés à leur méthode de fabrication. En effet, l'électrodéposition ne permet pas un contrôle des épaisseurs de couche aussi fin que le sputtering (l'incertitude sur l'épaisseur d'une couche électrodéposée est quelques 10 \AA , contre 1 \AA en sputtering). Cette technique ne permet donc pas l'étude de la CPP-MR de multicouches à faibles épaisseurs de couches. D'autre part, les multicouches obtenues présentent des interfaces entre couches très rugueuses et difficiles à caractériser, ainsi qu'une pollution non négligeable de l'ensemble de la structure par les électrolytes et l'eau. Les couches non magnétiques (et ferromagnétiques respectivement) contiennent de plus quelques pour-cent du métal ferromagnétique (et non-magnétique respectivement). L'interprétation fine des résultats est donc assez difficile.

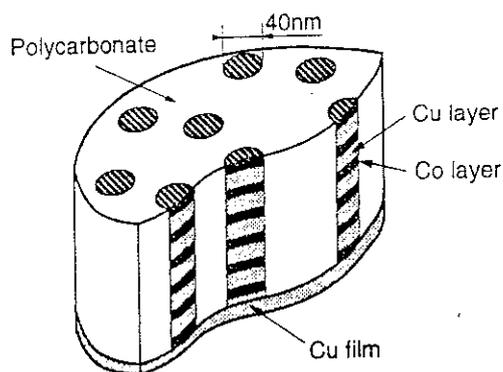


Fig. I.24. Représentation schématique des nanofils multicouches déposés dans leur matrice polymère. L'épaisseur de la membrane est de $6 \mu\text{m}$. [40]

La quatrième et dernière approche consiste à déposer les multicouches par sputtering ou MBE sur des substrats structurés en forme de V (dit "V-grooves"). Cette approche a été développée simultanément par deux groupes, le groupe de M.A.M. Gijs au Laboratoire de Recherche Philips - Eindhoven [42] (1995), et le groupe de T. Shinjo de l'Université de Kyoto [43] (1995).

L'approche du groupe de Philips est de faire un dépôt directionnel sur les marches des V-grooves (voir figure I.25.). Tout d'abord, une couche tampon épaisse et conductrice est déposée, puis la multicouche, et enfin une nouvelle couche conductrice épaisse qui réalise la connexion électrique entre les multicouches. En appliquant le courant perpendiculairement aux marches, on peut ainsi mesurer la CPP-MR d'un grand nombre de multicouches connectées en série. [En appliquant le courant parallèlement aux marches, on accède aussi à leur CIP-MR]. Le problème de cette géométrie est que la résistance des couches de connexion contribue de façon importante à la résistance totale mesurée, et que cette contribution est difficile à soustraire. La résistance de contact entre les empilements successifs est en particulier non négligeable en géométrie CPP [42]. [En CIP, c'est l'effet de shunt des couches basales et sommitales épaisses qui entache d'erreur la mesure de l'amplitude de CIP-MR de la multicouche]. D'autre part, il est clair qu'en courant perpendiculaire aux marches, les lignes de courant qui traversent la multicouche ne sont pas parfaitement perpendiculaires aux interfaces. Enfin, la fabrication de telles multicouches pose un problème technique important: celui de la fabrication des substrats. Pour obtenir des multicouches de ce type, la hauteur des marches doit être très faible car il est impossible d'empiler une multicouche sur une grande épaisseur sans

dégradation de sa qualité. Et la réalisation du motif "V-groove" de période $0.2 \mu\text{m}$ nécessite l'emploi d'une technologie de lithographie par interférences laser, qui est particulièrement délicate et non-conventionnelle. La fabrication de tels systèmes relève donc du déficit technologique.

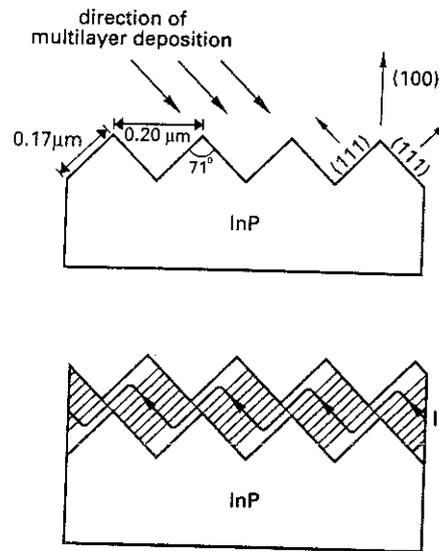


Fig. I.25. : Schéma de principe des dépôts directionnels de multicouche sur V-grooves. [42]

Les dépôts effectués sur V-grooves par le groupe de Kyoto sont non directionnels [43]. Ils sont de plus réalisés sur des motifs "V-grooves" beaucoup moins fins que ceux de Philips (pas des marches : 2 à $4 \mu\text{m}$, accessible par photolithographie). Un schéma des échantillons obtenus est présenté figure I.26.. Appliquer le courant perpendiculairement aux marches ne permet pas de mesurer la magnétorésistance en courant perpendiculaire aux couches, mais elle permet la mesure de la magnétorésistance en courant "à un angle" par rapport au plan des couches (cette mesure est notée CAP-MR pour "Current at an Angle to the Plane MagnetoResistance") [43]. La géométrie des échantillons permet également la mesure de la CIP-MR par application du courant de mesure parallèlement aux marches. P.M. Levy et al. ont montré que la CPP-MR pouvait être extraite des mesures de CAP-MR et de CIP-MR, à condition que l'épaisseur de multicouche déposée soit grande devant le pas du V-groove [44]. Cette condition est difficile à réaliser expérimentalement pour les raisons techniques évoquées dans le paragraphe précédent (réduire le pas des V-groove est très complexe, et augmenter l'épaisseur de multicouche pose des problèmes de dégradation de la qualité des couches).

Les deux premières approches historiques ont depuis été utilisées par deux autres groupes. W.P. Pratt Jr., lors de son séjour à l'Université de Leeds dans le groupe de M.A. Howson and B.J. Hickey, a monté un dispositif expérimental identique à celui qu'il avait développé à Michigan State University [45] (1995). Le Naval Research Laboratory de Washington (groupe de G.A. Prinz) a également mis au point un procédé de lithographie pour la fabrication de multicouches de quelques μm^2 de surface, adaptées aux mesures de CPP-MR [46] (1995). L'approche "nanofils électrodéposés" a également été reprise par K. Liu et al. de l'Université Johns Hopkins - Maryland [47] (1995).

(Ce chapitre nous a permis de faire de tour du monde de la CPP-MR).

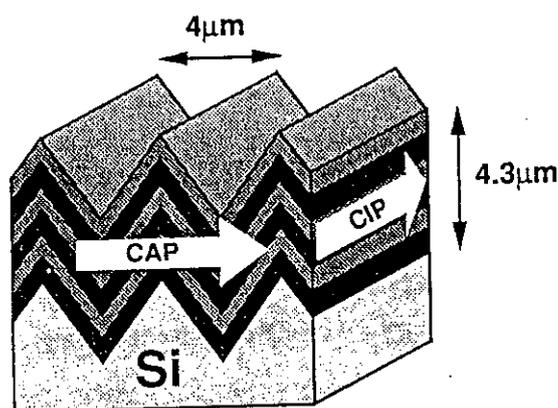


Fig. I.26. : Schéma de principe des dépôts non directionnels de multicouche sur V-grooves. [43]

- Résumé des résultats physiques obtenus par ces groupes

Entre 1991 et 1996, les chercheurs de Michigan State University ont étudié la CPP-MR à 4.2K de très nombreux systèmes.

- Ils ont tout d'abord vérifié expérimentalement, que, conformément à ce qui était attendu, la CPP-MR est bien supérieure à la CIP-MR. (Voir figure I.14.)
- Ils se sont ensuite attachés à étudier les variations de la CPP-MR, avec les épaisseurs de couches, et le nombre de couches, des systèmes suivants: (Co/Ag) , (Co/Cu), et (Ni₈₀Fe₂₀/Cu) [27,34,48,49]. Les épaisseurs des couches non magnétiques ont été choisies suffisamment épaisses, pour que les couches ferromagnétiques soient non-couplées entre elles (c'est le seul moyen d'obtenir

un "couplage" magnétique reproductible, d'une épaisseur des couches non-magnétiques à une autre). Le problème avec de telles multicouches est que l'état de résistance maximum est magnétiquement mal défini. Il ne correspond pas à un alignement antiferromagnétique parfait des aimantations des couches ferromagnétiques successives. A la vue des courbes de magnétorésistance de ces multicouches, on constate, de plus, (voir figure I.14.) que la résistance des échantillons qui n'ont jamais été soumis à un champ magnétique ($R(H_0)$), est supérieure à la résistance pic ($R(H_p)$) obtenue après un premier passage au champ de saturation ($R(H_p)$ est la résistance maximum de la courbe de seconde aimantation). Dans leurs dépouillements des résultats, les chercheurs de Michigan State University font l'hypothèse que $R(H_0)=R_{AP}$, ce qui est a priori très discutable. Ils ont cependant montré que le modèle de résistances en série à deux courants permettait de rendre compte des variations de CPP-MR observées (pour ce type d'échantillon, on est bien dans la limite de grande longueur de diffusion de spin). Ce modèle a également permis d'extraire des résultats expérimentaux les paramètres caractéristiques de la magnétorésistance, tels que les coefficients d'asymétrie de diffusion de spin aux interfaces et dans le volume des couches ferromagnétiques. Ils ont ainsi pu constater que, dans les multicouches étudiées, la contribution des interfaces à la CPP-MR est prépondérante (même dans le cas des couches de permalloy ($Ni_{80}Fe_{20}$) pour lesquelles une contribution principale de volume était qualitativement attendue).

- Les études suivantes ont porté sur les systèmes à double coercitivité: ($Co/Ag/Ni_{80}Fe_{20}/Ag$), et ($Co/Cu/Ni_{80}Fe_{20}/Cu$) [50], dans lesquels l'état de résistance maximum correspond à un alignement antiferromagnétique parfait des aimantations des couches ferromagnétiques successives. Ces échantillons sont donc plus proches que les précédents, des échantillons idéaux considérés dans le modèle à deux courants. Les résultats obtenus avec ces nouveaux échantillons ont été confrontés avec ceux attendus à partir des paramètres de résistivités établis pour les systèmes précédents. Les AR_p et AR_{AP} obtenus se sont révélés à peu près conformes à ceux attendus. Cependant, les ΔR obtenus avec les nouveaux échantillons sont 20 à 35 % supérieur à ceux attendus. En ajustant ensuite librement les paramètres de résistivités, sur les nouveaux résultats, ils obtiennent de nouvelles valeurs des paramètres de résistivités, qui restent cependant compatibles avec celles établies pour les multicouches à un seul constituant magnétique, dans les gammes de leurs incertitudes mutuelles [50]. En conclusion, la CPP-MR de multicouches à deux constituants magnétiques semble

relativement bien prédictible à partir des paramètres de résistivités établis pour les multicouches à un seul constituant magnétique.

- Les chercheurs de Michigan State University se sont ensuite attachés à étudier l'effet, sur la CPP-MR, de l'ajout dans les couches non-magnétiques d'impuretés de différentes natures. L'idée était de réduire la longueur de diffusion de spin afin de vérifier le modèle de T. Valet et A. Fert [33] décrivant la CPP-MR dans le cas des longueurs de diffusion de spin finies. Les multicouches (Co / Ag_{1-x}Sn_x), (Co / Ag_{1-x}Mn_x), (Co / Ag_{1-x}Pt_x), (Co / Cu_{1-x}Mn_x), et (Co / Cu_{1-x}Pt_x), avec des taux d'impuretés (x) de quelques pour-cent, ont ainsi été étudiées [51-53]. La validité du modèle de T. Valet et A. Fert a effectivement été vérifiée, et il a été possible d'extraire de la confrontation entre le modèle et les mesures, les longueurs de diffusion de spin des alliages considérés.

Le groupe de Philips a étudié expérimentalement, entre 4 et 300K, la variation de la CPP-MR avec la température des systèmes (Fe/Cr) et (Co/Cu) [38,42,54] (multicouches lithographiées et multicouches sur V-grooves). La variation de la CPP-MR avec la température a été modélisée par A. Fert, J.L. Duvail et T. Valet [55,56]. La réduction du rapport de magnétorésistance entre 4K et 300K est attribuée aux diffusions électrons-magnons et électrons-phonons dans le volume des couches ferromagnétiques et non magnétiques, ainsi qu'aux interactions des électrons de conduction avec les fluctuations de spin aux interfaces. Ces interactions induisent un mélange des spins ("spin mixing") croissant avec la température, et elles réduisent la CPP-MR. La confrontation du modèle avec les résultats expérimentaux [54-56] ne donne cependant qu'une indication qualitative sur les contributions relatives de ces différentes interactions, car les résultats expérimentaux ne donnent pas accès à la résistance CPP absolue des multicouches. (Rappelons que la résistance mesurée contient une contribution des résistances d'électrodes, et que la géométrie des lignes de courant n'est pas idéale).

Les groupes utilisant l'approche "nanofils électrodéposés" ont étudié la variation avec les épaisseurs et le nombre des couches (à 20K, à 77K et à 300K) de la CPP-MR des multicouches (Co/Cu) [4,40,41,47,62,63]. A haute température, l'hypothèse de grande longueur de diffusion de spin n'est plus vérifiée. Le modèle de résistances en série à deux courants ne peut donc pas être utilisé pour l'interprétation des résultats. C'est le modèle de T. Valet et A. Fert qui est utilisé. La confrontation des résultats expérimentaux avec le modèle permet d'obtenir les longueurs de diffusion de spin des systèmes étudiés, ainsi que les paramètres

caractéristiques de la GMR (résistivités de volume et d'interface, coefficients d'asymétrie de diffusion de spin). Les résistivités caractéristiques de ces multicouches sont environ dix fois supérieures à celles des multicouches déposées par sputtering car les couches électrodéposées sont polluées.

Les autres groupes cités [43-46] n'ont pas encore, à ma connaissance, publié d'études systématiques du même type que celle que nous venons de présenter. Seuls des résultats préliminaires ont été publiés, ne permettant pas à ce stade l'extraction des paramètres physiques fondamentaux de la CPP-MR.

I.E. RESUME DES OBJECTIFS DE CE PROJET ET PRESENTATION DES MOYENS POUR Y PARVENIR

I.E.1. Présentation de l'étude que nous avons souhaité mener à bien

Comme nous venons de le voir, les principales études expérimentales de la CPP-MR ont traité de l'influence de l'épaisseur des couches sur l'amplitude de magnétorésistance. Les résistances en configuration parallèle et antiparallèle des aimantations des couches magnétiques successives ont été confrontées aux descriptions théoriques de la CPP-MR. Ces études ont permis de séparer les contributions de volume et les contributions d'interface à la CPP-MR. Cependant, aucune étude (théorique ou expérimentale) ne s'est intéressée à la magnétorésistance CPP pour les configurations non colinéaires des aimantations des couches magnétiques successives. Pourtant, cette étude est de la plus grande importance pour la compréhension du phénomène de magnétorésistance géante, car, comme nous allons le voir, elle permet de résoudre la controverse existant concernant l'origine physique de la magnétorésistance géante.

Lors de sa découverte, la magnétorésistance géante des multicouches a été attribuée à la diffusion dépendante du spin des électrons de conduction sur les défauts de volume et d'interface des couches ferromagnétiques [16,31,32,35]. Cette explication fût dans un premier temps communément acceptée. Mais des modèles plus récents ont montré que les amplitudes de magnétorésistance observées pouvaient être également expliquées à partir de la structure de bande de la multicouche (sans tenir compte de la diffusion par les défauts) [57,58]. La séparation des bandes d des couches ferromagnétiques crée en effet des barrières de potentiel interfaciales dépendantes du spin, qui induisent des réflexions spéculaires électroniques pouvant être responsables de l'effet de magnétorésistance observé [59,60].

A. Vedyayev a suggéré que l'étude de la variation angulaire de la GMR devrait apporter de grandes informations sur la contribution des barrières de potentiel interfaciales [61]. Car faire varier continûment l'angle entre les aimantations des couches magnétiques successives revient à faire varier continûment la hauteur des marches de potentiel interfaciales. Ceci doit donc

permettre d'extraire la contribution des marches de potentiel interfaciales dépendante du spin à la magnétorésistance géante.

Par conséquent nous avons décidé d'étudier les variations de la CPP-MR avec l'angle entre les aimantations des couches magnétiques successives, ceci afin de séparer les deux contributions à la CPP-MR: la diffusion par les défauts et les interactions avec la structure de bande.

I.E.2. Présentation des solutions technologiques que nous avons choisi d'utiliser

Pour réaliser cette étude, il nous a fallu choisir l'approche expérimentale la mieux adaptée. Rappelons que techniquement, l'alternative est la suivante :

- soit la section des multicouches est réduite à quelques microns carrés afin d'obtenir une résistance mesurable de l'ordre du $m\Omega$. (Pour la fabrication des échantillons, des techniques de microfabrications sont alors utilisées),
- soit des méthodes de mesures ultrasensibles sont utilisées si l'on choisit de garder une section d'échantillon macroscopique (de l'ordre de 0.1 à 1 mm^2 par exemple). Dans ce dernier cas, la résistance à mesurer est de l'ordre du $n\Omega$. Et comme nous voulons étudier des variations de quelques pour-cent de celle-ci, avec un courant de mesure de l'ordre de 0.1 A , la sensibilité minimum requise est de 10^{-12} Volt . (Les échantillons utilisés sont alors dotés de contacts supraconducteurs).

Nous avons vu les avantages et les inconvénients des deux approches au chapitre III.D. Ils sont résumés dans le tableau suivant [4] :

	Echantillons microscopiques avec électrodes normales	Echantillons macroscopiques avec électrodes supra.
Résistance de contact	grande	faible
Distribution de courant	non homogène	homogène
Gamme de température	0K-300K	0K-9K
Gamme de champ	0T-10T	0T-3T
Potentialité pour les études fondamentales	quelques inconvénients	idéale
Potentialité pour la réalisation de capteurs	grande	faible

La géométrie la mieux adaptée à l'étude fondamentale de la CPP-MR est celle utilisée par le groupe de Michigan State University (échantillons de grandes surfaces déposés entre électrodes supraconductrices) [4,27].

Pour notre étude de la variation angulaire de la CPP-MR, cette géométrie est également la mieux adaptée pour les raisons suivantes:

- Les effets de bords (distorsion des lignes de courant et couplage magnétostatique entre les couches ferromagnétiques successives) sont négligeables dans cette géométrie [27].

- L'anisotropie de forme des échantillons a pour seul effet d'imposer à l'aimantation des couches ferromagnétiques d'être dans le plan des couches. (Les échantillons utilisés ne présenteront pas d'anisotropie de forme dans le plan).

Par conséquent, nous avons choisi d'utiliser des échantillons ayant cette géométrie.

Ce choix nous a imposé le développement de méthodes de mesures ultrasensibles. Elles sont présentées au chapitre II.

Leurs principes sont originaux. Contrairement au dispositif de Michigan State University, elles n'utilisent pas de SQUID.

Nous verrons que les dispositifs que nous avons développés ont permis d'atteindre une sensibilité de 10^{-14} V/ $\sqrt{\text{Hz}}$, 100 fois supérieure à celle du dispositif de Michigan State University [37]. Ils sont également plus souples d'utilisation. Ils permettent notamment d'effectuer des mesures à températures variables (de 50 mK à 9 K) alors que le dispositif de Michigan State University n'est utilisé qu'à 4.2K [37]. Ils permettent également de faire tourner l'échantillon dans le champ magnétique à froid (l'échantillon est totalement fixe dans le dispositif de Michigan State University [37]). Le domaine d'application de ces dispositifs est bien entendu beaucoup plus large que la CPP-MR des multicouches magnétiques.

I.F. BIBLIOGRAPHIE

- [1] B. Dieny, dans "Information Storage: Basic and Applied", J. Magn. Magn. Mater. 136, 335 (1994) (*article de synthèse*)
- [2] P.M. Levy, Solid State Phys. 47, 367 (1994) (*article de synthèse*)
- [3] P. Bruno, Phys Rev B 52, 411 (1995) (*article de synthèse*)
- [4] M.A.M. Gijs and G.E.W. Bauer, à paraître dans "Advances in Physics" (1996) (*article de synthèse*)
- [5] "Magnetism and Structure in Systems of Reduced Dimensions", édité par R.F.C. Farrow et al., NATO ASI Series B, Vol. 309, Plenum Press, New York (1993)
- [6] "Ultrathin Magnetic Structures", Edité par J.A.C. Bland et B. Heinrich, Springer Verlag, Berlin (1994)
- [7] H.M. Rosenberg, *Low Temperature Solid State Physics*, Ed. Oxford at the Clarendon Press (1965)
- [8] J.M. Ziman, *Electrons and Phonons*, Ed. Oxford at the Clarendon Press (1960)
- [9] R.G. Chambers, *The Fermi Surface*, Ed. Wiley, New York (1960)
- [10] W. Thomson, Proc. Roy. Soc., 8, 546, (1857)
- [11] J. Smith, Physica 16, 612 (1951)
- [12] I.A. Campbell, A. Fert and O. Jaoul, J. Phys. C, Solid State Phys. 3, Met. Phys., Suppl. 1, S95, (1970)
- [13] T.R. Mc Guire and R.I. Potter, IEEE Trans. Magn. 11, 1018, (1975)
- [14] A.P. Malozemoff, Phys. Rev. B 32, 6080, (1985)
- [15] D.A. Thompson, L.T. Romankiw and A.F. Mayadas, IEEE Trans. Mag. 11, 1039 (1975)
- [16] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. 61, 2472 (1988)
- [17] S. Jin, T.H. Tiefel, M. McCormack, R.A. Fastnacht, R. Ramesh & L.H. Chen, Science 264, 413 (1994)
- [18] C. Zener, Phys Rev 81, 440 (1951)
- [19] A.J. Millis, P.B. Littlewood and B.I. Shraiman, Phys. Rev. Lett. 74, 5144, (1995)
- [20] Y. Moritomo, A. Asamitsu, H. Kuwahara, and Y. Tokura, Nature 380, 141 (1996)
- [21] N.F. Mott, Proc. Roy. Soc. A156, 368 and 699 (1936), et N.F. Mott, Advances in Physiques 13, 325 (1964)
- [22] A. Fert and I.A. Campbell, J. Phys. F: Metal Phys. 6, 849, (1976)
- [23] P. Bruno and C. Chappert, Phys. Rev. Lett. 67, 1602 (1991)

- [24] S.S.P. Parkin, R. Bhadra, and K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* 66, 2152, (1991)
- [25] F. Petroff, A. Barthélémy, D.H. Mosca, D.K. Lottis, A. Fert, P.A. Schroeder, W.P. Pratt Jr., R. Loloee, and S. Lequien, *Phys. Rev. B*, 44, 5355 (1991)
- [26] P.J.H. Bloemen, M.T. Johnson, M.T.H. Van de Vorst, R. Coehoorn, J.J. De Vries, R. Jungblut, J. Aan de Stegge, A. Reinders and, W.J.M. De Jonge, *Phys. Rev. Lett.* 72, 764, (1994)
- [27] W.P. Pratt Jr., S.F. Lee, J.M. Slaughter, R. Loloee, P.A. Schroeder, and J. Bass, *Phys. Rev. Lett.* 66, 3060, (1991)
- [28] L.B. Steren, A. Barthélémy, J.L. Duvail, A. Fert, R. Morel, F. Petroff, P. Holody, R. Loloee, and P.A. Schroeder, *Phys. Rev. B* 51, 292 (1995)
- [29] B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Wilhoit, and D. Mauri, *Phys. Rev. B*, 43, 1297 (1991)
- [30] B. Dieny, A. Chamberod, J.B. Genin, B. Rodmacq, S.R. Teixeira, S. Auffret, P. Gerard, O. Redon, J. Pierre, R. Ferrer and B. Barbara, *J. Magn. Magn. Mat* 126, 433, (1993)
- [31] R.E. Camley and J. Barnas, *Phys. Rev. Lett.* 63, 664 (1989)
- [32] P.M. Levy, S. Zhang, and A. Fert, *Phys. Rev. Lett.* 65, 1643 (1990)
- [33] T. Valet and A. Fert, *Phys. Rev. B* 48, 7099 (1993)
- [34] S.F. Lee, W.P. Pratt Jr., R. Loloee, P.A. Schroeder and J. Bass, *Phys. Rev. B* 46, 548 (1992)
- [35] S. Zhang, P.M. Levy, and A. Fert, *Phys. Rev. B* 45, 8689 (1992)
- [36] D.L. Edmunds, W.P. Pratt Jr., and J.A. Rowlands, *Rev. Sci. Instrum.* 51, 1516, (1980)
- [37] W.P. Pratt Jr., communication privée, (1995)
- [38] M.A.M. Gijs, S.K.J. Lenczowski, and J.B. Giesbers, *Phys. Rev. Lett.* 70, 3343 (1993)
- [39] M.A.M. Gijs, J.B. Giesbers, S.K.J. Lenczowski, and H.H.J.M. Janssen, *Appl. Phys. Lett.* 63, 111, (1993)
- [40] L. Piraux, J.M. George, J.F. Despres, C. Leroy, E. Ferain, R. Legras, K. Ounadjela, and A. Fert, *Appl. Phys. Lett.* 65, 2484 (1994)
- [41] A. Blondel, J.P. Meier, B. Doudin, and J-Ph. Ansermet, *Appl. Phys. Lett.* 65, 3019 (1994)
- [42] M.A.M. Gijs, M.T. Johnson, A. Reinders, P.E. Huisman, R.J.M. Van de Veerdonk, S.K.J. Lenczowski, and R.M.J. Van Gansewinkel, *Appl. Phys. Lett.* 66, 1839 (1995)
- [43] T. Ono and T. Shinjo, *J. Phys. Soc. Japan* 64, 363 (1995)
- [44] P.M. Levy, S. Zhang, T. Ono and T. Shinjo, *Phys. Rev. B* 52, 16049 (1995)

- [45] N.J. List, W.P. Pratt Jr., M.A. Howson, J. Xu, M.J. Walker, B.J. Hickey and D. Greig, *Mat. Res. Soc. Proc.* 384, 329 (1995)
- [46] W. Vavra, S.F. Cheng, A. Fink, J.J. Krebs, G.A. Prinz, *Appl. Phys. Lett* 66, 2579 (1995)
- [47] K. Liu, K. Nagodawithana, P.C. Searson and C.L. Chien, *Phys. Rev. B* 51, 7381 (1995)
- [48] S.F. Lee, Q. Yang, P. Holody, R. Loloee, J.H. Hetherington, S. Mahmood, B. Ikegami, K. Vingen, L.L. Henry, P.A. Schroeder, W.P. Pratt Jr., and J. Bass, *Phys Rev B* 52, 15426 (1995)
- [49] W.P. Pratt Jr., S.F. Lee, P. Holody, Q. Yang, R. Loloee, J. Bass, and P.A. Schroeder, *J. Magn. Magn. Mat.* 126, 406 (1993)
- [50] W.P. Pratt Jr., Q. Yang, L.L. Henry, P. Holody, W.C. Chiang, P.A. Schroeder and J. Bass, *J. Appl. Phys.* 79, 5811 (1996)
- [51] W.P. Pratt Jr., S.F. Lee, Q. Yang, P. Holody, R. Loloee, P.A. Schroeder, and J. Bass, *J. Appl. Phys.* 73, 5326 (1993)
- [52] J. Bass, Q. Yang, S.F. Lee, P. Holody, R. Loloee, P.A. Schroeder, and W.P. Pratt Jr., *J. Appl. Phys.* 75, 6699 (1994)
- [53] Q. Yang, P. Holody, S.F. Lee, L.L. Henry, R. Loloee, P.A. Schroeder, W.P. Pratt Jr., and J. Bass, *Phys. Rev. Lett.* 72, 3274 (1994)
- [54] M.A.M. Gijs, *Mat. Sci. Eng. B* 31, 85 (1995)
- [55] A. Fert, J.L. Duvail, and T. Valet, *Phys. Rev. B* 52, (1995)
- [56] J.L. Duvail, Thèse de Doctorat de l'Université Paris-Sud, Orsay (1995)
- [57] K.M. Shep, P.J. Kelly, and G.E.W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* 74, 586 (1995)
- [58] P. Zahn, I. Mertig, M. Richter and H. Eschrig, *Phys. Rev. Lett.* 75, 2996 (1995)
- [59] J. Barnas, and A. Fert, *Phys. Rev. B* 49, 12835 (1994)
- [60] A. Vedyayev, C. Cowache, N. Ryzhanova and B. Dieny, *Physics Letters A* 198, 267 (1995)
- [61] A. Vedyayev, B. Dieny, N. Ryzhanova, J.B. Genin and C. Cowache, *Europhys. Lett.* 25, 465 (1994)
- [62] B. Voegeli, A. Blondel, B. Doudin, and J.Ph. Ansermet, *J. Magn. Magn. Mat.* 151, 388 (1995)
- [63] B. Doudin, A. Blondel, and J.Ph. Ansermet, *J Appl. Phys.* 79, 6090 (1996)

Chapitre II

Dispositifs expérimentaux

où la fréquence de chaque terme est spécifiée en indice et entre parenthèse. Les termes perturbatifs sont alors aux fréquences f_1 et f_2 , et le deuxième terme, celui qui nous intéresse, est à f_1+f_2 et f_1-f_2 . Nous amplifions V de la même manière que pour la mesure de $R(H)$, avec un transformateur et un amplificateur bas bruit. Puis nous détectons sa composante à la fréquence f_1+f_2 ($V_{f_1+f_2}$) grâce à une détection synchrone. Nous obtenons ainsi $dR/dH(H)$. En fait, la réjection de la détection synchrone entre les signaux à différentes fréquences est 10^4 , et la composante de V à f_1 ($d\Phi/dt$) est supérieure à 10^4 fois la sensibilité requise, aussi la réjection de la détection synchrone n'est-elle pas suffisante pour éliminer ce terme parasite principal. Nous devons tout d'abord réaliser une opposition sur $d\Phi/dt$ grâce à une mutuelle inductance, comme mentionné plus haut, et ensuite nous pouvons mesurer $V_{f_1+f_2}$ sans erreur introduite par V_{f_1} et V_{f_2} . (Les termes parasites à f_2 sont suffisamment faibles pour être éliminés par la réjection de la détection synchrone). Dans la suite, nous appellerons simplement f la fréquence de détection (f_1+f_2). Cette fréquence a été choisie égale à 9 Hz. A cette fréquence, le régime de bruit blanc de notre appareillage est quasiment atteint, et les termes perturbatifs sont suffisamment faibles pour être éliminés de la manière que nous venons de décrire. Il reste une précaution à prendre, pour éliminer les perturbations introduites par les petites distorsions harmoniques de $d\Phi/dt$, qui sont induites par les courants de Foucault générés par la modulation de champ dans le calorimètre. Pour éliminer tout problème dû à ces distorsions, nous avons choisi f_1+f_2 différent des harmoniques supérieures de f_1 . Nous avons pris $f_1 = 0.8 f$ et $f_2 = 0.2 f$.

II.B.2. Dispositifs expérimentaux

II.B.2.a. Présentation générale

Les dispositifs expérimentaux de mesure de $R(H)$ et dR/dH , que nous avons développés à partir des principes exposés aux paragraphes précédents, sont représentés figure II.1. et II.2. respectivement. Notons que la partie basse température et un grand nombre d'appareils électroniques sont communs aux deux méthodes.

- Le champ magnétique continu H est généré par une bobine supraconductrice, alimentée par une source de courant régulée.
- Pour la mesure de dR/dH , une bobine de cuivre est placée autour de l'échantillon, pour fournir la modulation dH .

- La source de courant maître-esclave a été conçue au laboratoire de façon à ce que la source esclave, qui délivre le courant pour la mutuelle inductance d'opposition M , soit déphasable par rapport à la source maître (qui alimente l'échantillon lors des mesures de $R(H)$), et la bobine de modulation de champ lors des mesures de dR/dH), ceci afin de permettre la meilleure opposition possible, à $(M_p di/dt)$ lors des mesures de $R(H)$, et à $(d\Phi/dt)$ lors des mesures de dR/dH .
- Le transformateur a un rapport 25000, et nous l'avons placé dans le bain d'hélium pour réduire son bruit thermique.
- L'amplificateur fonctionne à température ambiante avec un FET bas bruit. Son gain est de 100.
- Une capacité additive (C_a) est utilisée pour amener la fréquence de résonance du circuit à 9 Hz.
- La détection synchrone numérique est utilisée pour détecter le signal.

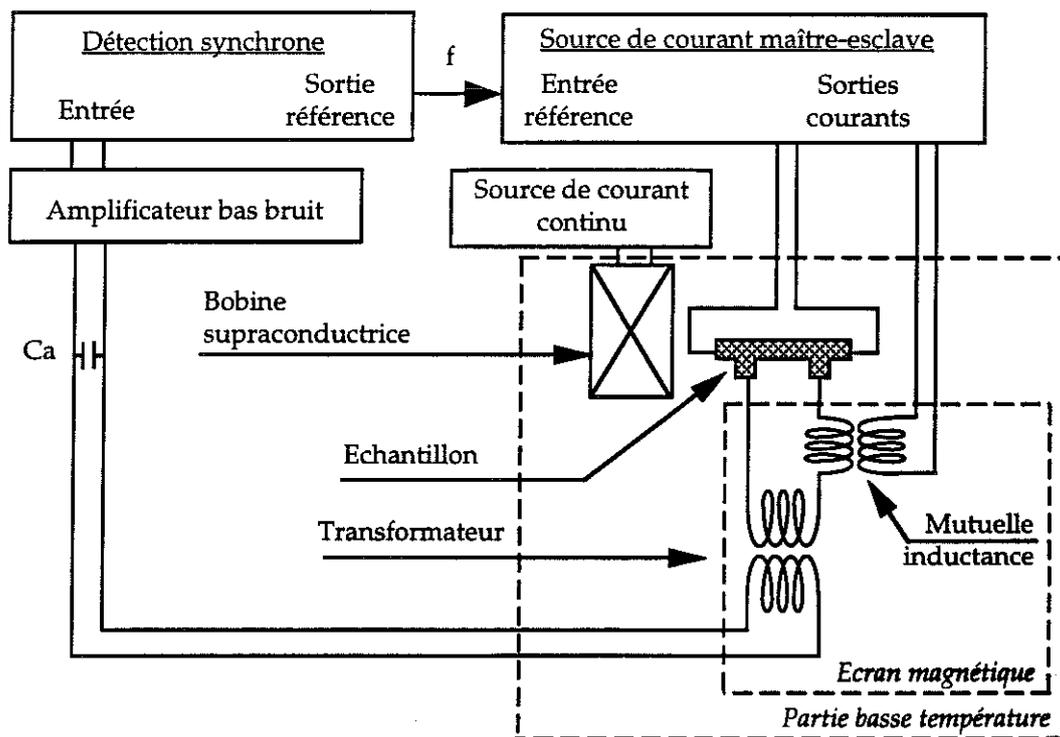


Fig. II.1. : Représentation schématique du dispositif de mesure de $R(H)$. f est la fréquence du courant de mesure ainsi que la fréquence de détection de la détection synchrone.

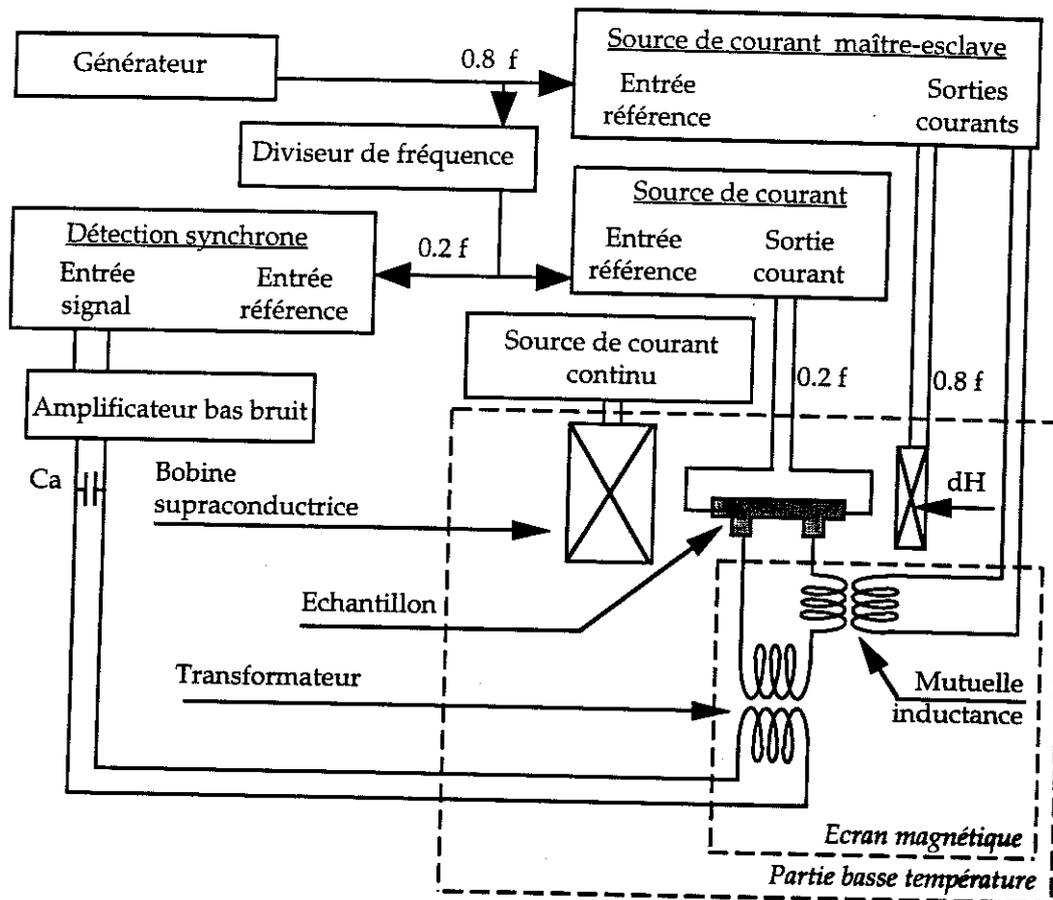


Fig. II.2. : Représentation schématique du dispositif de mesure de dR/dH . f est la fréquence de détection de la détection synchrone. La fréquence du courant d'échantillon est $0.2f$ et la fréquence de la modulation de champ est $0.8f$. La bobine de modulation de champ est désignée par dH .

II.B.2.b. Choix des appareils de mesure, et caractéristiques mesurées dans nos conditions d'utilisation.

La source de courant maître-esclave ($0.1\mu\text{A}$ - 100mA) a été conçue au laboratoire de façon à ce que la source esclave (qui délivre le courant pour la mutuelle inductance) soit déphasable par rapport à la source maître (qui alimente l'échantillon lors des mesures de $R(H)$), et la bobine de modulation de champ lors des mesures de dR/dH); ceci afin de permettre la meilleure opposition possible sur les termes perturbatifs.

- La référence de phase et de fréquence (f) de la source maître est fournie par un générateur extérieur dont les caractéristiques sont données dans la suite.
- L'analyse spectrale des courants délivrés (pour la gamme 10-100 mA) montre une seule harmonique supérieure (à $2f$) d'amplitude égale à 5.10^{-5} fois celle du courant délivré à f . A toute autre fréquence, le niveau du bruit de fond a une amplitude égale à 7.10^{-7} fois le courant nominal. (C'est le générateur de référence qui est, en fait, responsable de ces chiffres). La qualité des courants délivrés est donc excellente.
- Pour un fonctionnement à 9 Hz, le déphasage de la source esclave par rapport à la source maître est ajustable à 0.01° près sur une plage de 10° , et sa stabilité est excellente (l'amplitude des fluctuations du déphasage, enregistrée sur plusieurs heures, est égale à $\pm 0.01^\circ$).
- L'amplitude des courants délivrés est ajustable à 10^{-5} près, et leur stabilité sur plusieurs heures est à $\pm 5.10^{-5}$ près (c'est en fait l'instabilité du générateur de référence).

Les caractéristiques de cette source de courant permettent de réaliser, avec la mutuelle inductance, une opposition à 10^{-3} près sur les termes parasites. (C'est l'imprécision sur la phase qui limite la précision de l'opposition à 10^{-3}).

Le transformateur est composé de :

- un noyau torique fabriqué avec un ruban de métal amorphe présentant une grande perméabilité magnétique à basse température (matériau utilisé: Cryoperm 10, commercialisé par Vacuumschmelze) [3],
- un secondaire en cuivre constitué de 25000 spires, et,
- un primaire en plomb (supraconducteur dans l'hélium liquide).

Sa réponse est linéaire et reproductible, à un peu mieux que 0.3% près, jusqu'à ce que sa tension de sortie atteigne 0.3 mV. Au delà, le transformateur commence à saturer très légèrement, et les défauts de linéarité de sa réponse deviennent importants. Nous travaillons donc toujours dans des conditions telles que la tension de sortie du transformateur soit inférieure à 0.3 mV. Dans ces conditions, le transformateur n'induit pas de distorsion harmonique détectable du signal.

L'amplificateur bas bruit utilisé a été fabriqué au laboratoire. Son étage d'entrée est constitué d'un transistor à effet de champ (FET), qui présente une très grande impédance d'entrée à basse fréquence (1 G Ω). Le FET a été choisi pour ses très faibles courant et tension de bruit (10^{-14} A/ $\sqrt{\text{Hz}}$ [4], et 5.10^{-9} V/ $\sqrt{\text{Hz}}$, ramenés à l'entrée de l'amplificateur, à 9Hz). Son rapport d'amplification est de 100 avec une stabilité meilleure que 10^{-3} . Sa réponse est parfaitement linéaire pour des signaux allant jusqu'à 0.7 mV en entrée.

La tension alternative provenant de l'échantillon est mesurée, après amplification, grâce à une détection synchrone "basses fréquences" (1mHz - 102kHz), double phase, numérique (Stanford Research Systems - SR830 DSP). Elle a été choisie pour les raisons suivantes:

- Elle permet la détection à toute fréquence harmonique de sa fréquence de référence f_0 (détection à $f_0, 2f_0, 3f_0, \dots, 1999f_0$), ce qui permet la mesure de dR/dH à la fréquence f , alors que la référence de la détection synchrone est donnée par $0.2f$.
- Sa phase est définie à 0.01° près (nous avons vérifié qu'elle est également stable dans le temps à 0.01° près), et la quadrature est définie à 0.001° par rapport à la phase, ce qui permet de détecter avec précision la partie de la réponse de l'échantillon en phase avec le courant qui le traverse (c'est-à-dire sa résistance, sans sa mutuelle parasite).
- Sa réjection entre les signaux à différentes fréquences est excellente (10^4), ce qui permet d'éliminer en grande partie le terme parasite $d\Phi/dt$ lors de la mesure de dR/dH ,
- Elle possède un générateur interne numérique de très bonne qualité (le signal est défini sur 16 bits), qui sert de référence pour la source de courant maître-esclave de la méthode $R(H)$. Le générateur supplémentaire, qui est utilisé pour la méthode dR/dH , est identique à celui de la détection synchrone. Les signaux sinusoïdaux que délivrent ces générateurs présentent les caractéristiques mesurées suivantes. Leur pureté spectrale est excellente. La seule harmonique supérieure détectable est à $2f$ et $V(2f) = 5.10^{-5} \times V(f)$. Aux autres fréquences, l'amplitude du "bruit de fond" vaut $7.10^{-7} \times V(f)$.
- En court-circuit, le bruit propre d'entrée de la détection synchrone, mesuré à 9 Hz, vaut $25 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Son bruit est donc négligeable comparé au bruit de sortie de l'amplificateur: $500 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$.
- La résolution sur le signal mesuré par la détection synchrone (DS) est de 10^{-4} , mais le gain de son étage d'entrée est seulement stable à 10^{-3} près (dérive thermique des composants de l'amplificateur analogique d'entrée de la DS).

L'imprécision finale, sur le signal mesuré, provient essentiellement des défauts de linéarité et de reproductibilité de la réponse du transformateur. Elle est égale à $\pm 0.3\%$.

Une fois les méthodes mises au point, l'ensemble du dispositif a été interfacé, et les procédures de mesure ont été automatisées grâce à un programme écrit sous LabView (logiciel de programmation graphique commercialisé par National Instruments). Les sources de courant "maison" utilisées n'ayant pas été conçues

comme programmables à l'origine, certaines modifications ont dû être réalisées pour les rendre pilotables (essentiellement: ajouts d'interrupteurs commandés par des opto-coupleurs).

II.B.2.c. Caractéristiques des bobines magnétiques

Le champ continu H est délivré par une bobine constituée de fils supraconducteurs en NbTi. Elle a été conçue et réalisée au laboratoire pour créer un champ de 8 Tesla au maximum, homogène à $4 \cdot 10^{-4}$ près en son centre, sur 6 cm de hauteur et 2 cm de diamètre (grâce à une géométrie des enroulements comprenant une encoche de compensation). Son H/I vaut 1020 Oe/A. Elle est montée dans l'enceinte à hélium du cryostat. Son diamètre intérieur est de 75 mm. Sa hauteur est de 150 mm.

Nous avons choisi de générer le champ alternatif grâce à un électroaimant distinct et non supraconducteur, car les bobines supraconductrices supportent mal l'application de courants alternatifs (risque de transition normale du fil supraconducteur). Le champ alternatif dH est donc fourni par une bobine en fil de cuivre calculée et fabriquée spécialement pour cette expérience. Elle a été dimensionnée grâce à un logiciel de simulation développé au CRTBT. Elle comprend une encoche de compensation qui assure l'homogénéité du champ qu'elle délivre. Son H/I est de 322 Oe/A, et le champ qu'elle délivre est homogène à $3 \cdot 10^{-4}$ près en son centre, sur un volume de 1.2 cm de hauteur et 1.2 cm de diamètre, ce qui est grand devant les dimensions des échantillons (1mm x 1 mm x 0.1 μ m). Son diamètre intérieur est de 40 mm (le porte-échantillon tournant (voir dans la suite) peut être placé en son centre). La hauteur de cette bobine est de 70 mm.

Remarque: étant donné les dimensions respectives des deux bobines, la bobine supraconductrice ne s'oppose pas à la création de la modulation alternative. En effet, nous pouvons nous attendre à ce que la bobine supraconductrice compense toute variation du flux en son sein (surtout dans le mode "court-circuité", dans lequel nous travaillons). Ici, les lignes de flux de la bobine de modulation se referment à l'intérieur de la bobine supraconductrice, cette dernière ne "voit" donc pas de variation du flux, et elle n'écrante donc pas la modulation de champ.

Le dispositif expérimental est cependant monté dans un tube d'inox (la "canne de mesure") dans lequel la modulation de champ induit des courants de Foucault.

Ces courants écrantent, en partie, la modulation de champ, car le calorimètre se comporte comme une spire court-circuitée de résistance R et d'inductance L . De ce fait, l'amplitude de l'écrantage dépend typiquement: de la fréquence d'oscillation du champ, et de la température du calorimètre (4.2K dans notre cas). Un étalonnage, en fonction de la fréquence, de l'amplitude effective de la modulation de champ vue par l'échantillon a donc dû être effectué à 4.2 K. Pour cet étalonnage, une bobine de détection, fabriquée spécialement, a été placée en lieu et place de l'échantillon. Le résultat obtenu est présenté figure II.3.. Le H/I effectivement vu par l'échantillon, pour une modulation du champ à 9 Hz, vaut 275 Oe/A

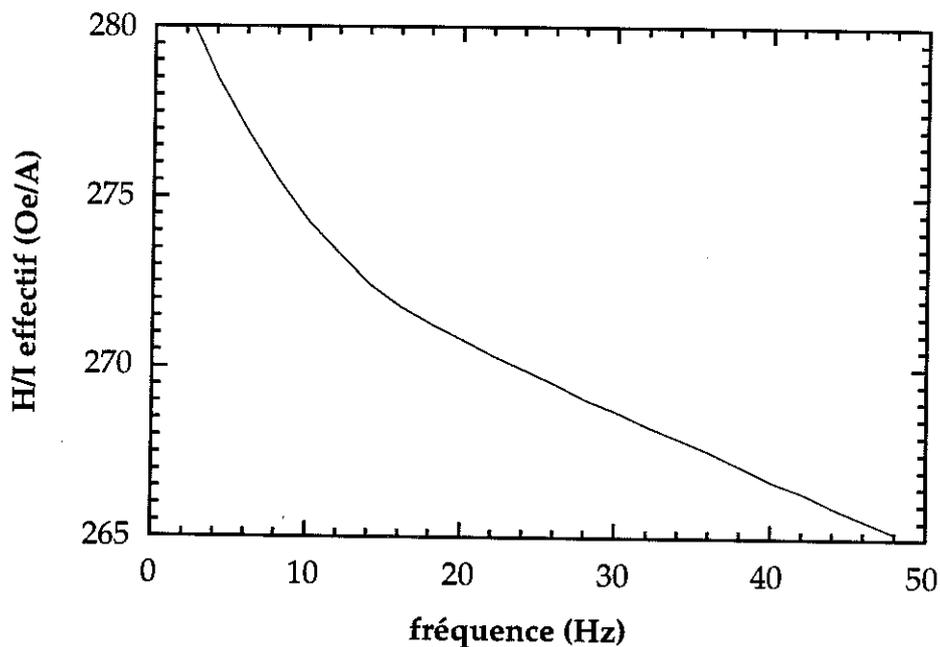


Fig. II.3. : Courbe d'étalonnage du H/I effectif vu par l'échantillon, entre 2 et 50 Hz, et à 4.2 K.

II.B.2.d. Géométrie de la partie "basse température" du dispositif

La géométrie de la partie "basse température du dispositif est présentée figure II.4..

Le cryostat utilisé est constitué de deux enceintes munies chacune d'un vide d'isolement. Le premier vide d'isolement contient du super-isolant afin de limiter le rayonnement entre l'extérieur du cryostat (300 K) et l'azote liquide (77 K). L'enceinte d'azote peut contenir 35 l et elle a une autonomie de deux jours. Un deuxième vide

d'isolement la sépare de l'enceinte d'hélium qui contient 30 l. La consommation d'hélium liquide est de 0.3 l/h en absence de la "canne de mesure", et de 0.5 l/h en présence de celle-ci.

Le tube porte-expérience (ou "canne de mesure") a été conçu de façon à pouvoir être extrait du cryostat à froid, pour pouvoir changer facilement d'échantillon, tout en limitant la consommation de fluides cryogéniques (il n'est pas nécessaire de réchauffer le cryostat pour changer l'échantillon).

La mutuelle inductance et le transformateur ne devant pas être utilisés sous champ, nous avons dû les placer dans un ensemble d'écrans. Souhaitant travailler avec un champ allant jusqu'à 3 Tesla au niveau de l'échantillon, nous utilisons un ensemble d'écrans, composé de trois cylindres fermés, constitués respectivement de l'extérieur vers l'intérieur: de Niobium-Titane, de Fer pur recuit, et de Plomb. Ces boîtes gigognes ont des épaisseurs de 1.5 mm. Avec une sonde de Hall, placée au centre de cet ensemble d'écrans, nous avons mesuré qu'il permet d'écranter parfaitement un champ de 1,6 kOe (champ pour lequel le premier Oe pénètre au centre des boîtes). Connaissant la carte de champ magnétique de notre bobine supraconductrice, les écrans ont donc dû être placés à une distance supérieure à 24 cm de son centre, afin d'être soumis à moins de 1,6 kOe lorsque la bobine délivre en son centre 30 kOe. (Nous n'envisageons pas de mesurer la CPP-MR des multicouches à plus fort champ, car à 30 kOe, leur aimantation est généralement totalement saturée).

Nous avons pris soin de construire le dispositif avec des matériaux non magnétiques : inox, laiton, araldite, afin que le champ rémanent soit le plus faible possible. En fait, la principale source de champ rémanent sera les quanta de flux piégés dans les câbles de la bobine supraconductrice. Le champ rémanent est au maximum de 120 Oe lorsque le champ a été monté au maximum (8 Tesla). Il est seulement de l'ordre de 1 Oe lorsque le champ n'est pas monté au dessus de 0.5 tesla. (Les mesures des chapitres III et IV ont été réalisées avec des champs inférieurs ou égaux à 0.5 Tesla)

Le porte-échantillon a été conçu de façon à permettre le réglage précis, à froid, de l'orientation de l'échantillon par rapport au champ magnétique. Ce réglage est réalisé grâce à un dispositif mécanique complexe (relevant du mécanisme d'horlogerie). Il permet de commander, depuis l'extrémité supérieure de la "canne de mesure", la rotation de l'échantillon, respectivement sur 180° et 10°, autour de deux

axes horizontaux et perpendiculaires entre eux, l'axe du champ étant vertical. La rotation sur 10° permet d'ajuster le parallélisme entre le plan de l'échantillon et l'axe du champ. La rotation sur 180° permet de faire tourner le plan de l'échantillon dans le champ. La figure II.5. schématise les mouvements possibles.

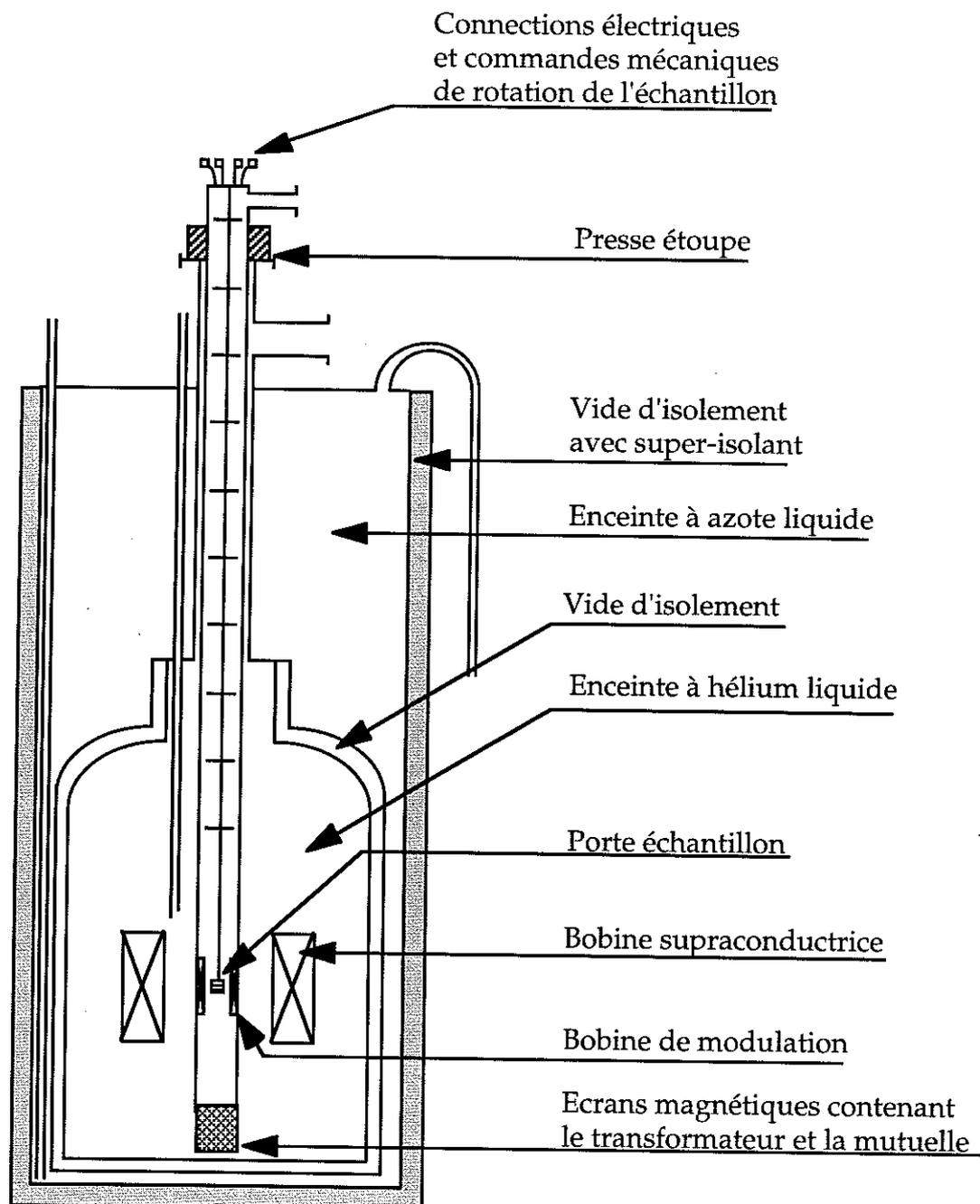


Fig. II.4. : Géométrie du dispositif expérimental: partie "basse température".

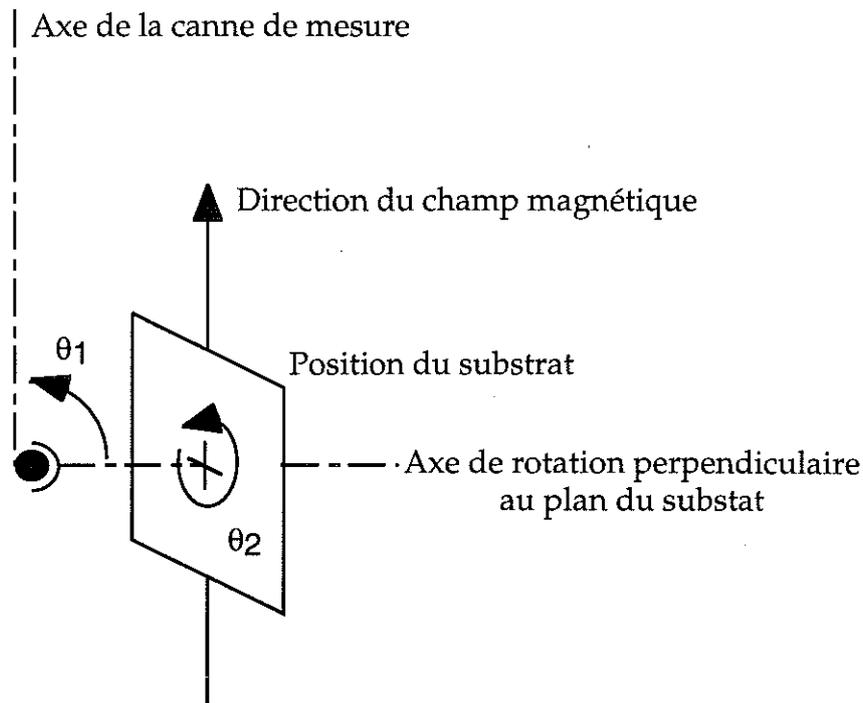


Fig. II.5. : Représentation schématique des rotations possibles de notre porte-échantillon tournant. Le réglage de θ_1 permet d'ajuster le parallélisme entre le plan du substrat et l'axe du champ magnétique. La rotation θ_1 maximum possible est de 10° . La rotation θ_2 permet de faire tourner le plan de l'échantillon dans le champ magnétique, de 0 à 180° .

Les rotations θ_1 et θ_2 du porte-échantillon tournant sont commandées depuis l'extrémité supérieure du cryostat grâce à des tiges de commandes (1 et 2) dotées de compte-tours précis (les valeurs affichées par les compteurs sont notées C_1 et C_2 dans la suite). Les rotations θ_1 et θ_2 ont été étalonnées, grâce à une spire de détection de 1.2 cm de diamètre, placée parallèlement à l'axe de rotation de θ_2 (c'est-à-dire perpendiculairement à la position du substrat dans la figure II.5.). Pour l'étalonnage, une modulation de champ dH , de fréquence f , a été appliquée au système; et nous avons mesuré, avec une détection synchrone, la variation de flux captée par la spire de détection, en fonction de sa position. Le signal détecté vaut:

$$\frac{d\phi}{dt} = \mu_0 dH 2\pi f S \cos \theta$$

où S est la surface de la spire de détection, et θ est l'angle entre l'axe de révolution de la spire et l'axe du champ. Le signal est maximum lorsque θ est égal à zéro. La

recherche du maximum de $d\phi/dt$ permet de déterminer précisément la position de la commande 1 pour laquelle $\theta_1=\pi/2$. L'affichage du compte-tours C_1 est alors mis à zéro. On considère, par la suite, que le réglage de la tige 2, correspondant au maximum du signal, est l'origine des angles ($\theta_2=0$). On met alors le compteur C_2 à zéro. A partir de cette position, on fait tourner la tige 2, et pour chaque valeur prise par C_2 , on mesure le $d\phi/dt$ correspondant, qui nous donne θ_2 . La courbe d'étalonnage de C_2 ainsi obtenue est représentée figure II.6.. On vérifie que la rotation maximum possible est de 180° , et le facteur de conversion du compte-tours en angle est:

$$\theta_2(^{\circ}) = 0.9152 \times C_2$$

Le réglage de C_2 est possible à 0.2 unité près, on peut donc régler θ_2 à mieux que 0.2° près. De la même manière, on peut étalonner C_1 . On trouve alors que la plage accessible est de 10° , et que la précision du réglage de θ_1 , par recherche du maximum de signal, est meilleure que 0.1° . Les mécanismes utilisés ne présentent pas d'hystérésis mécanique notable (aux précisions sur les angles que nous avons).

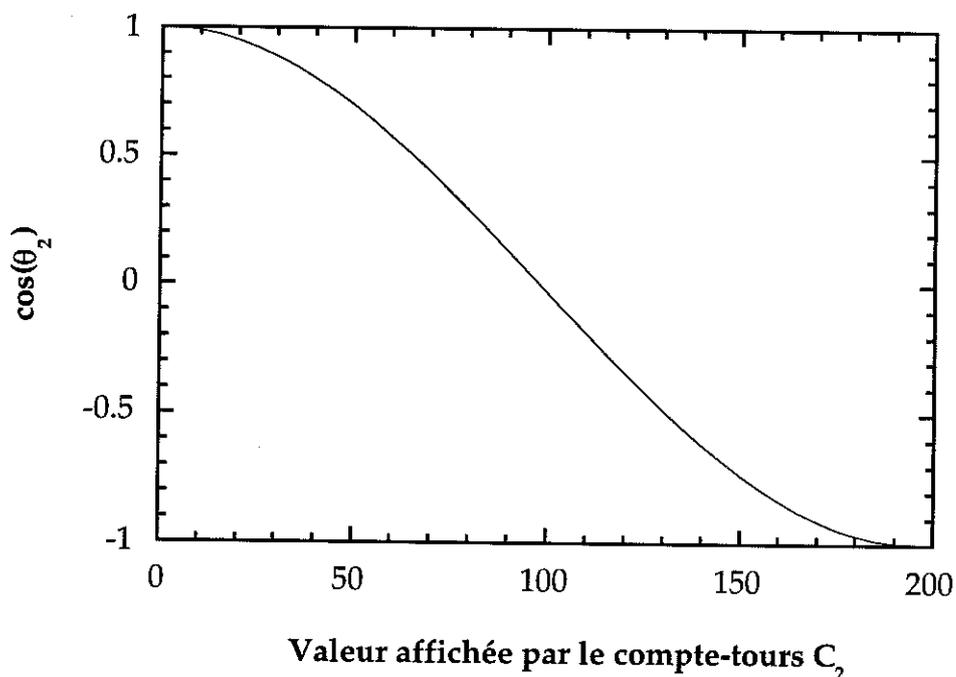


Fig. II.6. : Courbe d'étalonnage du compte-tours C_2 (commande de la rotation θ_2).

II.B.3. Calcul des composants du circuit de mesure

Dans cette partie, nous expliquons comment nous avons choisi les composants du circuit de mesure afin d'optimiser le rapport signal sur bruit du dispositif.

III.B.3.a. Modélisation du circuit de mesure

Une représentation schématique du circuit de mesure est donnée figure II.7.. Ce circuit peut être modélisé par le circuit présenté figure II.8., où tous les composants sont représentés comme étant vus depuis le secondaire du transformateur:

- e est la tension à mesurer, et
- R est la somme de la résistance de l'échantillon et de celle des fils de mesure de tension.
- Le transformateur de rapport n est modélisé par:
 - r_p et l_p la résistance et l'inductance de son primaire,
 - r_T et L_T la résistance et l'inductance de son secondaire,
 - R_T sa résistance de perte, et
 - C_T sa capacité.
- r_M et l_M sont les résistances et inductances du secondaire de la mutuelle inductance.
- C_a est la capacité d'adaptation utilisée pour ajuster la fréquence de résonance du circuit.
- Z est l'impédance d'entrée de l'amplificateur bas bruit.

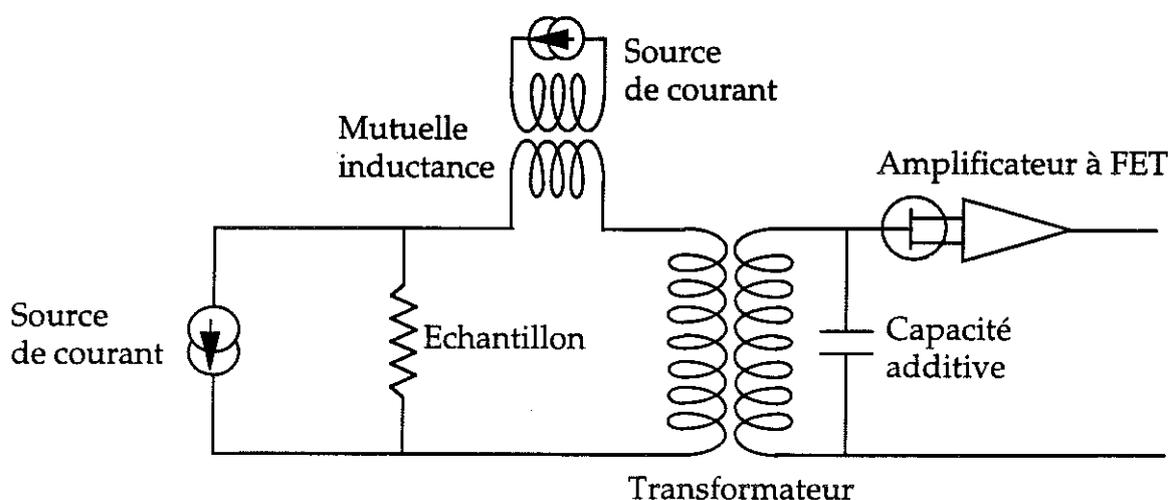


Fig. II.7. : Circuit de mesure des deux méthodes alternatives.

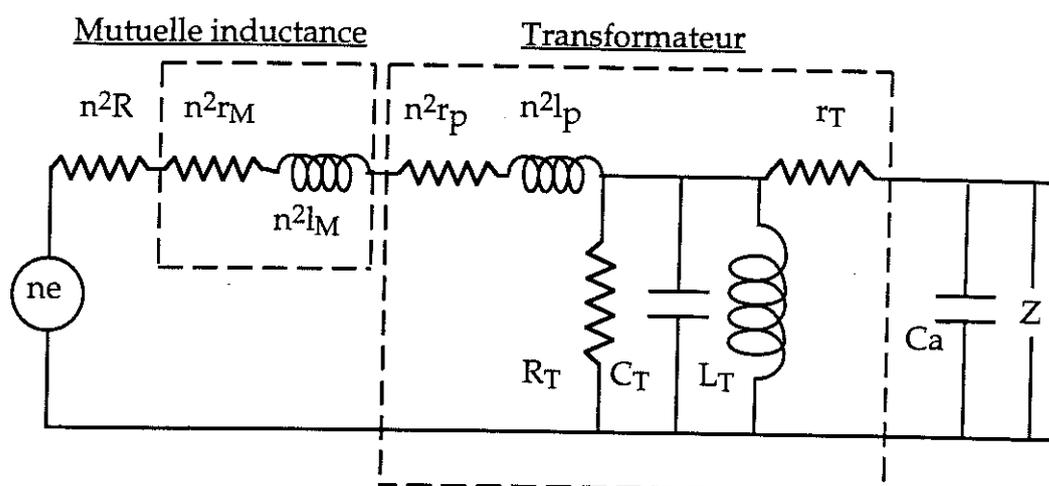


Fig. II.8. : Modélisation du circuit de mesure avec tous les éléments ramenés au secondaire. n est le rapport de transformation du transformateur. La signification des différents composants est explicité dans le texte.

III.B.3.b. Optimisation du rapport signal sur bruit

Pour minimiser le bruit thermique généré par le dispositif, nous avons choisi de placer le transformateur dans le bain d'hélium, cela réduit d'un facteur 100 la résistance de son secondaire en cuivre, et cela permet de réaliser le circuit de détection au primaire avec des fils supraconducteurs. De cette manière, $r_p = r_M = 0$ et R est réduit à la somme de la résistance de l'échantillon et des résistances de contact entre l'échantillon et les deux fils de mesure de tension. R est de l'ordre de $10^{-6} \Omega$.

Les composants modélisant le transformateur ont été mesurés: $r_T = 50 \Omega$, $R_T = 70 \text{ M}\Omega$, $L_T = 12000 \text{ H}$, $C_T = 500 \text{ pF}$; et $l_p = (10 n_p^2) \text{ nH}$ pour un transformateur de 25000 spires au secondaire et de n_p spires au primaire. (R_T , L_T , et C_T sont déduits des courbes d'impédance du transformateur mesurées au secondaire en fonction de la fréquence [3], r_T est la résistance à 4.2 K des 25000 spires du secondaire en cuivre, et l_p est estimé à partir de la géométrie du primaire du transformateur).

Z , l'impédance d'entrée de l'amplificateur à FET vaut $1 \text{ G}\Omega$.

n , l_M et C_a doivent maintenant être choisis judicieusement, pour amener la fréquence de résonance du circuit à 9 Hz, pour les raisons décrites précédemment, et pour que le rapport signal sur bruit soit maximum à cette fréquence. Nous avons choisi d'utiliser un transformateur de rapport 25000 avec une spire au primaire et 25000 au secondaire. (Le rapport de transformation effectif obtenu a été mesuré. Il vaut 24850, ce qui indique un excellent couplage magnétique entre le primaire et le

secondaire du transformateur). Cela laisse deux des paramètres mentionnés (l_M et C_a) libres d'être ajustés pour remplir les deux conditions décrites précédemment.

Dans les calculs suivants, nous faisons l'hypothèse que $C_T \ll C_a$ et $l_p \ll l_M$, et que l'impédance d'entrée de l'amplificateur peut être considérée comme infinie. (Toutes les hypothèses faites a priori, par souci de simplification des calculs, seront vérifiées a posteriori). Avec les valeurs connues des composants, et les hypothèses ci-dessus, le circuit peut maintenant être modélisé comme sur la figure II.9..

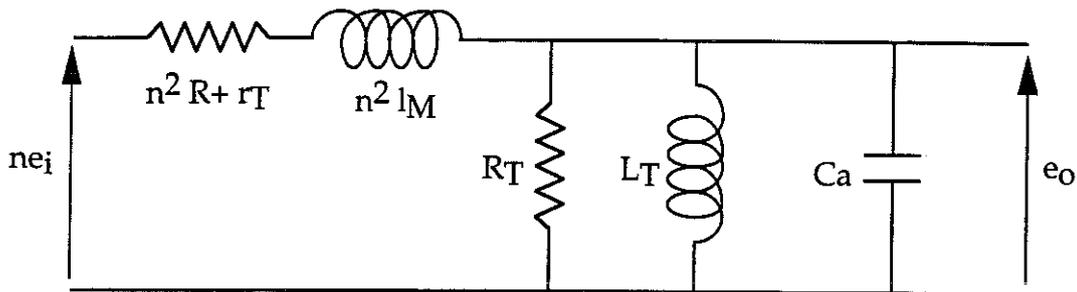


Fig. II.9. : Circuit équivalent après simplification.

La fonction de transfert du circuit (rapport de la tension de sortie e_o sur la tension d'entrée e_i) suit l'équation :

$$T = \frac{e_o}{e_i} \approx \frac{n}{(1 - n^2 l_M C_a \omega^2) + j \left(\frac{n^2 l_M \omega}{R_T} - (n^2 R + r_T) \left(\frac{1}{L_T \omega} - C_a \omega \right) \right)} \quad (5)$$

si l'on fait l'hypothèse que : $n^2 l_M \ll L_T$ et sachant que $(n^2 R + r_T) \ll R_T$.

En définissant ω_o et Q (qui sont approximativement la fréquence de résonance et le facteur de qualité de notre circuit, comme nous le montrerons dans la suite) par :

$$\begin{cases} \omega_o^2 = \frac{1}{n^2 l_M C_a} \\ \frac{1}{Q} = \frac{n^2 l_M \omega_o}{R_T} + \frac{n^2 R + r_T}{n^2 l_M \omega_o} \end{cases} \quad (6)$$

la fonction de transfert du circuit devient :

$$T = \frac{e_o}{e_i} \approx \frac{n}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_o^2}\right) + j\left(\frac{1}{Q} \frac{\omega}{\omega_o} - \frac{n^2 R + r_T}{L_T \omega}\right)} \quad (7)$$

En faisant l'hypothèse que Q est inférieur à 1000, nous obtenons l'approximation suivante du gain du circuit autour de 9 Hz:

$$|T| = \left| \frac{e_o}{e_i} \right| \approx \frac{n}{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_o^2}\right)^2 + \left(\frac{1}{Q} \frac{\omega}{\omega_o}\right)^2}} \quad (8)$$

Le gain du circuit est maximum à sa fréquence de résonance :

$$\omega_r = \omega_o \sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2}} \quad \text{si } Q > \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (9)$$

La valeur du gain est alors :

$$|T(\omega_r)| \approx \frac{nQ}{\sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}}} \quad (10)$$

Si $Q > 10$, nous obtenons :

$$\begin{cases} \omega_r \approx \omega_o \\ |T(\omega_o)| \approx nQ \end{cases} \quad (11)$$

Si nous faisons maintenant l'hypothèse que $n^2 l_M \omega_o \gg (n^2 R + r_T)$, l'impédance du circuit, vue depuis la sortie, vaut, dans le cadre des approximations précédentes, et à la fréquence de résonance du circuit:

$$Z_r \approx \frac{R_T n^4 l_M^2 \omega_o^2}{R_T (n^2 R + r_T) + n^4 l_M^2 \omega_o^2} \quad (12)$$

Nous calculons maintenant les valeurs de C_a et l_M qui permettent d'**optimiser le rapport signal sur bruit du dispositif**. Pour ce faire, nous introduisons les différentes sources de bruit présentes dans le circuit. Elles sont:

- Le bruit Nyquist de l'échantillon et des résistances de contact au primaire du circuit:

$$\overline{e_s} = \sqrt{4k_B T R \Delta f} \quad (13)$$

où R est la résistance totale du circuit primaire, T sa température, et Δf la largeur de bande de fréquence considérée. $R \approx 10^{-6} \Omega$ à $T = 4.2$ K, si bien que:

$$\overline{e_s} \approx 1.5 \times 10^{-14} V / \sqrt{Hz}. \quad (14)$$

- Le générateur de bruit du transformateur: $\overline{e_T}, \overline{i_T}$, ($\overline{e_T}$ correspondant au bruit thermique et $\overline{i_T}$ correspondant au bruit Barkhausen):

$$\begin{cases} \overline{e_T} = \sqrt{4k_B T r_T \Delta f} \\ \overline{i_T} = \sqrt{\frac{4k_B T \Delta f}{R_T}} \end{cases}, \quad (15)$$

où r_T est la résistance du secondaire du transformateur, et R_T est sa résistance de perte. Le transformateur est placé dans le bain d'hélium, aussi $T = 4.2$ K. $r_T \approx 50 \Omega$ et $R_T \approx 70 M\Omega$, et donc:

$$\begin{cases} \overline{e_T} \approx 10^{-10} V / \sqrt{Hz} \\ \overline{i_T} \approx 1.8 \times 10^{-15} A / \sqrt{Hz} \end{cases} \quad (16)$$

- Le générateur de bruit de l'amplificateur: $\overline{e_a}, \overline{i_a}$, qui a été mesuré à 9 Hz et à température ambiante (la tension de bruit est mesurée à l'entrée de l'amplificateur avec un analyseur de spectre, et la méthode de mesure du courant de bruit est donnée dans F. Ayela et al. [4]):

$$\begin{cases} \overline{e_a} \approx 5 \times 10^{-9} V / \sqrt{Hz} \\ \overline{i_a} \approx 10^{-14} A / \sqrt{Hz} \end{cases}. \quad (17)$$

Toutes les sources de bruit sont représentées placées dans le circuit à la figure II.10.. A la fréquence de résonance, la tension de bruit totale ramenée à l'entrée du circuit vaut:

$$\overline{B_i^2} = \overline{e_s^2} + \frac{\overline{e_T^2} + \overline{e_a^2} + Z_r^2(\overline{i_T^2} + \overline{i_a^2})}{n^2 Q^2}. \quad (18)$$

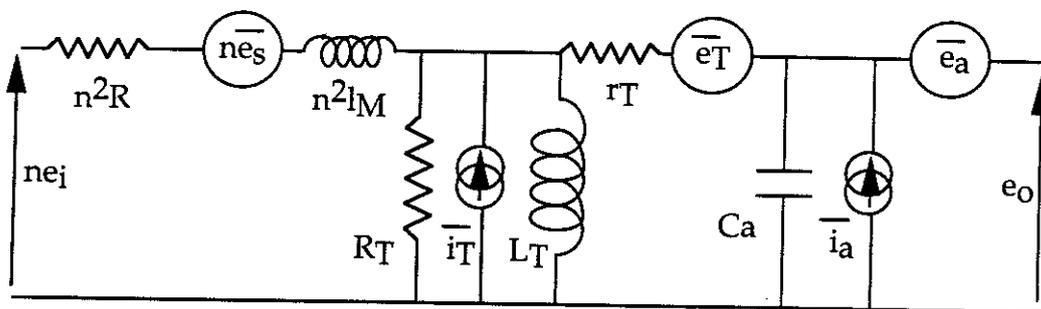


Fig. II.10. : Circuit modélisé après introduction des différentes sources de bruit électronique. $\overline{e_s}$ est la tension de bruit rms de R. $\overline{e_T}, \overline{i_T}$ sont la tension et le courant de bruit du transformateur, et $\overline{e_a}, \overline{i_a}$ ceux de l'amplificateur.

Le rapport signal sur bruit est maximum lorsque $\overline{B_i^2}$ est minimum.
C'est le cas lorsque la condition d'adaptation suivant est remplie :

$$Z_r = \sqrt{\frac{\overline{e_T^2} + \overline{e_a^2}}{\overline{i_T^2} + \overline{i_a^2}}} \approx 5 \times 10^5 \Omega. \quad (19)$$

Les deux conditions à remplir pour rejoindre les deux critères que nous nous sommes fixés au début (rapport signal sur bruit maximum, et fréquence de résonance égale à 9 Hz) sont donc:

$$Z_r \approx 5 \times 10^5 \Omega, \text{ et } \omega_0 \approx 57 \text{ rad/s}. \quad (20)$$

Comme nous avons choisi un transformateur de rapport 25000, les conditions ci-dessus sont remplies pour:

$$l_M \approx 5 \times 10^{-7} \text{ H et } C_a \approx 10^{-6} \text{ F}$$

Avec ces valeurs, nous vérifions facilement que toutes les hypothèses faites au cours des calculs sont vérifiées. Le facteur de qualité optimum est donc $Q \approx 26$ et le bruit théorique minimum du circuit est $\overline{B}_i \approx 1.8 \times 10^{-14} \text{ V} / \sqrt{\text{Hz}}$, ce qui est de l'ordre de grandeur du bruit Nyquist généré par les résistances de l'échantillon et des contacts de celui-ci avec les fils de mesure de tension.

Par conséquent, la mutuelle inductance M , utilisée pour réaliser les oppositions sur les signaux parasites, a été dimensionnée de façon à ce que la self de son secondaire soit égale à $5 \times 10^{-7} \text{ H}$ et à ce que la valeur de sa mutuelle inductance permette de réaliser l'opposition sur les termes perturbatifs. Son primaire et son secondaire sont réalisés avec des fils supraconducteurs.

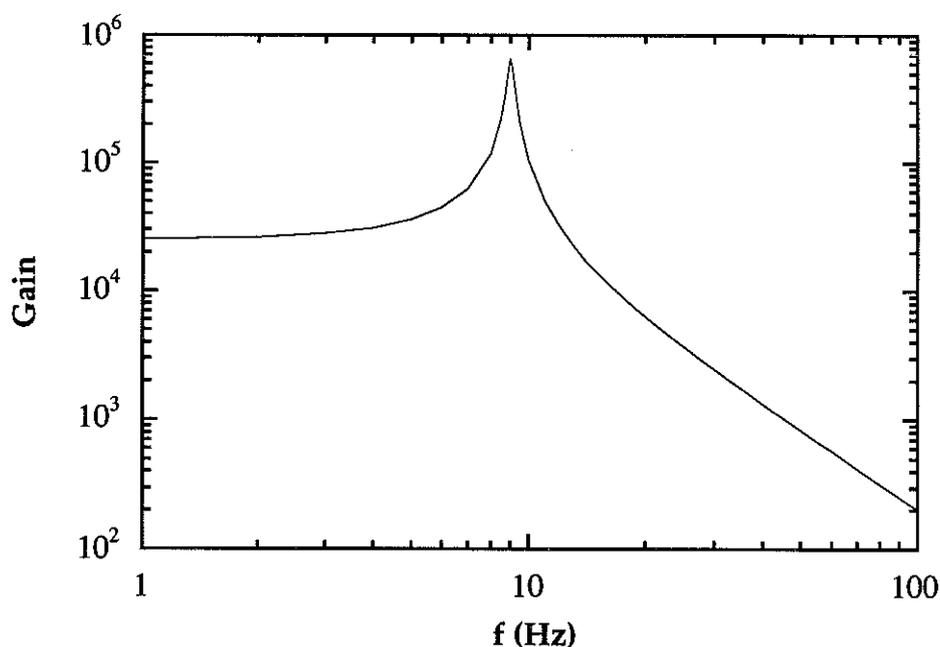


Fig II.11. : Courbe de résonance du circuit de mesure

II.B.4. Techniques de mesure du gain réel du circuit et de la phase de référence pour la détection

Le second usage de M est de mesurer, à chaque point (c'est à dire pour chaque valeur du champ), le gain exact du circuit de mesure, car celui-ci varie de quelques pour-cent avec le champ, à cause de la magnétorésistance de l'échantillon (rappelons que R intervient dans l'expression du facteur de surtension Q). La valeur exacte de M a, pour cela, été mesurée. M vaut 1.817×10^{-7} H. En injectant un courant d'amplitude et de fréquence connues à son primaire, on connaît exactement la tension V_i que l'on injecte à l'entrée du circuit de mesure. En mesurant le signal de sortie V_o , on en déduit le gain ($G=V_o/V_i$). (Pendant cette étape, il n'y a pas de courant dans l'échantillon).

Le troisième usage de M est de donner la référence de phase pour la détection synchrone, car la mutuelle étant pure, la tension à son secondaire est parfaitement à 90° par rapport au courant qui la traverse. La procédure de réglage de la phase de détection est la suivante:

- Le déphasage de la source esclave est mis à zéro par rapport à la source maître (qui délivrera ensuite le courant d'échantillon).
- Un courant est injecté dans la mutuelle M.
- La détection synchrone mesure précisément la phase Φ_o du signal à la sortie du dispositif.
- Le courant de la mutuelle est alors arrêté, et le courant d'échantillon est injecté.
- La composante de phase ($\Phi_o + \pi/2$) du signal est enfin mesurée par la détection synchrone. Cette composante correspond à la partie résistive de la réponse de l'échantillon (le signal de sa mutuelle parasite M_p est lui à Φ_o).

II.B.5. Précautions nécessaires à l'optimisation de la sensibilité

Pour atteindre la très haute sensibilité souhaitée, toutes les sources de bruit doivent être réduites au minimum.

Notre premier souci a été de réduire **les sources de bruit thermique**. Nous avons déjà dit qu'en plaçant le transformateur dans le bain d'hélium, nous réduisons le bruit de Nyquist de son secondaire en fils de cuivre, et nous rendons possible l'utilisation d'un circuit primaire supraconducteur, ce qui réduit la résistance au primaire à la somme des résistances de l'échantillon et des contacts entre l'échantillon

et les fils de mesure de tension. En fait, il n'est pas facile de réduire les résistances de contact en dessous de $10^{-6} \Omega$. La difficulté est de produire un contact supraconducteur entre le film mince (la multicouche métallique magnétique par exemple), et les fils supraconducteurs. L'échantillon est déposé entre deux films minces de Nb (ou de NbTi) [1,2]. Ces films sont supraconducteurs en dessous de 9 K, et pour des champs inférieurs à 1 Tesla pour le Nb, et inférieurs à 3 Teslas pour le NbTi [1,5]. Il reste à réaliser le contact entre les films et les fils supraconducteurs. Les fils supraconducteurs utilisés sont en NbTi. Ils sont multi-filamentaires ou mono-filamentaires, et ils sont noyés dans une matrice de cuivre de diamètre 0.1 mm. Pour réaliser les contacts film supra/fil supra, nous avons testé deux méthodes:

- Dans la première méthode, le fil de NbTi est choisi mono-filamentaire et il est décuvré à son extrémité par attaque chimique du cuivre. Le contact entre le film supraconducteur et le brin de NbTi est alors réalisé par serrage mécanique. Les résistances de contact ainsi obtenues ont été mesurées, et elles sont inférieures à $10^{-9} \Omega$. Le problème de cette méthode est que la contrainte mécanique appliquée au substrat de l'échantillon est importante. Une fois sur cinq, la réalisation d'un des contacts aboutit à la destruction de l'échantillon. Nous avons donc abandonné cette méthode par la suite.

- Dans la seconde méthode, (proposée par le groupe de Michigan State University [5]), nous posons des contacts en indium pur (99.99%), sur les films supraconducteurs, avec un fer à ultrasons; et ensuite nous soudons les fils de NbTi dessus avec un fer classique, grâce à de l'indium pur ou à du métal de Wood [5]. La température de fusion de l'indium est de 156°C , et celle du Wood (alliage de Bi 50%, Pb 25%, Sn 12.5%, et Cd 12.5%) est de 50°C . La résistivité de l'indium pur étant très faible à très basse température, sa contribution à la résistance de contact est très faible. Quant au métal de Wood, il est supraconducteur à 4.2K pour des champs inférieurs à 1.5 Tesla. Les résistances de contact obtenues avec cette technique vont de $10^{-11} \Omega$ à quelques $10^{-7} \Omega$. La résistance totale maximum du circuit primaire est donc de l'ordre de $10^{-6} \Omega$ dans le cas d'une résistance d'échantillon inférieure à $10^{-6} \Omega$. Le bruit thermique total du circuit de mesure est alors $1.8 \times 10^{-14} \text{V} / \sqrt{\text{Hz}}$, d'après les calculs du paragraphe II.B.3..

Le deuxième type de sources de bruit auxquelles nous sommes confrontées sont les **perturbations électromagnétiques** captées par le circuit. Dans notre dispositif, à chaque fois que c'est possible, nous utilisons des câbles coaxiaux blindés. La longueur, et la surface offerte par chaque circuit, sont réduites au minimum, pour minimiser le parasitage par les appareillages environnants, par les ondes électromagnétiques, et par le champ magnétique terrestre. Pour assurer un bon blindage du

circuit de mesure par rapport au champ magnétique, les câbles de mesure de tension en NbTi (circuit primaire) passent de l'échantillon au transformateur à travers un tube de NbTi, et le transformateur et la mutuelle inductance M sont enfermés dans trois écrans successifs composés (de l'extérieur vers l'intérieur) de NbTi, de fer pur recuit et de plomb. Ces boîtes écrantent les perturbations électromagnétiques, le champ alternatif dH et en même temps le champ continu H dans lequel le transformateur ne peut pas fonctionner.

Le dernier type de bruit que nous avons dû minimiser est le **microphonisme**. Afin d'isoler le dispositif expérimental des vibrations mécaniques du bâtiment, le cryostat (qui pèse 170 kg) a été monté sur quatre amortisseurs pour banc d'optique, et il a été relié par des conduites souples, au circuit de récupération de l'hélium gazeux. La fréquence de coupure de ces amortisseurs a été mesurée en conditions réelles, grâce à un accéléromètre couplé à un analyseur de spectre. Elle est égale à 3 Hz. A 9 Hz, l'amortissement des vibration mécaniques est donc effectif (en fait le bruit total mesuré à la sortie du dispositif de mesure est multiplié par 100 en l'absence des amortisseurs).

Certains des câbles utilisés sont totalement rigides, d'autres sont fixés du mieux possible pour limiter leur mouvement sous l'action du champ magnétique et des bulles d'hélium.

Malgré cela, le bruit résultant est principalement dû au mouvement des câbles sous champ magnétique. La tension de bruit réelle, mesurée sous champ, est donc proportionnelle au champ magnétique appliqué à l'échantillon, et elle vaut $7 \times 10^{-13} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}$ par Tesla comme nous le verrons par la suite.

Il est bien évident que, pour obtenir de telles performances, il nous a fallu câbler avec soin les masses des appareils, des circuits électriques et du cryostat, c'est-à-dire sans faire de boucle de masse et en choisissant judicieusement la position des références de masse de chaque élément. Il nous a également fallu optimiser la position des câbles les uns par rapport aux autres, afin de minimiser les couplages parasites (capacitifs ou mutuels) entre eux.

II.B.6. Performances obtenues

Nous avons mesuré le bruit de sortie de nos dispositifs de mesure. En divisant ce bruit (mesuré à la fréquence de résonance: 9 Hz), par le gain total du circuit

(mesuré à cette même fréquence), nous obtenons la tension de bruit ramenée à l'entrée du circuit. Cette tension est par définition la "sensibilité absolue" de notre dispositif expérimental.

Le dispositif de mesure de $R(H)$ a une sensibilité mesurée de $3 \times 10^{-14} \text{ V} / \sqrt{\text{Hz}}$ avec un court-circuit en entrée. Cette sensibilité devient, pour une résistance totale au primaire de $1 \mu\Omega$: $6 \cdot 10^{-14} \text{ V} / \sqrt{\text{Hz}}$ en champ nul, et $7 \cdot 10^{-13} \text{ V} / \sqrt{\text{Hz}}$ par Tesla sous champ magnétique. En moyennant le signal 100 secondes, la sensibilité du dispositif devient, pour une résistance totale au primaire de $1 \mu\Omega$: $6 \cdot 10^{-15} \text{ V}$ en champ nul, et $7 \cdot 10^{-14} \text{ V}$ par Tesla sous champ. (Ce bruit correspond à une variation équivalente de la surface totale du circuit primaire, de $0.01 \mu\text{m}^2$ perpendiculairement à l'axe du champ, à la fréquence de détection). En terme de résistance, si on utilise un courant de mesure de 100 mA, les sensibilités en tension, données ci-dessus, correspondent à une sensibilité de $6 \cdot 10^{-14} \Omega$ en champ nul et $7 \cdot 10^{-13} \Omega$ par Tesla sous champ. A cause des défauts de linéarité et de reproductibilité de la réponse du transformateur, la résolution sur le signal, mesuré par cette méthode, est limitée à 0.3%. $R(H)$ est donc mesuré à 0.3% près.

Concernant le dispositif de mesure de dR/dH , sa sensibilité est la même que celle du dispositif de mesure de $R(H)$, mais elle permet de connaître les variations de R avec une résolution beaucoup plus importante. En effet, cette méthode est sensible à des variations de résistance de l'échantillon aussi faibles que $6 \cdot 10^{-14} \Omega$ en champ nul et $7 \cdot 10^{-13} \Omega$ sous 1 Tesla, indépendamment de la résistance absolue de l'échantillon, aussi la résolution sur R ($\Delta R/R$) est de $6 \cdot 10^{-8}$ en champ nul et $7 \cdot 10^{-7}$ sous 1 Tesla pour un échantillon de $1 \mu\Omega$. (A cause des défauts de linéarité et de reproductibilité de la réponse du transformateur, la résolution sur le signal mesuré par cette méthode est limitée à 0.3%. Mais cette fois c'est dR/dH qui est mesuré à 0.3% près).

Remarquons que le bruit thermique théorique du circuit de mesure est $1.8 \times 10^{-14} \text{ V} / \sqrt{\text{Hz}}$ (calculé dans la partie II.B.3.). Le bruit total mesuré a donc également une autre origine. Il est principalement dû au mouvement parasite des fils du primaire dans le champ magnétique. Malgré toutes les précautions prises, ce bruit vaut $7 \cdot 10^{-13} \text{ V} / \sqrt{\text{Hz}}$ par Tesla (il est proportionnel au champ magnétique). Cette source de bruit pourrait encore être réduite en noyant les fils de mesure dans une résine solide, ou en utilisant un circuit de mesure lithographié. Nous n'avons pas fait ces modifications, étant donné que, pour les études qui nous ont intéressées au cours de cette thèse, la sensibilité obtenue était amplement suffisante. Il faut cependant garder en tête que la sensibilité sous champ est encore largement perfectible (on doit

pouvoir encore gagner un facteur 10 avec un circuit totalement rigide, mais la rotation de l'échantillon sera alors interdite).

II.B.7. Illustration des possibilités de ces dispositifs

Pour illustrer les performances de nos dispositifs, nous avons mesuré la magnétorésistance en courant perpendiculaire d'un échantillon multicouche (Ag/Co/Ag/NiFe) déposé entre deux électrodes de Nb. Son épaisseur est 2080\AA , sa section 1.2 mm^2 , et sa résistivité perpendiculaire moyenne vaut environ $2 \times 10^{-7}\ \Omega\cdot\text{m}$ à 4.2 K. La courbe $R(H)$ que nous avons obtenue à 4.2 K est représentée dans la figure II.12.. Nous avons testé la méthode " dR/dH " sur cet échantillon. La mesure en un point est donnée en insert dans la figure II.12.. Nous voyons que le résultat obtenu par la méthode de mesure de dR/dH est cohérent avec celui obtenu par mesure de $R(H)$.

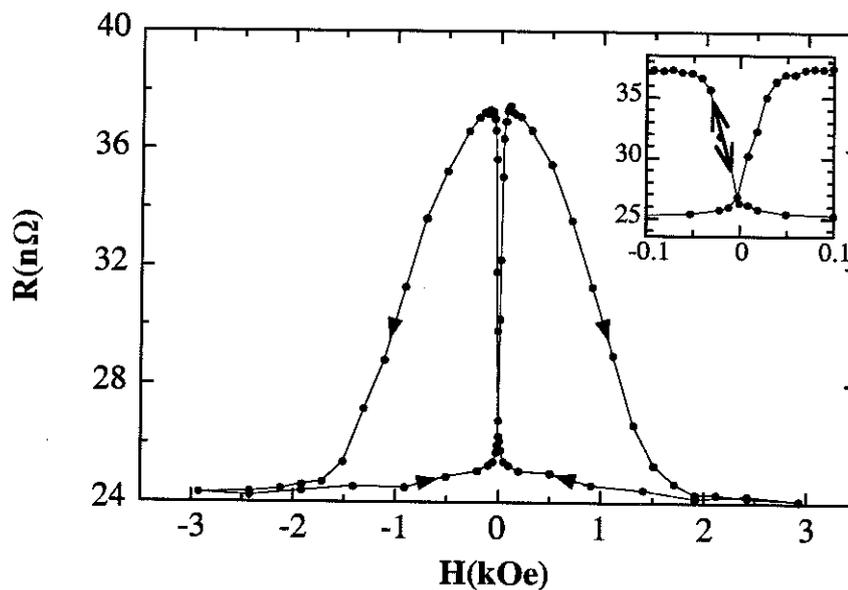


Fig. II.12. : CPP-MR d'une multicouche (Ag 40\AA / Co 4\AA / Ag 40\AA / NiFe 20\AA)₂₀ à 4.2 K obtenue en courant alternatif avec la méthode $R(H)$. La double flèche dans l'insert indique pour comparaison la valeur de dR/dH mesurée en ce point.

Cependant, pour obtenir un tel résultat, par mesure de dR/dH , il faut travailler dans des conditions bien définies. Le choix de l'amplitude de la modulation de champ dH , ainsi que celui de sa fréquence, ne sont, a priori, pas indifférents. En

effet, l'échantillon étudié présentant une réponse hystérétique, sa réponse dynamique (le dR/dH mesuré) n'est pas forcément confondue avec la pente de la courbe de $R(H)$. (Ce type de comportement est tout à fait habituel dans le cas des courbes d'aimantation des matériaux magnétiques hystérétiques). En fait, pour une modulation d'amplitude dH donnée, nous avons vérifié que, dans la gamme [2 Hz - 100 Hz], le dR/dH mesuré ne dépend pas de la fréquence de modulation. (Il n'en sera pas forcément de même aux hautes fréquences, de l'ordre du MHz par exemple) Cependant, le dR/dH mesuré dépend de l'amplitude de modulation choisie, comme le montre la figure II.13..

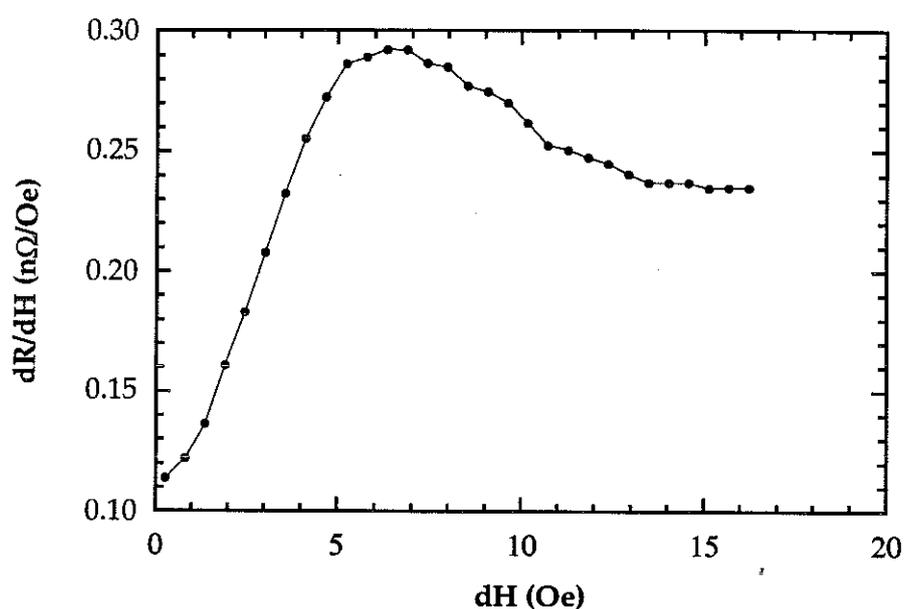


Fig. II.13. : dR/dH mesuré en fonction de l'amplitude de la modulation de champ dH à laquelle l'échantillon est soumis. (La fréquence de modulation utilisée est $0.8f = 7.2$ Hz).

La dR/dH présenté dans l'insert de la figure II.12. correspondait au dR/dH mesuré avec une amplitude de modulation de 6.3 Oe (c'est le dR/dH maximum de la figure II.13.). Si l'amplitude de modulation de champ est trop petite, c'est à dire plus petite ou du même ordre de grandeur que le champ coercitif des couches de NiFe ($H_C^{NiFe} = 4Oe \pm 1Oe$ pour ces échantillons, voir chapitre III), le dR/dH mesuré est inférieur à la pente de $R(H)$. Et si l'amplitude de modulation est trop grande, c'est alors la moyenne de la pente de $R(H)$ sur $[H-dH, H+dH]$ qui est mesurée et non pas la pente de $R(H)$ en H . Dans le cas de notre échantillon, ce moyennage réduit la pente mesurée dès que l'amplitude de modulation est supérieure à 7 Oe.

II.C. MESURES DE R(H) EN COURANT CONTINU

Le dispositif présenté ici permet la mesure de R(H) en courant continu, entre 50 mK et 9 K, et sous des champs allant jusqu'à 0.7 Tesla. La différence essentielle entre ce dispositif et les dispositifs de mesure de signaux alternatifs présentés au chapitre II.B., est que dans celui-ci, il est nécessaire d'ajouter dans le circuit de détection, entre l'échantillon et le transformateur d'adaptation d'impédance, un élément transformant la tension continue à mesurer en tension alternative. Ceci est réalisé grâce à un hacheur un peu particulier que nous allons présenter dans la suite. Etant donné que l'essentiel des éléments de ce dispositif fonctionne de façon identique aux éléments correspondants du chapitre II.B., ce dispositif sera présenté très rapidement. Les précautions qui ont dû être prises, pour optimiser les performances de ce dispositif, sont du même type que celles présentées au chapitre II.B., aussi n'y reviendrons nous pas.

II.C.1. Principe de fonctionnement

Décrivons le principe de fonctionnement du dispositif de mesure de R(H) en courant continu.

Un courant continu traverse l'échantillon et une tension continue apparaît à ces bornes. Comme cette tension est très faible (de l'ordre de 10^{-10} Volt), il est nécessaire de l'amplifier à basse température et aussi près de l'échantillon que possible, afin d'éviter l'apparition de tensions thermoélectriques parasites qui pourraient être rapidement plus grandes que le signal à mesurer. (En continu, nous n'avons cependant plus de problème avec les couplages capacitifs ou inductifs parasites).

Pour réaliser cela, nous transformons la tension continue en tension alternative grâce à un hacheur supraconducteur qui consiste en un pont supraconducteur dont deux branches sont rendues alternativement résistives par chauffage (voir figure II.14. et II.15.). C'est le moyen d'assurer la transition résistive des branches du pont qui fait l'originalité du dispositif. Celle-ci est en effet assurée par le rayonnement infrarouge (longueur d'onde: 940 nm) de diodes électroluminescentes distantes du pont. Leurs radiations sont transmises par

guides optiques. Nous éliminons ainsi tout effet de couplage entre le circuit de mesure et les circuits de commande du hacheur, ce qui n'est pas le cas pour les hacheurs conventionnels, où la transition est assurée par des résistances chauffantes placées en contact direct avec le pont, ou par l'application d'un champ magnétique. Ce dispositif original a été développé lors de la thèse de Y.N.G. Tong [3] au CRTBT, et a été l'objet d'un dépôt de brevet [6]. Les conditions d'optimisation et de réalisation du dispositif, ainsi que ces réglages, sont présentés en détail dans la référence [3].

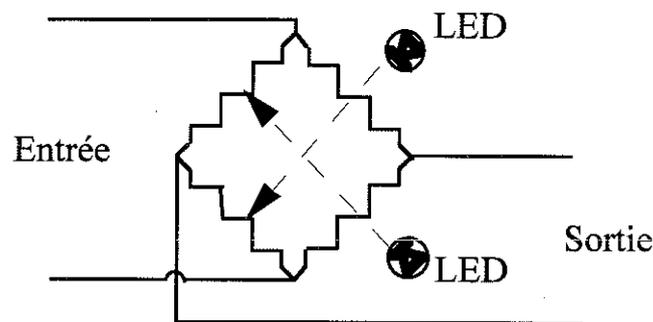


Fig. II.14. : Schéma de principe du hacheur supraconducteur. Les diodes électroluminescentes font transiter alternativement deux branches du pont puis les deux autres. La tension d'entrée est continue. Après hachage, la tension de sortie est un signal carré symétrique.

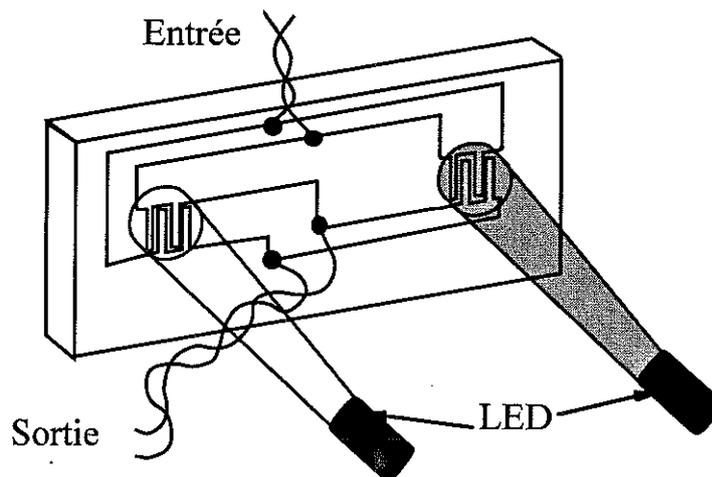


Fig. II.15. : Schéma de principe de la réalisation du hacheur supraconducteur. Les quatre branches du pont sont lithographiées. Les deux branches devant transiter simultanément sont enchevêtrées. La lumière des diodes, distantes de quelques centimètres, est amenée par un guide optique. jusqu'à la couche mince.

La tension alternative, obtenue par hachage, est amplifiée par un transformateur de rapport 25000 fonctionnant à 4.2 K (identique à celui du chapitre II.B.). Ce transformateur permet de réaliser l'adaptation d'impédance du dispositif. (Tout le circuit au primaire du transformateur est supraconducteur, comme au chapitre II.B.)

La tension est encore amplifiée par un amplificateur bas bruit utilisant un transistor à effet de champ fonctionnant à 150 K. Le bruit du FET est ainsi réduit d'un facteur 3 par rapport à sa valeur à 300K (son bruit à 300K a été donné au chapitre II.B.).

Enfin le signal est mesuré par une détection synchrone calée à la fréquence de commutation des diodes électroluminescentes (30 Hz).

Le circuit de mesure complet est schématisé à la figure II.16.. La mutuelle inductance M , placée avant le hacheur, permet de mesurer le gain total du circuit de mesure. Pour cela, une rampe de courant est appliquée au primaire de cette mutuelle, ce qui crée une tension continue aux bornes de son secondaire. Connaissant la valeur de la mutuelle ($M = 173 \mu\text{H}$), ainsi que la pente de la rampe de courant que l'on applique à son primaire, on connaît la tension continue injectée en amont du hacheur (tension d'entrée). On mesure l'amplitude de la tension de sortie du circuit de détection, et on en déduit alors le gain exact du circuit complet.

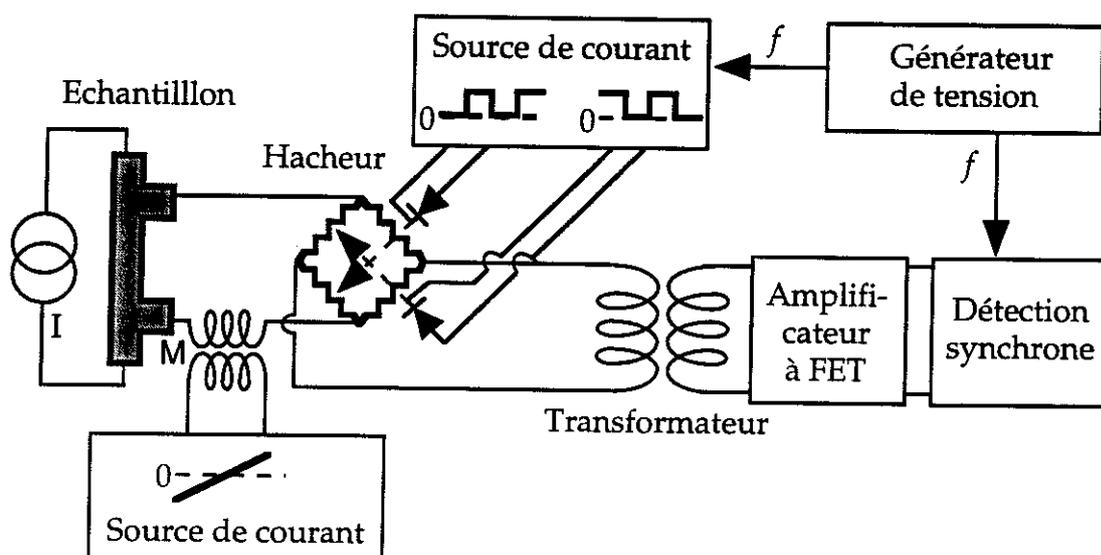


Fig. II.16. : Schéma de principe du dispositif de mesure de $R(H)$ en courant continu.

II.C.2 Description de la partie basse température du dispositif

Ce dispositif a été monté dans un réfrigérateur à dilution, construit au CRTBT il y a maintenant quelques années. Ses plans sont présentés en détail dans la thèse de Docteur-Ingénieur de Ph. Gandit [7]. L'échantillon est relié au point froid de ce cryostat (température limite: 30 mK) grâce à une fuite thermique calibrée, et sa température est régulée par chauffage. Avec un courant d'échantillon de 10 mA, il est possible de mesurer les courbes de magnétorésistance des multicouches entre 50 mK et 9K. (Avec un courant de 100 mA, les mesures sont possibles seulement au dessus de 100 mK du fait de l'échauffement créé par le courant de mesure).

Autour du porte-échantillon se trouve une petite bobine supraconductrice permettant de soumettre l'échantillon à un champ magnétique. Son champ magnétique est homogène à 1% près sur 3 mm de haut et 3 mm de diamètre. Son H/I vaut 1803 Oe/A. Cette bobine est placée sous vide, et elle est thermiquement reliée au point froid du réfrigérateur à dilution. Son courant maximum admissible est de 4A. Aussi le champ maximum qu'elle peut délivrer est de 7.2 kOe. (Ce champ est largement suffisant pour saturer les échantillons (AgMn/Co) que nous avons étudiés par la suite avec ce dispositif, voir chapitre IV.D.).

Le transformateur, la mutuelle inductance, et le hacheur supraconducteur sont situés à environ 40 cm de l'échantillon, dans le réservoir d'hélium à 4.2K du réfrigérateur à dilution. Ils sont placés dans un écran de plomb (supraconducteur à 4.2K) qui les protège du champ magnétique extérieur.

II.C.3. Performances

Les performances de ce dispositif sont comparables à celles du dispositif de mesure de $R(H)$ en courant alternatif, présentées au chapitre II.B.. Pour obtenir de telles performances, il est nécessaire de prendre les mêmes précautions que celles énoncées au paragraphe II.B.5..

La sensibilité du dispositif de mesure en courant continu atteint la valeur remarquable de 10^{-14} V/ $\sqrt{\text{Hz}}$, en court-circuit à l'entrée du hacheur, et en champ nul. La tension de bruit d'entrée du dispositif devient 10^{-12} V/ $\sqrt{\text{Hz}}$, pour une résistance totale du circuit au primaire du transformateur de 10^{-6} Ω , et dans le

champ maximum de 0.7 Tesla. Ce bruit, proportionnel au champ magnétique appliqué, est dû aux mouvements résiduels des fils du circuit de mesure de tension dans le champ magnétique. En moyennant le signal 100 secondes, la sensibilité de la méthode atteint 10^{-13} Volt avec un échantillon de résistance inférieure ou égale à $10^{-6} \Omega$ placé dans le champ maximum. Si nous utilisons un courant de mesure de 0.1 A, nous obtenons une sensibilité absolue, en terme de résistance, de $10^{-12} \Omega$ sous 0.7 tesla. Comme dans le cas des méthodes alternatives, la reproductibilité de la méthode continue est limitée à 0.3% par les défauts de linéarité et de reproductibilité de la réponse du transformateur.

Dans un souci de contrôle, nous avons mesuré avec ce dispositif, la courbe de magnéto-résistance de l'échantillon de la figure II.12.. La courbe $R(H)$ obtenue en courant continu est strictement superposable avec la courbe $R(H)$ obtenue en courant alternatif.

II.D. CONCLUSION

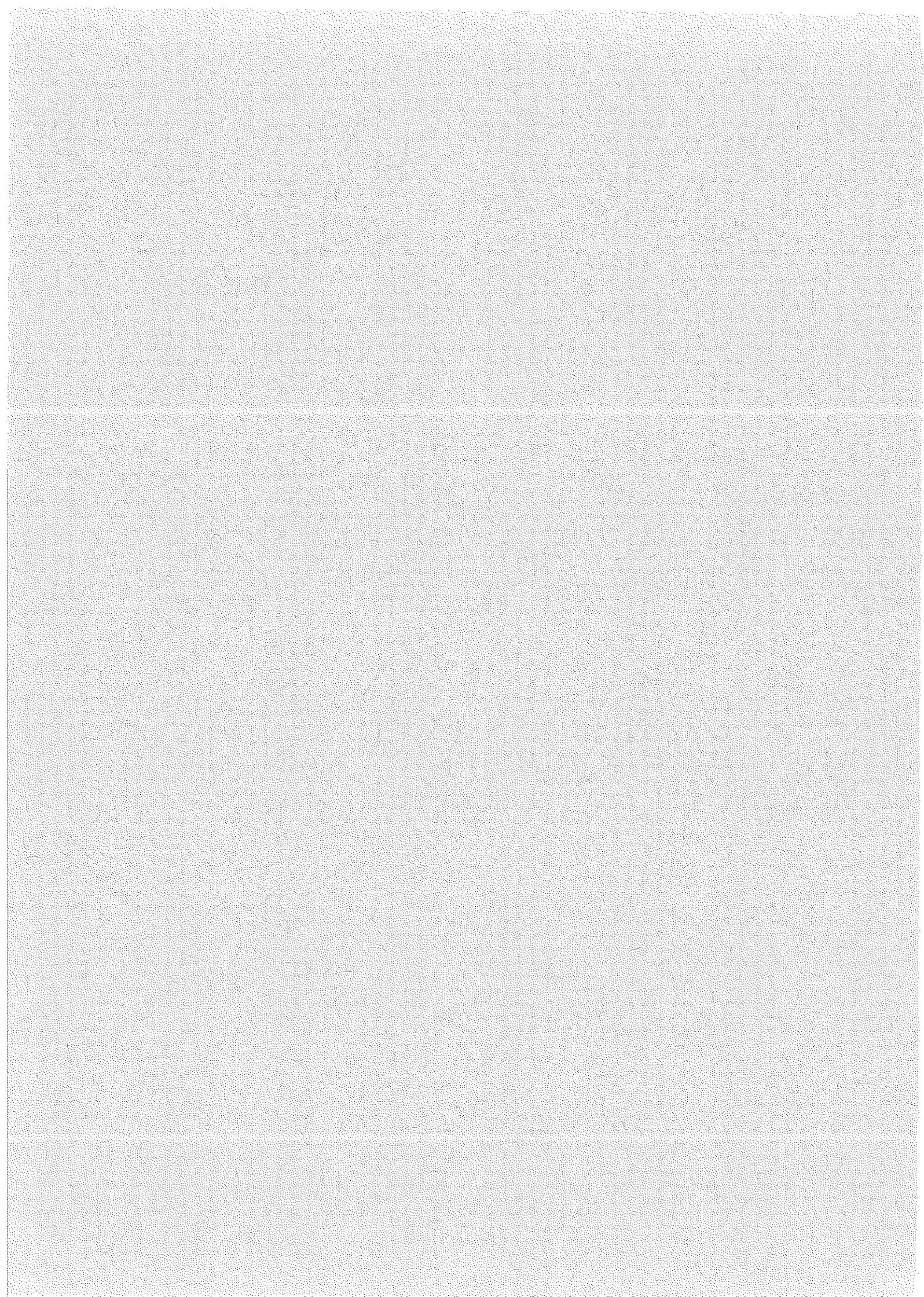
Trois méthodes de mesure ont été développées, pour mesurer la magnétorésistance d'échantillons dans la gamme [0.1 n Ω - 1 $\mu\Omega$], pour des champs magnétiques allant jusqu'à 3 Teslas, et dans la gamme de température [50 mK - 9 K], (chaque dispositif ayant sa propre gamme de fonctionnement, ainsi que ses avantages et ses inconvénients par rapport aux autres). Deux d'entre eux donnent un accès direct à R(H), l'un en courant alternatif, l'autre en courant continu. Le troisième donne la dérivée de la résistance par rapport au champ: dR/dH. Leur sensibilité est de l'ordre de 10⁻¹⁴ V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ avec un court-circuit en entrée. Elle devient, avec un échantillon de 1 $\mu\Omega$, de l'ordre de 10⁻¹³ V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ en champ nul, et de l'ordre de 10⁻¹² V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ sous 1 Tesla. En moyennant le signal 100 secondes, et en utilisant un courant d'échantillon de 100 mA, cela correspond à une sensibilité de l'ordre de 10⁻¹³ Ω en champ nul et 10⁻¹² Ω sous 1 Tesla. La reproductibilité de ces méthodes est de l'ordre de 0.3%. Cela limite la résolution des deux méthodes de mesure de R(H) à 0.3%. L'avantage de la méthode de mesure de dR/dH est qu'elle permet d'atteindre une résolution exceptionnelle, car elle est sensible à des variations de résistance aussi faibles que 6.10⁻¹⁴ Ω en champ nul, et 7.10⁻¹³ Ω sous 1 Tesla, indépendamment de la résistance d'échantillon (à condition qu'elle soit inférieure ou égale à 1 $\mu\Omega$). Aussi sa résolution $\Delta R/R$ est, par exemple, de 6.10⁻⁸ en champ nul et de 7.10⁻⁷ sous 1 Tesla, pour un échantillon de résistance 1 $\mu\Omega$.

II.E. BIBLIOGRAPHIE

- [1] J.M. Slaughter, W.P. Pratt Jr., and P.A. Schroeder, *Rev. Sci. Instrum* 60, 127 (1989)
- [2] W.P. Pratt Jr., S.F. Lee, J.M. Slaughter, R. Loloee, P.A. Schroeder and J. Bass, *Phys. Rev. Lett.* 66, 3060 (1991)
- [3] Y.N.G. Tong, Thèse de Docteur-Ingénieur de l'Université Scientifique et Médicale et de l'Institut National Polytechnique de Grenoble (1980)
- [4] F. Ayela, J.L. Bret, and J. Chaussy, *Rev. Sci. Instrum.* 62, 2816 (1991)
- [5] W.P. Pratt Jr., communication privée (1994).
- [6] Brevet ANVAR-CRTBT/CNRS (1980)
- [7] Ph. Gandit, Thèse de Docteur-Ingénieur de l'Université Scientifique et Médicale et de l'Institut National Polytechnique de Grenoble (1983)

Chapitre III

Etude de la variation angulaire de la magnétorésistance géante en courant perpendiculaire aux couches



III. A. INTRODUCTION

Depuis la découverte de la magnétorésistance géante (GMR) des multicouches magnétiques en 1988 [1,2], la plupart des expériences ont été réalisées avec le courant appliqué dans le plan des couches. Les études ont essentiellement porté sur l'influence de différents paramètres (épaisseurs des couches, conditions de dépôt, température...) sur l'amplitude de la magnétorésistance. Cependant, peu d'expériences et d'études théoriques se sont intéressées à la variation de la résistance avec l'angle entre les aimantations des couches magnétiques successives. Pourtant, ces études sont de la plus grande importance pour la compréhension du phénomène de magnétorésistance géante puisqu'elles donnent des informations sur le rôle des barrières de potentiel dépendant du spin, comme nous l'avons expliqué à la fin du chapitre I. En effet, faire varier continûment l'angle entre les aimantations des couches successives revient à faire varier continûment la hauteur des marches de potentiel dépendantes du spin. Cela permet de distinguer leur contribution à la GMR, de celle de la diffusion dépendante du spin sur les défauts de volume et d'interface des couches ferromagnétiques.

Nous présentons rapidement ici les résultats obtenus jusqu'alors dans ce domaine particulier, ainsi que les motivations des études présentées dans la suite du chapitre.

III.A.1. Variation angulaire de la CIP-MR des multicouches magnétiques

La dépendance de la conductivité CIP avec l'angle (θ) entre les aimantations des couches magnétiques successives a été étudiée expérimentalement pour différents systèmes [3,4,5,6]. Il a été montré qu'elle varie linéairement avec $\sin^2(\theta/2)$ (ou de façon équivalente avec $\cos\theta$). En particulier, des mesures très précises ont été effectuées par L.B. Steren et al. [6] sur des échantillons (Ag/Co/Ag/NiFe) et (Cu/Co/Cu/NiFe) dans lesquels il était possible de faire varier continûment l'angle entre les aimantations des couches de Co et de NiFe (voir figure III.1).

Du point de vu théorique, la description quantique de la variation angulaire de la CIP-MR a été présentée par A. Vedyayev et al. [7]. Ce modèle traite les électrons de conduction comme un gaz d'électrons libres soumis à un potentiel de diffusion diffuse dépendant du spin dans le volume des couches ferromagnétiques et à des marches de potentiel aux interfaces également dépendantes du spin. Dans le cas où seule la diffusion diffuse est prise en compte, Vedyayev et al. prévoient une variation linéaire de la conductivité CIP avec $\sin^2(\theta/2)$. Mais lorsqu'ils prennent également en compte l'effet de confinement des électrons, induit par l'existence des barrières de potentiel interfaciales, ils prévoient une importante déviation à la linéarité en $\sin^2(\theta/2)$, ainsi qu'une réduction de l'amplitude de magnétorésistance (voir figure III.2.). Qualitativement, l'écart à la linéarité en $\sin^2(\theta/2)$ est attribué aux variations complexes des coefficients de réflexion et de transmission électronique à travers les interfaces, lorsque l'on fait varier la hauteur des marches de potentiel interfaciales en modifiant l'angle entre les aimantations des couches ferromagnétiques successives.

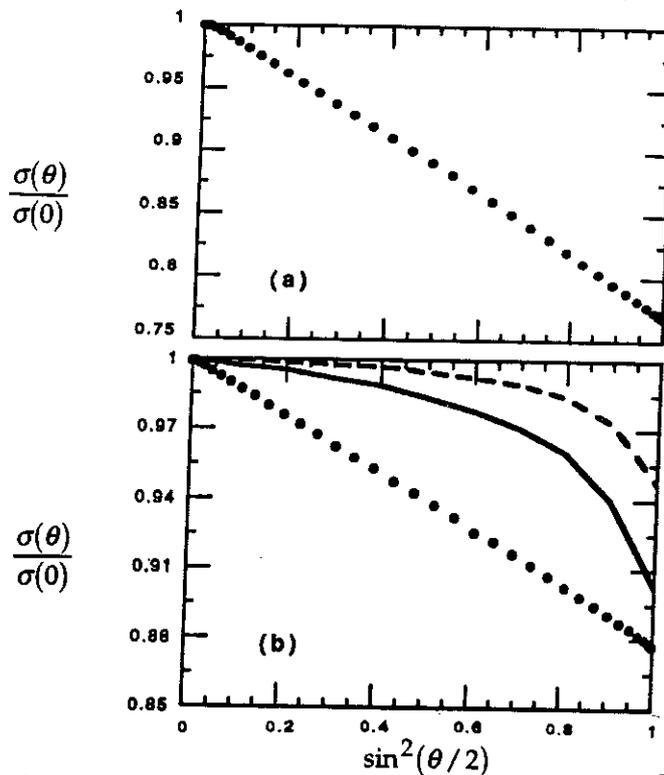


Fig. III.1. : Conductivité CIP (points) en fonction de $\sin^2(\theta/2)$ pour les multicouches (Co 4Å/Ag 35Å/NiFe 20Å/Ag 35Å) (a), et (Co 5Å/Cu 60Å/NiFe 40Å/Cu 60Å) (b). Les lignes pointillée et continue indiquent les variations obtenues dans le cadre du modèle de Vedyayev et al. pour des rapports de vecteurs de Fermi $k_F^\uparrow/k_F^\downarrow$ de 0.5 et 0.67 respectivement, de l'ordre de grandeur du décalage des bandes d que l'on peut attendre pour de telles multicouches. [6]

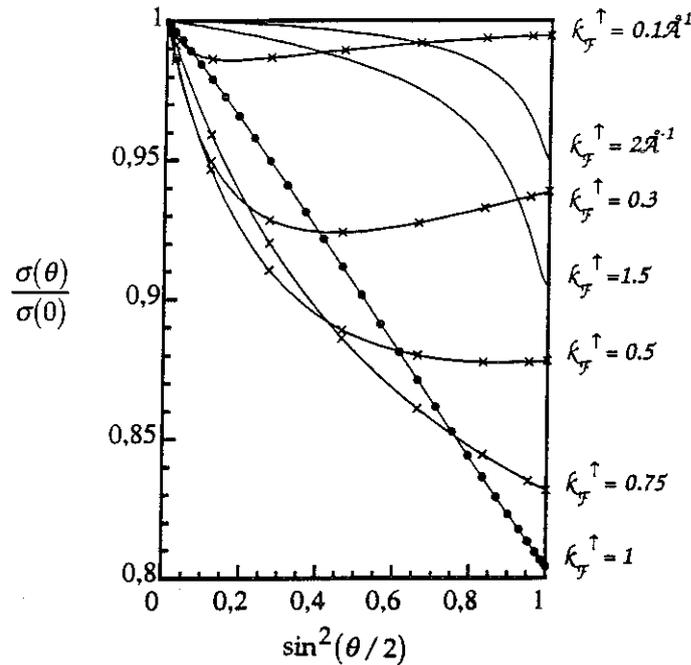


Fig. III.2. Variation de la conductivité CIP en fonction de $\sin^2(\theta/2)$ pour une bicouche de NiFe ($20\text{\AA}/20\text{\AA}$), pour $\lambda^\downarrow = 15\text{\AA}$, $\lambda^\uparrow = 150\text{\AA}$, $k_F^\downarrow = 1\text{\AA}^{-1}$, et les valeurs de k_F^\uparrow listées en légende. [7]

La confrontation du modèle de A. Vedyayev et al. [7] avec les résultats expérimentaux obtenus jusqu'alors [3,4,5,6] montre que les électrons qui participent à la CIP-MR n'interagissent pas avec les barrières de potentiel dépendantes du spin. Par conséquent, si l'on considère que la structure de bandes des couches ferromagnétiques suit le modèle de Mott présenté au chapitre I (voir figure I.9.), il apparaît que ce sont les électrons s qui contribuent majoritairement à la conductivité en courant dans le plan. Les électrons d sont pour leur part confinés par les barrières de potentiel interfaciales. En conséquence, c'est la diffusion dépendante du spin qui est la source principale de la CIP-MR.

III.A.2. Variation angulaire de la CPP-MR : motivations

Quant à la variation angulaire de la magnétorésistance en courant perpendiculaire aux couches, elle n'avait jamais été étudiée avant cette thèse, ni expérimentalement, ni théoriquement.

Le comportement que nous pouvons attendre en CPP est complètement différent du comportement CIP. Dans le cas CIP, l'existence de barrières de

potentiel interfaciales induit un confinement des électrons d et réduit l'amplitude de magnétorésistance [6,7]. En CPP, les interfaces induisent des phénomènes d'accumulation de spin [8] qui provoquent une élévation du potentiel chimique des électrons leur permettant de franchir les barrières de potentiel interfaciales. Il n'y a donc théoriquement pas de confinement. Les électrons s , d et hybridés sd sont forcés de traverser la multicouche. On attend de plus une contribution additive à la CPP-MR de l'existence de barrières de potentiel dépendantes du spin [9,10].

Comme dans la géométrie CIP, le meilleur moyen d'extraire la contribution à la CPP-MR des barrières de potentiel dépendantes du spin est d'étudier la variation de la CPP-MR avec l'angle entre les aimantations des couches successives.

La première étude expérimentale de la variation angulaire de la CPP-MR a été réalisée sur des multicouches (Ag/Co/Ag/NiFe). Elle est présentée au chapitre III.B.. Les résultats obtenus sont discutés au chapitre III.C. dans le cadre d'un modèle simple. Celui-ci utilise des éléments de modèles théoriques préexistants que nous avons adaptés au cas des configurations non colinéaires des aimantations des couches magnétiques successives. Nous verrons que ce modèle rend compte des variations observées au premier ordre. Mais le modèle n'étant valable que pour des multicouches ne possédant qu'un type de couches ferromagnétiques, il était nécessaire, pour aller plus loin, de mesurer la CPP-MR de ce type de multicouche. Aussi, une étude de la variation angulaire de la CPP-MR de multicouches (Ag/NiFe) est présentée aux chapitres III.D. Suite à cette seconde étude, il s'est révélé nécessaire d'écrire un modèle plus sophistiqué pour pouvoir tirer, des résultats expérimentaux, les contributions relatives de la diffusion dépendante du spin et des marches de potentiel dépendantes du spin. Le modèle quantique développé est présenté au chapitre III.E.. Il est confronté aux résultats expérimentaux dans le chapitre III.F.

III.B. ETUDE DE LA VARIATION ANGULAIRE DE LA CPP-MR DE MULTICOUCHES (Ag/Co/Ag/NiFe)

Nous présentons ici la première étude expérimentale qui ait jamais été réalisée sur la variation angulaire de la magnéto-résistance de multicouches en courant perpendiculaire aux couches (CPP-MR).

Les mesures ont été effectuées sur des échantillons (Ag 40Å/Co 4Å/Ag 40Å/NiFe $t_{\text{NiFe}} \times 20$) déposés entre deux électrodes supraconductrices de Nb. Ils ont été préparés à Michigan State University par pulvérisation cathodique magnétron DC sur substrats Si(100). La méthode de fabrication de ces échantillons, ainsi que leur géométrie, sont présentées dans J.M. Slaughter et al. [11] et dans W.P. Pratt Jr. et al [12]. Les multicouches étudiées comprennent des couches de Co ultrafines et discontinues composées d'agrégats aplatis de diamètre moyen 50Å et d'épaisseur moyenne 10Å [13] qui sont magnétiquement durs à basse température (ils sont superparamagnétiques au dessus de 80K). Ces multicouches comprennent aussi des couches de NiFe continues dont l'épaisseur varie dans la gamme 20-90Å et qui sont magnétiquement douces. L'épaisseur des couches séparatrices non-magnétiques Ag est choisie de telle façon que les couches de Co et de NiFe soient quasi totalement découplées magnétiquement. Avec de tels échantillons, il est possible de contrôler l'angle entre les aimantations des couches magnétiques successives, comme nous allons le montrer maintenant.

Dans ces systèmes, l'aimantation des couches ferromagnétiques est spontanément dans le plan des couches (c'est l'anisotropie de forme des couches qui fixe leur aimantation dans le plan). La figure III.3. présente une courbe d'aimantation typique de ces échantillons. Elle a été mesurée avec le champ appliqué dans le plan des couches, à 10 K, avec un magnétomètre à SQUID. L'échantillon est d'abord saturé dans un champ de -3000 Oe. Décrivons maintenant sa courbe d'aimantation en champ croissant. C'est l'aimantation des couches de NiFe qui se retourne en premier pour se saturer dans un champ de +50 Oe. Les agrégats de Co gardent une grande aimantation rémanente de sens opposé, jusqu'à un champ de l'ordre de +200 Oe. L'aimantation du Co commence à se retourner seulement à plus haut champ et sature vers +2000 Oe. La courbe d'aimantation en champ décroissant peut être décrite exactement de la même manière. Comme les échantillons sont fabriqués par pulvérisation cathodique et

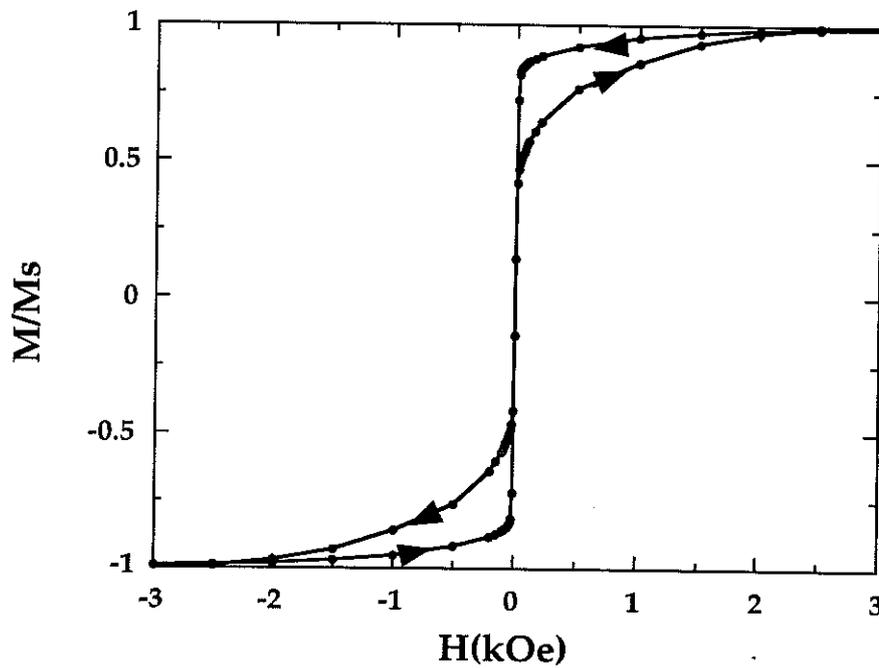


Fig. III.3. : Courbe d'aimantation de la multicouche (Ag 40Å / Co 4Å / Ag 40Å / Ni₈₀Fe₂₀ 40Å)₂₀ mesurée à 10 K avec le champ appliqué dans le plan des couches.

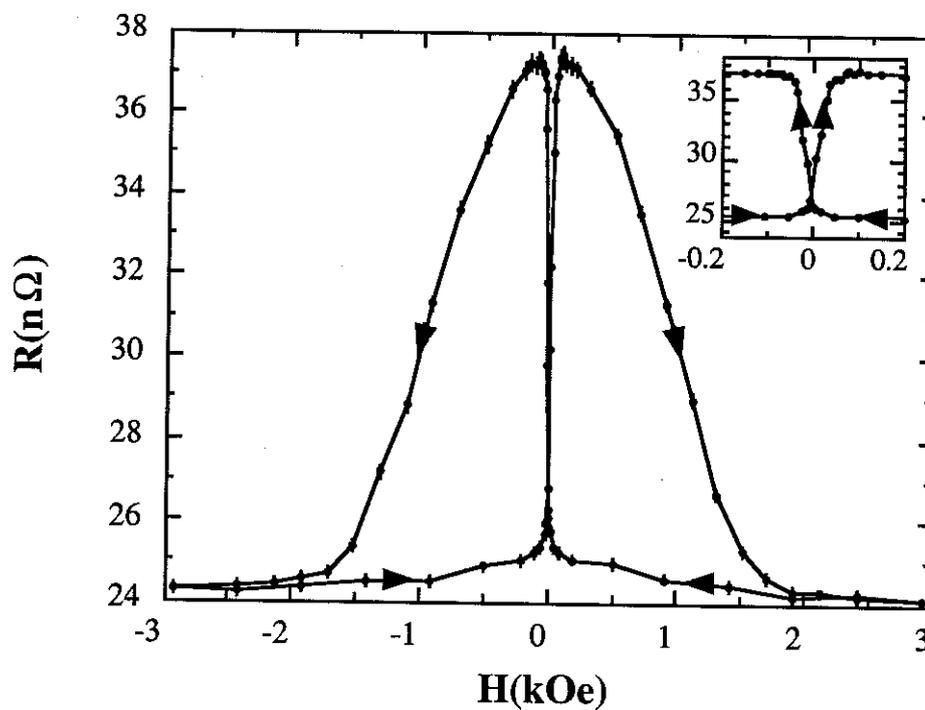


Fig. III.4. : Courbe de magnétorésistance en courant perpendiculaire de la multicouche (Ag 40Å / Co 4Å / Ag 40Å / Ni₈₀Fe₂₀ 20Å)₂₀ à 4.2 K. En inset est présenté un zoom de la partie centrale de la courbe.

qu'ils sont donc polycristallins, leur aimantation ne présente pas d'anisotropie magnétocristalline résultante dans le plan. Leur géométrie est telle qu'ils ne présentent pas non plus d'anisotropie de forme dans le plan des couches.

La résistance des multicouches est maximum lorsque les aimantations des couches ferromagnétiques successives sont antiparallèles, et minimum lorsque toutes les aimantations sont de même direction et de même sens. La figure III.4. présente une courbe de magnétorésistance en courant perpendiculaire typique de ces échantillons. Elle a été mesurée à 4,2 K avec le champ appliqué dans le plan des couches. En partant de l'état de faible résistance à -3000 Oe et en augmentant le champ, la résistance reste approximativement constante tant que les aimantations des couches de Co et NiFe restent dans le même sens. La résistance augmente abruptement lorsque l'aimantation des couches de NiFe se retourne. Elle est maximum et elle présente un plateau pour les valeurs du champ (entre +50 Oe et +200 Oe) où les aimantations des couches de NiFe et de Co sont antiparallèles. Puis la résistance décroît à plus haut champ (entre +200 Oe et +2000 Oe) lorsque l'aimantation des agrégats de Co se retourne à son tour.

Ces échantillons sont appropriés à l'étude de la dépendance angulaire de la CPP-MR, car l'angle entre l'aimantation des couches de NiFe et l'aimantation rémanente des couches de Co peut être contrôlé. La procédure expérimentale que nous utilisons pour contrôler cet angle est la suivante:

- Dans un premier temps, l'aimantation de l'échantillon est saturé dans un champ de 5000 Oe, à 4,2 K. Sous un tel champ, des quanta de flux pénètrent dans les électrodes de Nb.
- Nous réduisons ensuite le champ à zéro. Un certain nombre de quanta de flux restent piégés dans les électrodes, créant un champ rémanent de l'ordre de 30 Oe. Pour éliminer ce flux piégé, on chauffe l'échantillon au dessus de 10 K pour faire transiter le Nb dans son état normal. L'échantillon est ensuite refroidi à nouveau à 4,2 K, puis un champ 150 Oe est appliqué à l'échantillon. Tout ceci n'affecte pas l'aimantation rémanente des agrégats de Co.
- Enfin, nous faisons tourner l'échantillon dans le champ de 150 Oe, sans qu'il y ait de problème de flux piégé dans les électrodes de Nb, puisque le premier champ critique du Nb est supérieur à 150 Oe. Cela assure que nous n'avons pas une composante du champ magnétique qui tourne avec l'échantillon. Ce faisant, l'aimantation des agrégats de Co suit la rotation de l'échantillon, alors que celle

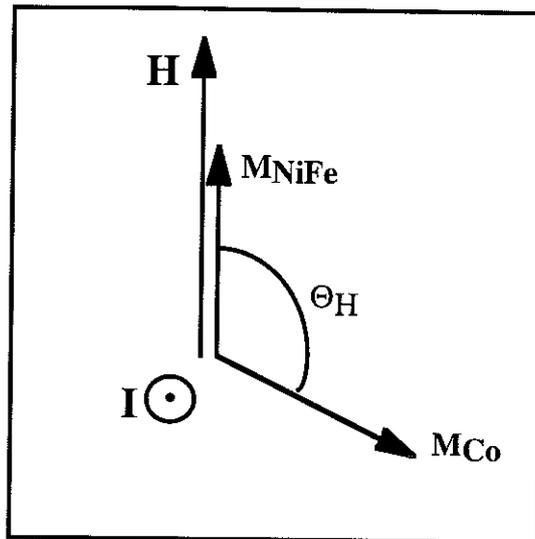


Fig. III.5. : Vue schématique des orientations des aimantations des couches de Co et de NiFe après rotation de l'échantillon d'un angle θ_H sous 150 Oe, depuis la position où il a été saturé dans 5000 Oe. Le rectangle représente le plan de l'échantillon. Le courant de mesure I est appliqué perpendiculairement aux couches.

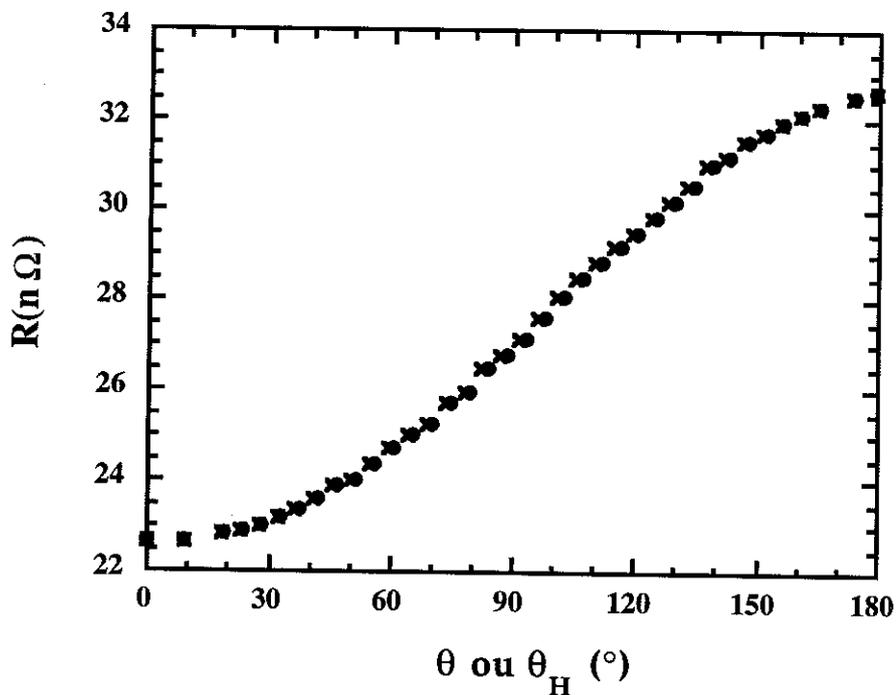


Fig. III.6. : Résistance CPP d'une multicouche (Ag 40Å / Co 4Å / Ag 40Å / Ni₈₀Fe₂₀ 40Å)₂₀ en fonction de θ_H (croix), et de θ (points). θ_H est l'angle de rotation mécanique, et θ est l'angle réel entre les aimantations des couches de Co et de NiFe, comme indiqué dans le texte.

du NiFe reste dans la direction du champ appliqué. La figure III.5. présente schématiquement la géométrie du problème.

La variation de la résistance CPP, avec l'angle θ_H dont l'échantillon a été tourné, est représentée en figure III.6. Il est important de noter que la variation angulaire de la CPP-MR ne contient pas de terme d'anisotropie de magnétorésistance (AMR), puisque l'angle entre le courant et l'aimantation des couches reste égal à 90° tout au long de la mesure. (Le courant est appliqué perpendiculairement aux couches, et l'aimantation est dans le plan des couches).

La quantité physiquement intéressante est la variation de la résistance CPP avec l'angle réel entre les aimantations des couches de Co et de NiFe. Cet angle peut être différent de θ_H si il existe un couplage magnétique entre le Co et le NiFe. Pour voir si un tel couplage existe, et pour estimer son amplitude, nous avons utilisé la méthode décrite par L.B. Steren et al. [6], méthode qui avait été mise au point pour l'étude de la variation angulaire de la CIP-MR du même type d'échantillons. Elle consiste à mesurer les cycles mineurs de magnétorésistance des échantillons pour les champs compris entre -150 et +150 Oe. Un résultat de ce type est présenté figure III.7.

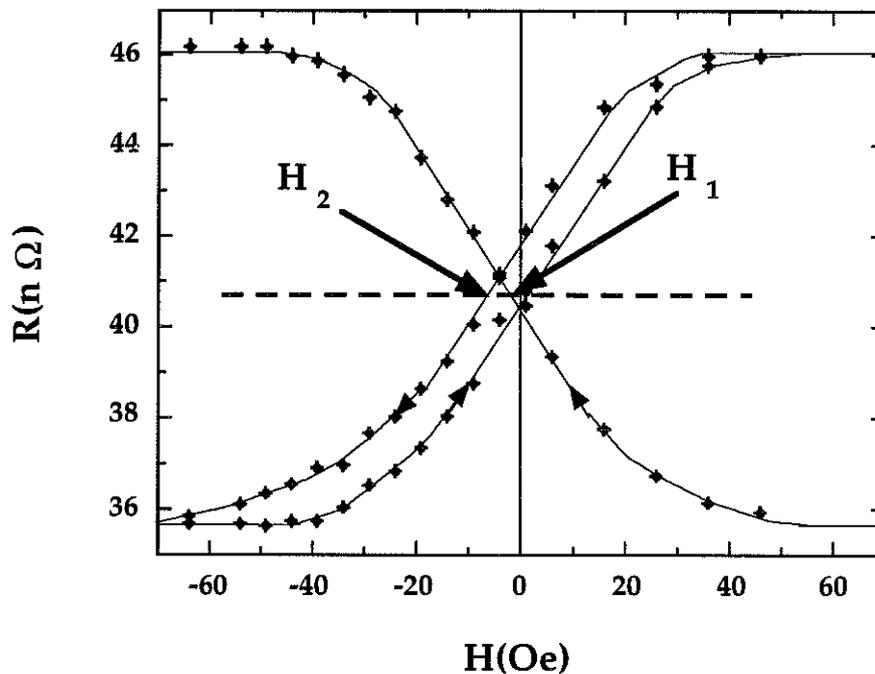


Fig. III.7. : Partie centrale des boucles majeures et mineures de magnétorésistance CPP de la multicouche (Ag 40Å / Co 4Å / Ag 40Å / Ni80Fe20 40Å)20 à 4.2 K.

Les champs H_1 et H_2 sont les champs où l'aimantation du NiFe passe de positive à négative. Si il n'y avait pas de couplage intercouche, le retournement aurait lieu dans les deux cas à $-H_C^{NiFe}$ (où H_C^{NiFe} est le champ coercitif du permalloy). Mais en H_1 l'aimantation du NiFe passe de parallèle à antiparallèle à l'aimantation du Co, alors qu'en H_2 elle passe d'antiparallèle à parallèle. Si il existe un couplage magnétique entre les couches de Co et de NiFe, on a alors [6]:

$$\begin{cases} H_1 = -H_C^{NiFe} - H_{Couplage}^{Co/NiFe} \\ H_2 = -H_C^{NiFe} + H_{Couplage}^{Co/NiFe} \end{cases}$$

où $H_{Couplage}^{Co/NiFe}$ est le champ de couplage entre le cobalt et le permalloy. Aussi l'amplitude du couplage et son signe (positif pour un couplage ferromagnétique et négatif pour un couplage antiferromagnétique) sont donnés par:

$$H_{Couplage}^{Co/NiFe} = \frac{H_2 - H_1}{2}$$

Pour tous nos échantillons, nous avons trouvé un faible couplage antiferromagnétique de -4 Oe, la précision sur cette mesure étant de ± 1 Oe. A cause de ce couplage, l'angle θ entre les aimantations du Co et du NiFe est légèrement différent de θ_H . Il est donné par l'expression [6]:

$$\theta = \arctan \left[H_{appliqué} \sin \theta_H / \left(H_{Couplage}^{Co/NiFe} + H_{appliqué} \cos \theta_H \right) \right]$$

Dans la figure III.6., nous avons représenté la magnéto-résistance CPP, non seulement en fonction de θ_H , mais aussi en fonction de θ . Nous pouvons voir que la correction effectuée est quasi négligeable. Néanmoins, cette correction sera prise en compte dans la suite. Les figures suivantes (III.8. et III.9.) représenteront la résistance CPP des multicouches en fonction de θ et non de θ_H . Nous avons, de plus, corrigé les résistances mesurées, en leur soustrayant la contribution des 2 interfaces électrode/multicouche ($2R_{Nb/Co}$). Cette résistance a été mesurée antérieurement par le groupe de Michigan State University [14]. Elle vaut: $2AR_{Nb/Co} = 6,1 f\Omega.m^2$, où A est l'aire des échantillons (1,2 mm² environ dans notre cas).

La figure III.8. montre les variations typiques de la résistance et de la conductance CPP des échantillons en fonction de $\cos^2(\theta/2)$ (ou en fonction de $(1+\cos\theta)/2$, ce qui est strictement équivalent). Nous voyons que ni la résistance, ni la conductance, ne présentent une variation purement linéaire avec $\cos^2(\theta/2)$ (ou avec $\cos\theta$, comme on veut).

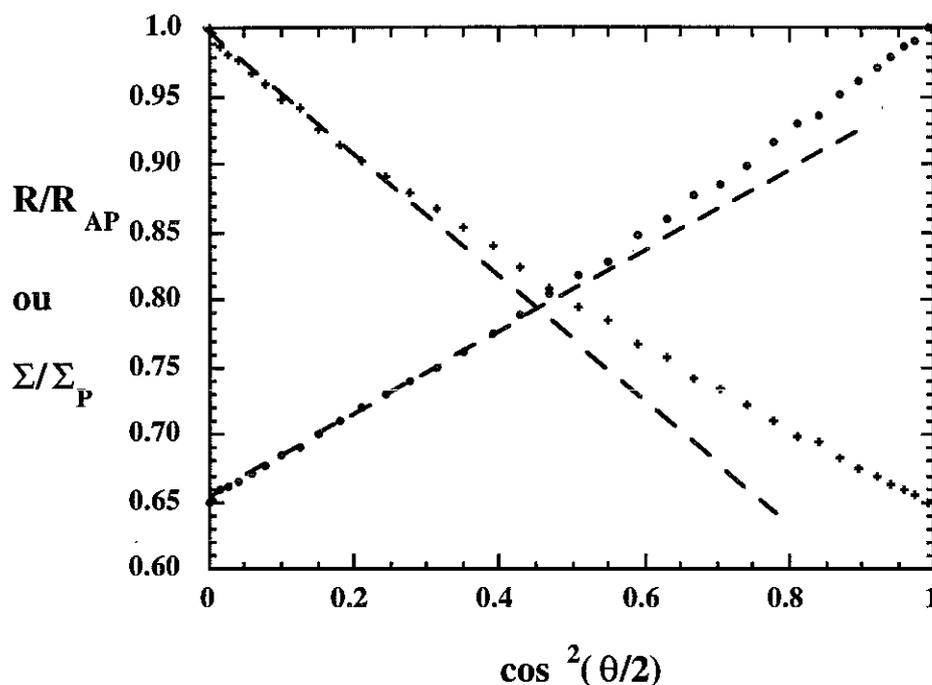


Fig. III.8. : Dépendance angulaire de la conductance CPP (cercles) et de la résistance CPP (croix) pour la multicouche (Ag 40Å / Co 4Å / Ag 40Å / Ni₈₀Fe₂₀ 40Å)₂₀ à 4.2 K.

Quantitativement, pour l'échantillon de la figure III.8. comme pour les autres, il est difficile de conclure si c'est la résistance ou la conductance qui est la plus linéaire avec $\cos\theta$. La variation expérimentale de la résistance CPP peut être décrite par une expression simple contenant un terme principal en $\cos^2(\theta/2)$, ainsi qu'un terme correctif en $\cos^4(\theta/2)$:

$$\frac{R(\theta)}{R_{AP}} = 1 - a \cos^2(\theta/2) + b \cos^4(\theta/2) \quad (1)$$

où R_{AP} est la résistance CPP de la multicouche lorsque $\theta = \pi$ (les aimantations du Co et du NiFe sont alors antiparallèles). Les lois de variations obtenues pour quatre échantillons sont présentées figure III.9. Les coefficients a et b

correspondants à chaque échantillon sont listés dans la légende de cette figure. Nous pouvons remarquer que b est toujours plus petit que a (d'un facteur 3 à 10), et que b/a croît avec le rapport de magnétorésistance $(R_{AP} - R_P)/R_{AP}$ (où R_P est la résistance de l'échantillon en configuration d'aimantation parallèle ($\theta=0$)). Si b était égal à zéro, nous aurions une variation purement linéaire de la résistance avec $\cos^2(\theta/2)$, et la déviation par rapport à la linéarité de la conductivité serait alors supérieure à celle observée. Avec b/a de l'ordre de 0,1 à 0,3, il se trouve que la résistance et la conductance présentent approximativement la même déviation par rapport à la linéarité. Nous allons tenter, dans le chapitre suivant, d'interpréter les résultats obtenus dans le cadre des modèles préexistants à cette étude.

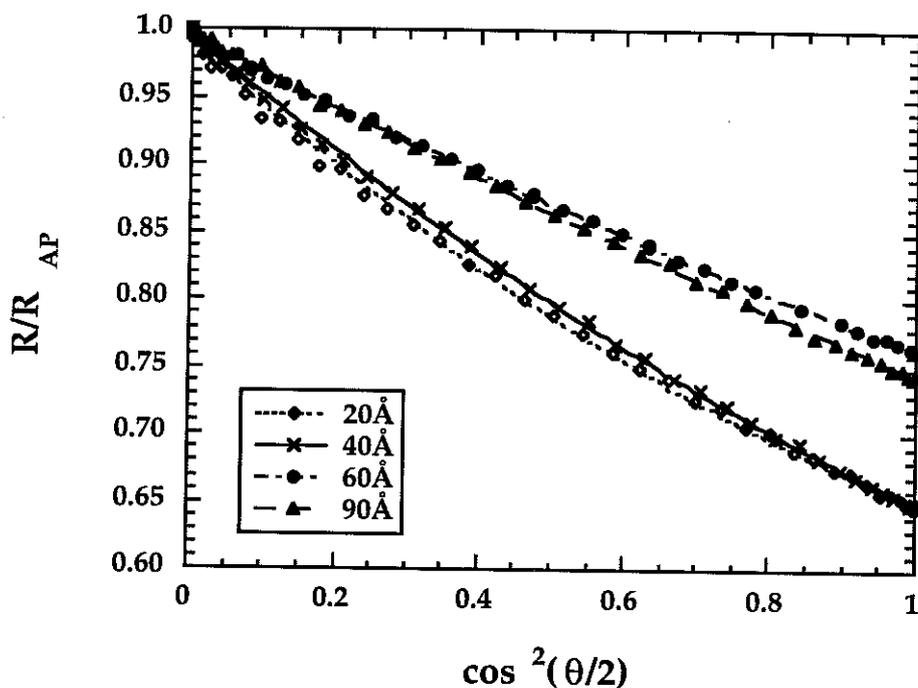


Fig. III.9. : Dépendance angulaire de la résistance CPP des multicouches (Ag 40Å / Co 4Å / Ag 40Å / Ni₈₀Fe₂₀ t_{NiFe})₂₀ à 4.2 K pour différentes épaisseurs de permalloy. Les symboles représentent les valeurs expérimentales. Les barres d'erreurs à considérer sont de la taille des points. Les lignes sont les courbes obtenues à partir de l'équation (1) avec les paramètres a et b suivants:
 $a=0.47$ et $b=0.13$ pour $t_{NiFe}=20\text{Å}$; $a=0.44$ et $b=0.10$ pour $t_{NiFe}=40\text{Å}$;
 $a=0.26$ et $b=0.03$ pour $t_{NiFe}=60\text{Å}$; $a=0.28$ et $b=0.02$ pour $t_{NiFe}=90\text{Å}$.

III.C. DESCRIPTION DE LA VARIATION ANGULAIRE DE LA CPP-MR DANS LE CADRE DES MODELES PREEXISTANTS.

Au moment où nous avons obtenu les premiers résultats expérimentaux, aucun modèle n'avait été proposé pour décrire (ou prévoir) la variation angulaire de la CPP-MR. Nous présentons ici un premier modèle théorique simple pour la variation angulaire de la CPP-MR. Il consiste en l'adaptation aux configurations non colinéaires d'aimantation, de modèles décrivant initialement la CPP-MR pour les configurations parallèle et antiparallèle d'aimantation [8-10,16]. De ce fait, ce modèle peut être considéré comme assez approximatif, mais il donne la possibilité de discuter assez simplement les aspects principaux du problème.

Dans ce modèle, les couches magnétiques sont traitées comme étant toutes équivalentes.

L'avantage de la géométrie CPP comparée à la géométrie CIP est, que pour la plupart des multicouches [8,12,17], et en particulier dans le cas de celles étudiées au chapitre III.B., l'épaisseur des couches est petite comparée à la longueur de diffusion de spin (qui est de l'ordre de 1000Å). Dans cette limite de grandes longueurs de diffusion de spin, tous les centres diffuseurs voient leur effet moyenné (c'est la "self averaging limit"[16]). Dans ce cas, pour une multicouche dont l'épaisseur des couches magnétiques (non magnétiques) est t_F (t_N), le rapport de magnéto-résistance peut s'écrire d'après T. Valet et A. Fert [8]:

$$\frac{R(\theta)}{R_{AP}} = 1 - \left[\frac{\beta \rho_F^* t_F + 2 \gamma r_b^*}{\rho_N^* t_N + \rho_F^* t_F + 2 r_b^*} \right]^2 \quad (1)$$

Soit θ l'angle entre les aimantations des couches magnétiques successives.

- R_{AP} est la résistance de la multicouche dans la configuration antiparallèle des aimantations (cas $\theta = \pi$),
- $R(\theta)$ est sa résistance dans un état de polarisation quelconque,
- ρ_N^* est la résistivité des couches non magnétiques,
- ρ_F^* , β , r_b^* et γ sont les coefficients permettant de décrire la diffusion dépendante du spin des deux canaux d'électrons (+ et -) dans le volume des couches magnétiques et aux interfaces. Les résistivités relatives aux canaux + et - s'écrivant dans ce modèle:

$$\begin{cases} \rho_{\pm} = 2 \rho_F^* (1 \mp \beta) \\ r_{\pm} = 2 r_b^* (1 \mp \gamma) \end{cases} \quad (2)$$

Ce modèle [8] a été initialement écrit pour décrire seulement les configurations parallèles et antiparallèles des aimantations des couches magnétiques successives.

Pour décrire les configurations non colinéaires des aimantations, il faut prendre en compte la dépendance angulaire des coefficients d'asymétrie de diffusion de spin β et γ .

Pour des raisons de symétrie, l'axe de quantification choisi est la bissectrice entre les aimantations des couches ferromagnétiques successives, comme proposé dans [16]. Il faut donc calculer ρ_{\pm} et r_{\pm} pour la configuration où les aimantations des couches successives font un angle de $\pm\theta/2$ avec l'axe de quantification des spins.

En ce qui concerne la diffusion dans le volume des couches magnétiques, le potentiel diffuseur adopté est celui de S. Zhang et al. [16]:

$$V(\hat{\sigma}) = v_b + j_b \hat{M} \cdot \hat{\sigma} \quad (3)$$

où $\hat{\sigma}$ est la matrice de Pauli et \hat{M} est le vecteur unité dans la direction de l'aimantation locale. Le même calcul que celui mené dans [16] aboutit alors à:

$$\rho_{\pm} \propto v_b^2 + j_b^2 \pm j_b v_b \cos(\theta/2) \quad (4)$$

où de façon équivalente à:

$$\begin{cases} \beta(\theta) \propto \frac{2 p_b \cos(\theta/2)}{1 + p_b^2}, & \text{avec } p_b = \frac{j_b}{v_b} \\ \rho_F^* \text{ indépendant de } \theta \end{cases} \quad (5)$$

Concernant maintenant la diffusion aux interfaces, elle comprend deux contributions, additives en première approximation [9] :

- **un terme de diffusion sur le désordre interfacial**, noté:

$$r_{\pm}^{(1)} = 2 r_b^{(1)} (1 \mp \gamma^{(1)}),$$

- et un terme de réflexion spéculaire sur les marches de potentiel interfaciales (résistance de Landauer), noté:

$$r_{\pm}^{(2)} = 2 r_b^{(2)} (1 \mp \gamma^{(2)})$$

Le premier terme $r_{\pm}^{(1)}$ peut être décrit de la même manière que ρ_{\pm} au paragraphe précédent, en prenant un potentiel diffuseur du même type que celui de l'équation (3). Cela mène à un résultat similaire à l'équation (5):

$$\begin{cases} \gamma^{(1)}(\theta) \propto \frac{2 p_i \cos(\theta / 2)}{1 + p_i^2}, & \text{avec } p_i = \frac{j_i}{v_i} \\ r_b^{(1)} \text{ indépendant de } \theta \end{cases} \quad (6)$$

Le deuxième terme $r_{\pm}^{(2)}$ a été calculé par Barnas et Fert (formalisme de Landauer) [9] en fonction de la hauteur des marches de potentiel U_{\pm} . Pour les valeurs de U_{\pm} qui sont cohérentes avec les résultats expérimentaux de CPP-MR [12,17], ils montrent que $r_{\pm}^{(2)}$ est approximativement proportionnel à U_{\pm} , et dans notre cas, on peut écrire:

$$U_{\pm}(\theta) = \bar{U} \pm \Delta U \cdot \cos(\theta / 2) \quad (7)$$

Ce qui mène à:

$$\begin{cases} \gamma^{(2)}(\theta) \propto \cos(\theta / 2) \\ r_b^{(2)} \text{ indépendant de } \theta \end{cases} \quad (8)$$

Un second modèle, utilisant le formalisme de Kubo (A. Vedyayev et al. [10]), aboutit au résultat différent que $r_{\pm}^{(2)}$ est approximativement proportionnel au carré de la hauteur de la marche de potentiel. Cela mène alors à:

$$\begin{cases} \gamma^{(2)}(\theta) \propto \cos^2(\theta / 2) \\ r_b^{(2)} \text{ indépendant de } \theta \end{cases} \quad (9)$$

Les deux formalismes étant communément acceptés, il est délicat de dire lequel décrit le mieux la réalité dans ce cas précis.

En conclusion, dans le cas simple de multicouches comprenant un seul type de couches magnétiques, et dans la limite de grande longueur de diffusion de spin, nous voyons d'après les équations (5), (6), et (8) ou (9):

- que $\beta(\theta)$ est proportionnel à $\cos(\theta/2)$
- que $\gamma(\theta)$ est la somme:
 - d'un terme proportionnel à $\cos(\theta/2)$ rendant compte de la diffusion par le désordre interfacial, et,
 - d'un terme proportionnel à $\cos(\theta/2)$ (formalisme de Landauer), ou proportionnel à $\cos^2(\theta/2)$ (formalisme de Kubo), qui rend compte des réflexions spéculaires sur les marches de potentiel interfaciales,
- et que ρ_F^* , ρ_N^* et r_b^* sont indépendants de θ .

En développant au premier ordre en $\cos(\theta/2)$ l'expression (1), la variation angulaire attendue pour la CPP-MR est de la forme:

$$\frac{R(\theta)}{R_{AP}} = 1 - a \cos^2(\theta/2) \quad (10)$$

Etant donné la simplicité du modèle décrit ici, il serait présomptueux de chercher à en tirer plus qu'une information qualitative. En particulier, il ne serait pas raisonnable de développer l'expression (1) au delà du premier ordre. On peut cependant noter, que les réflexions spéculaires sur les interfaces ont une contribution additive à la CPP-MR, alors que dans le cas CIP-MR, elles aboutissent à une réduction de la CIP-MR. Et d'autre part, il semble que le terme qui ait le plus de chance d'amener une déviation à la linéarité en $\cos^2(\theta/2)$ de la CPP-MR est le terme de réflexion spéculaire sur les marches de potentiel interfaciales (cas du formalisme de Kubo).

Si nous comparons le résultat qualitatif de ce modèle avec la variation expérimentale que nous avons observée pour les multicouches (Ag/Co/Ag/NiFe), nous voyons que ce modèle simplifié rend bien compte de la variation observée au premier ordre (voir figure III.9.) . Il ne rend cependant pas compte de la faible déviation à la linéarité en $\cos^2(\theta/2)$.

L'origine de cette déviation ne peut pas être clairement identifiée à ce stade. Dans le cas des multicouches étudiées, deux constituants magnétiques différents sont utilisés, aussi l'équation (1) doit être notamment modifiée pour rendre compte du comportement des échantillons étudiés (les coefficients d'asymétrie de diffusion de spin sont différents dans les deux couches). Le choix d'axe de

quantification devrait également être modifié, les deux types de couches n'étant pas magnétiquement équivalents. L'expression finale obtenue serait alors beaucoup plus complexe.

Pour pouvoir extraire, des résultats expérimentaux, les différentes contributions à la CPP-MR, il apparaît qu'il est nécessaire:

- d'étudier expérimentalement la variation angulaire d'échantillons plus simples à décrire théoriquement, tels que les multicouches à un seul type de couches magnétiques (voir chapitre III.D.),
- et d'élaborer un modèle plus sophistiqué décrivant les différentes contributions à la CPP-MR dans le même formalisme (voir chapitre III.E.).

III.D. ETUDE DE LA VARIATION ANGULAIRE DE LA CPP-MR DE MULTICOUCHES (Ag/NiFe)

Après l'étude de la variation angulaire de la CPP-MR des multicouches (Ag/Co/Ag/NiFe), nous avons également étudié la variation angulaire de la CPP-MR de multicouches (Ag/NiFe). Ces multicouches ne possédant qu'un seul type de couches magnétiques, la variation angulaire de leur CPP-MR est plus simple à modéliser que celle des multicouches (Ag/Co/Ag/NiFe).

Les échantillons (Ag/NiFe) étudiés ont été élaborés par pulvérisation cathodique sur silicium dans le groupe de B. Dieny (CENG, Grenoble) [18]. Durant le dépôt, la température du substrat est maintenue à 77K. Cela permet une croissance 2D des couches d'Ag. (Déposé à 300 K, l'Ag croît en îlots sur le NiFe [19], ce qui interdit la fabrication de multicouches de bonne qualité structurale). Les conditions de fabrication des échantillons étudiés sont présentées en détail dans la thèse de C. Cowache [20]. Leur qualité structurale a été caractérisée par diffraction X aux petits angles. L'extension de la rugosité d'interface est très faible, de l'ordre d'une monocouche atomique [20].

Dans un premier temps, nous avons souhaité utiliser la même méthodologie qu'au chapitre III.B.. Pour cela, des multicouches à double coercivité ($\text{Ag } t_1\text{\AA}/\text{NiFe } t_2\text{\AA}/\text{Ag } t_1\text{\AA}/\text{NiFe } t_2\text{\AA}$) ont été fabriquées. Certaines des idées de base utilisées pour la conception des multicouches (Ag/Co/Ag/NiFe) ont été reprises [6]. L'épaisseur des couches d'argent a été choisie suffisamment épaisse (30 à 40Å) pour assurer le découplage des couches magnétiques successives. Et les couches de permalloy possèdent alternativement des épaisseurs très différentes, afin d'établir une différence de coercitivité entre leurs aimantations (par exemple 5Å pour les couches dures et 40Å pour les couches douces).

Une courbe de magnéto-résistance typique de ce type d'échantillon est présentée figure III.10.. Son aspect indique bien que les aimantations des deux types de couches de permalloy ne se retournent pas simultanément. Cependant, l'absence d'un plateau de résistance maximum indique qu'il n'existe pas de plage de champ magnétique telle que l'aimantation des couches douces soit totalement saturée et que l'aimantation rémanente des couches dures ne soit pas affectée. La différence de coercitivité obtenue est donc insuffisante pour permettre le contrôle

précis de l'angle entre les aimantations des couches magnétiques successives (voir pour comparaison le chapitre III.B.). La méthodologie du chapitre III.B. ne peut donc pas être utilisée avec ces multicouches.

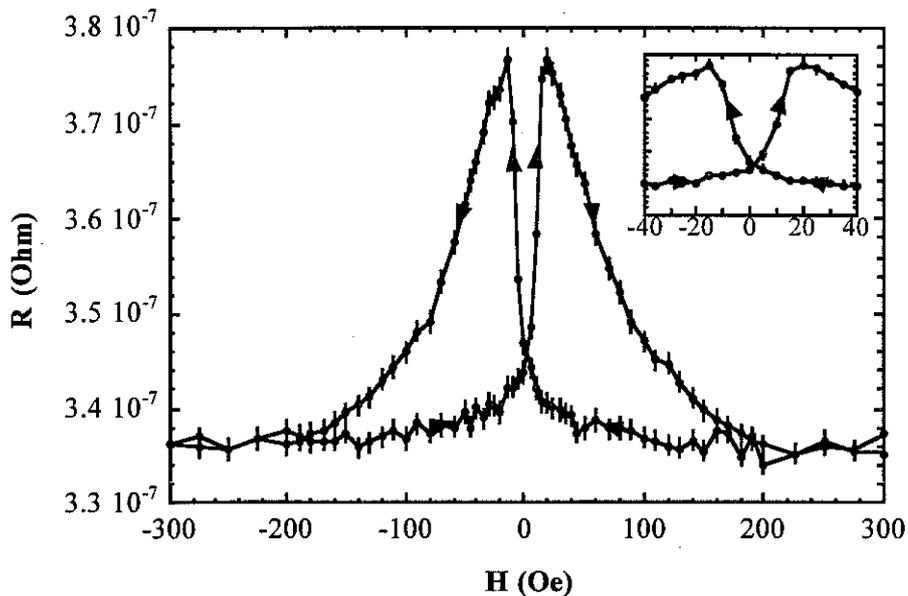


Fig. III.10. : Courbe de magnétorésistance perpendiculaire a 4.2 K d'une multicouche (Ag 30Å/NiFe 5Å/Ag 30Å/NiFe 40Å). En insert, zoom sur la partie centrale de la courbe.

Dans un second temps, nous avons envisagé l'étude de multicouches (Ag/NiFe) simples. La variation angulaire de leur CPP-MR est plus difficile à mesurer, car toutes les couches magnétiques étant équivalentes, il n'est pas possible de contrôler l'angle entre les aimantations des couches magnétiques successives par une méthode du même type que celle utilisée au chapitre III.B.. L'accès à l'angle θ entre les aimantations sera indirect.

L'idée est d'utiliser des échantillons (Ag/NiFe) dont les couches de NiFe sont fortement couplées antiferromagnétiquement entre elles. Dans de telles multicouches, il est possible d'accéder facilement aux deux configurations extrêmes des aimantations. En champ nul, les aimantations des couches ferromagnétiques successives sont antiparallèles ($\theta = \pi$). L'application d'un champ magnétique induit une rotation uniforme de ces aimantations, et lorsque le champ de saturation est atteint, les aimantations des couches successives sont parallèles ($\theta = 0$). Les deux états extrêmes sont magnétiquement bien définis, mais nous n'avons pas, pour les états intermédiaires, un accès direct et précis à l'angle θ . Sachant que dans tous les systèmes étudiés jusqu'alors, la variation

angulaire de la conductivité CIP était strictement linéaire avec $\cos \theta$ (voir chapitre III.A.), et considérant qu'il en est de même pour nos échantillons [20], la mesure de la conductivité CIP donne un accès indirect à l'angle entre les aimantations des couches magnétiques successives. Aussi, représenter la résistivité CPP des échantillons en fonction de leur conductivité CIP (avec le champ magnétique comme paramètre implicite) donne accès à la variation de leur CPP-MR avec $\cos \theta$.

Dans les multicouches magnétiques, c'est l'épaisseur du métal non magnétique qui détermine la valeur (et le signe) de la constante de couplage indirect entre les couches magnétiques successives [21,22]. Ici, l'épaisseur des couches d'Ag a été choisie égale à 11\AA , ce qui correspond au milieu du premier pic de couplage antiferromagnétique du système (Ag/NiFe) [23]. La figure III.11. montre les courbes d'aimantation à 4,2 K d'une série d'échantillons (Ag 11\AA / NiFe $t_{\text{NiFe}} \cdot 50$) avec des épaisseurs de NiFe variables. Nous voyons que ces courbes sont réversibles, ce qui indique un fort couplage antiferromagnétique. L'aimantation rémanente de ces multicouches est nulle. En unités réduites: $M / M_s = f(H / H_s)$, toutes les courbes d'aimantations se superposent, comme le montre la figure III.12.. La courbure de la courbe d'aimantation générique obtenue indique qu'il existe pour ces multicouches un couplage quadratique qui s'additionne au couplage linéaire antiferromagnétique [24]. L'énergie d'échange qui couple les couches ferromagnétiques successives s'écrit classiquement (par unité de surface) [24]:

$$E_{\text{échange}} = JM_s^2(1 - \cos \theta) + BM_s^2(1 - \cos 2\theta)$$

où θ est l'angle entre les aimantations des couches successives, J est la constante de couplage linéaire et B celle de couplage quadratique.

L'énergie magnétique totale du système est la somme de l'énergie Zeeman et de l'énergie d'échange [24]:

$$E = E_{\text{échange}}(\theta) - HM_s \cdot t_{\text{NiFe}} \cdot \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

La minimisation de cette énergie donne la loi de variation de l'aimantation avec le champ magnétique :

$$H = \left(\frac{4M_s}{t_{\text{NiFe}}}\right) \left[(4B - J) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - 8B \cos^3\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \text{ avec } M = M_s \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

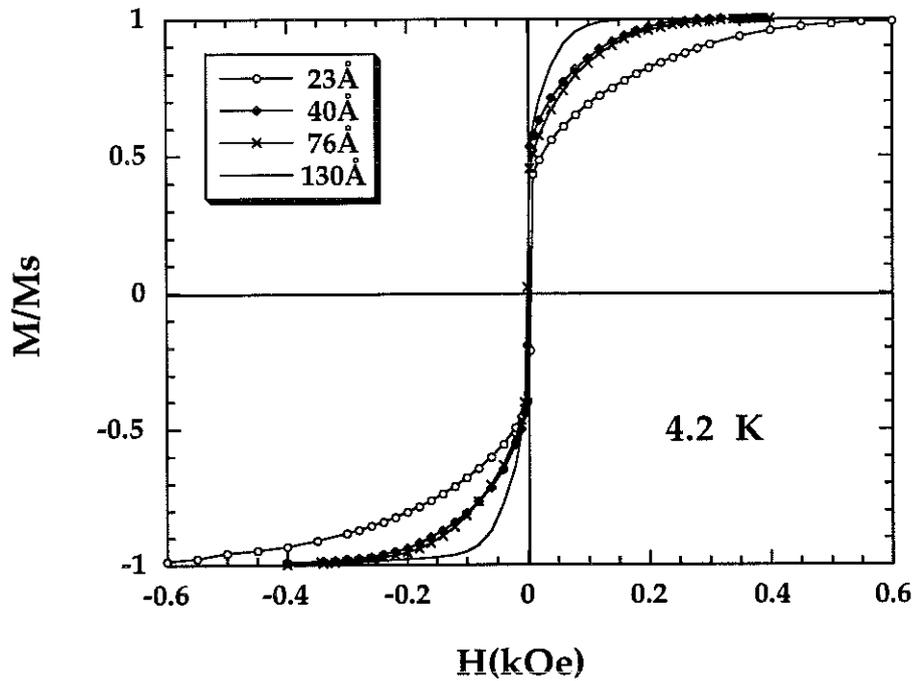


Fig. III.11. : Courbes d'aimantation à 4.2 K des échantillons (Ag 11Å / NiFe t_{NiFe})*50, pour les différentes épaisseurs de NiFe indiquées en légende.

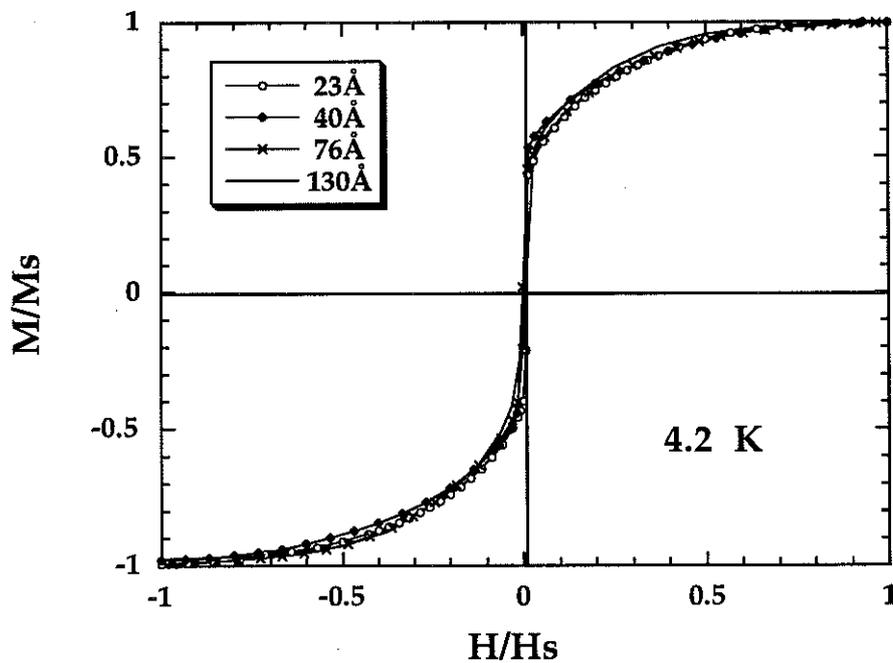


Fig. III.12. : Courbes d'aimantation à 4.2 K des échantillons (Ag 11Å / NiFe t_{NiFe})*50, pour les différentes épaisseurs de NiFe indiquées en légende. Le champ magnétique est ici normalisé au champ de saturation de chaque échantillon.

Avec pour hypothèse que $M/M_s = \cos \theta/2$, l'ajustement de cette expression sur les courbes d'aimantation obtenues donne les valeurs des couplages linéaire et quadratique, entre les couches de NiFe de ces échantillons. Le couplage est quasi reproductible d'un échantillon à l'autre comme le montrent les courbes d'aimantation normalisées de la figure III.12. Les valeurs des coefficients de couplage obtenues pour ces échantillons sont approximativement [20]:

$$JM_S^2 = -4 \cdot 10^{-6} \text{ J/m}^2 \text{ et } BM_S^2 = -0.8 \cdot 10^{-6} \text{ J/m}^2.$$

Ces valeurs sont indépendantes de l'épaisseur de NiFe. On remarque que $B \ll J$. (En particulier, la condition $J/4B > 1$ est vérifiée). C'est donc le couplage linéaire qui domine, et l'état magnétique stable en champ nul est donc bien la configuration antiparallèle des aimantations des couches ferromagnétiques successives.

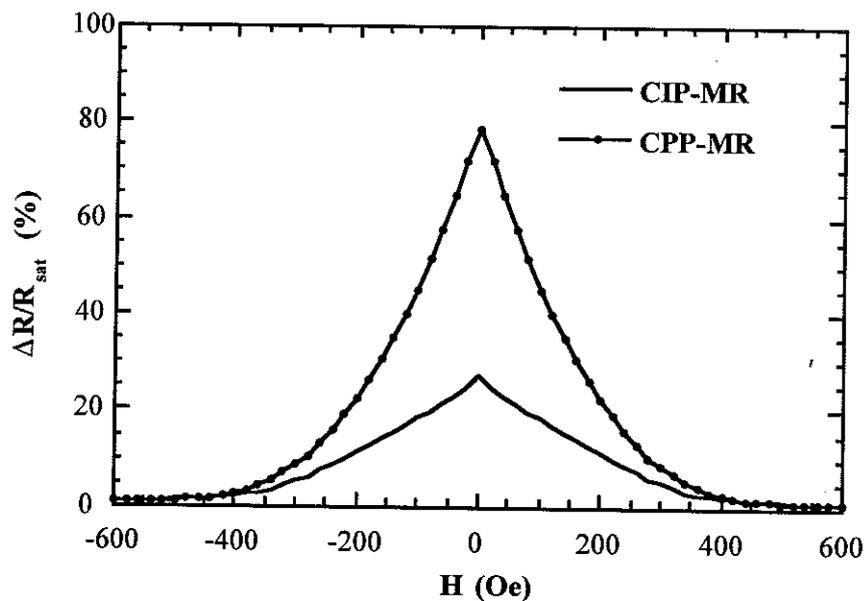


Fig. III.13. : Courbe de magnétorésistances CPP et CIP à 4.2K d'une multicouche (Ag 12Å/ NiFe 39Å)*100.

L'aspect typique des courbes de magnétorésistance CIP et CPP de ce type d'échantillon est présenté figure III.13.. Ces courbes ne présentent pas d'hystérésis ce qui confirme le fort couplage antiferromagnétique entre les couches ferromagnétiques.

Les courbes de résistance CIP à 4.2 K de la série d'échantillons étudiés sont présentées figure III.14.. L'anisotropie de magnétorésistance (AMR) étant faible

(0.5% au maximum), aucune correction d'AMR n'a été soustraite des mesures obtenues.

Les résultats des mesures de CPP-MR des mêmes multicouches (déposées cette fois entre électrodes de Nb) sont donnés figure III.15.. Les valeurs des résistances CPP présentées ne sont pas corrigées de la contribution des résistances d'interfaces avec les électrodes supraconductrices $R_{Nb/M}$ (celles-ci sont non reproductibles d'un échantillon à l'autre, voir chapitre IV). Mais les $R_{Nb/M}$ étant indépendantes de l'angle entre les aimantations des couches ferromagnétiques successives, elles ne modifient pas l'aspect général des courbes de CPP-MR. Les courbes de CPP-MR obtenues présentent approximativement le même aspect que les courbes de CIP-MR. Et pour un même échantillon, les champs de saturation des courbes de CIP-MR et de CPP-MR sont identiques, ce qui montre que les processus d'aimantation sont les mêmes dans les parties d'échantillon utilisées, pour les mesures de CPP-MR (multicouche sur Nb), et pour les mesures de CIP-MR (multicouche sur Si).

Si maintenant nous représentons la résistance CPP en fonction de la conductance CIP pour chaque valeur du champ magnétique appliqué (figure III.16.), cela revient, comme nous l'avons dit précédemment, à donner une représentation de la résistance CPP avec $\cos\theta$, puisque la conductance CIP est proportionnelle à $\cos\theta$.

Nous observons que la variation angulaire de la résistance CPP est presque linéaire avec $\cos\theta$ pour les faibles épaisseurs de NiFe. Elle montre une déviation croissante par rapport à la linéarité lorsque l'épaisseur de NiFe augmente. Les deux "artefacts" qui pourraient être à l'origine de cette déviation sont: la contribution d'AMR à la CIP-MR, et le flux piégé dans les électrodes de Nb lors des mesures de CPP-MR (ce qui est peu probable sous des champs appliqués inférieurs à 500 Oe). En fait, comme nous allons le voir maintenant, ces contributions potentielles à la courbure peuvent être rejetées.

En effet, la déviation à la linéarité en $\cos\theta$ ne peut pas être expliquée par la contribution d'AMR à la CIP-MR, car dans ce type d'échantillon, celle-ci varie linéairement avec $\cos\theta$ (lors des mesures, le courant est appliqué parallèlement à l'axe du champ, et les aimantations des couches ferromagnétiques successives forment un angle $\theta/2$ avec cet axe. L'AMR est donc linéaire avec $\cos^2(\theta/2)$ (voir chapitre I.B.) ou encore avec $\cos\theta$). Aussi l'AMR ne peut modifier la courbure observée.

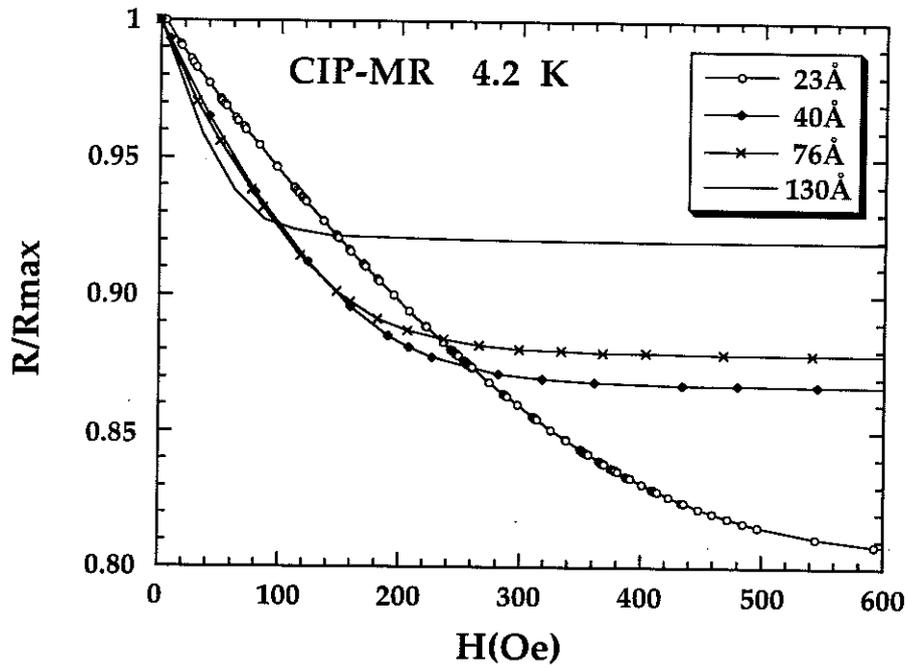


Fig. III.14. : Courbes de magnétorésistance CIP des multicouches (Ag 11Å / NiFe t_{NiFe})*50, pour les différentes épaisseurs de NiFe indiquées en légende.

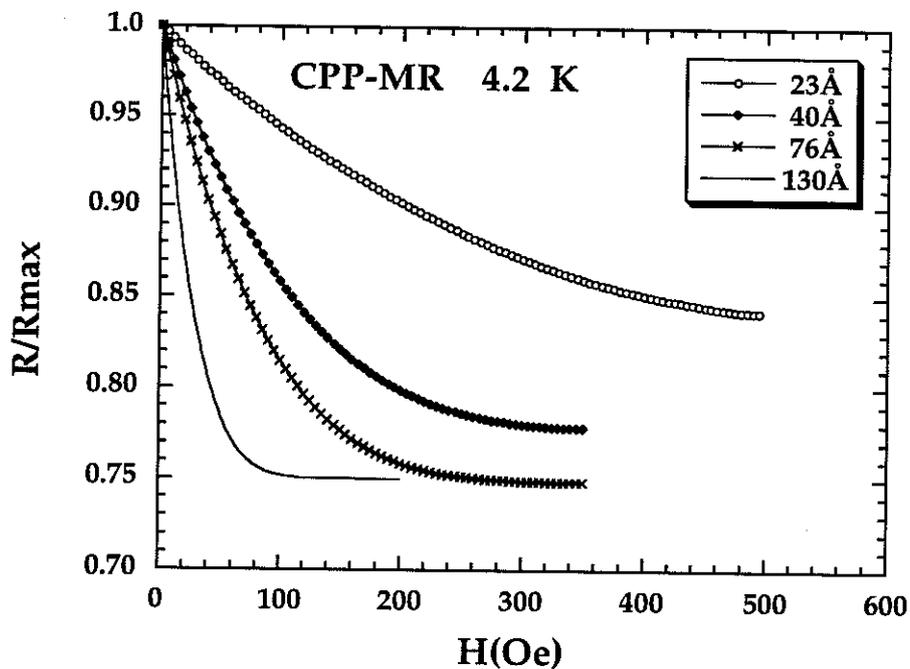


Fig. III.15. : Courbes de magnétorésistance CPP des multicouches (Ag 11Å / NiFe t_{NiFe})*50, pour les différentes épaisseurs de NiFe indiquées en légende.

D'autre part, si un éventuel flux piégé dans les électrodes contribuait au champ appliqué à la multicouche lors de la mesure CPP, cela se traduirait par une hystérésis apparente plus importante pour les courbes de CPP-MR que pour les courbes de CIP-MR, or celles-ci sont non hystérétiques (à la précision que nous avons). Le flux piégé modifierait également le champ de saturation des courbes de CPP-MR (ce qui n'est pas le cas).

La non linéarité observée est donc significative, et elle est comparable à celle observée au chapitre III.B. pour les multicouches (Ag/Co/Ag/NiFe). Comme dans leur cas, la déviation à la linéarité n'est pas clairement expliquée par le modèle simple du chapitre III.C. La nécessité de développer un modèle théorique plus sophistiqué est donc évidente. Un tel modèle est présenté au chapitre III.E.. Les résultats expérimentaux sont confrontés à ce nouveau modèle au chapitre III.F..

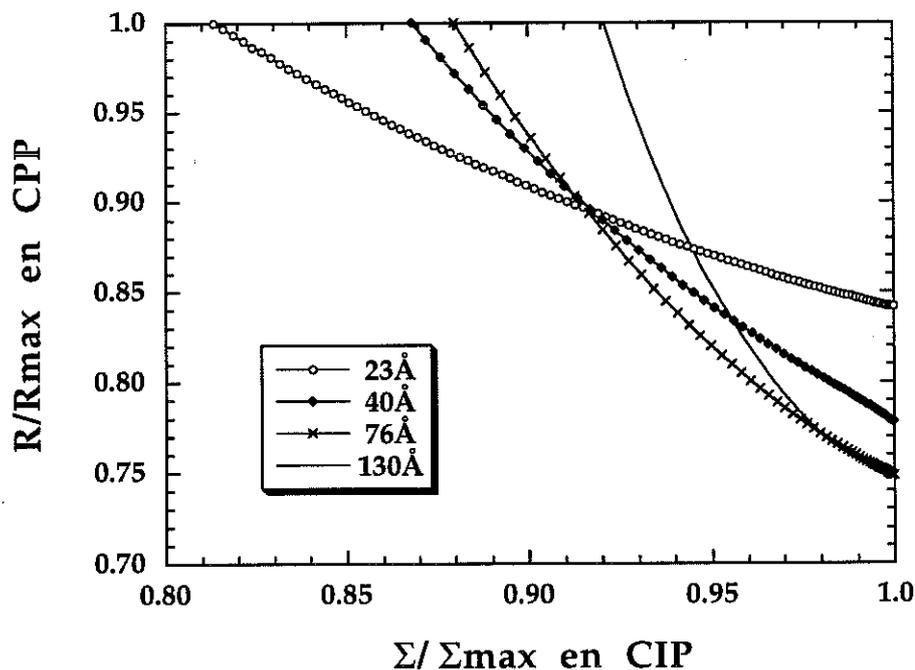


Fig. III.16. : Résistance CPP en fonction de la conductance CIP des multicouches (Ag 11Å / NiFe t_{NiFe})*50, pour les différentes épaisseurs de NiFe indiquées en légende.

III. E. DESCRIPTION QUANTIQUE DE LA VARIATION ANGULAIRE DE LA CPP-MR:

Depuis la découverte de la magnétorésistance géante des multicouches [1,2], deux approches théoriques principales ont été développées pour décrire cet effet .

La première approche prend principalement en compte la diffusion dépendante du spin des électrons de conduction dans le volume des couches ferromagnétiques et aux interfaces [7,15,16,25,31,32]. Dans chaque couches, les électrons sont décrits comme un gaz d'électron libre soumis à un potentiel diffuseur dépendant du spin. Dans certains de ces modèles, des aspects de la structure de bandes réelle sont également pris en compte. En particulier, l'existence de marches de potentiel interfaciales dépendantes du spin (créées par les différences de remplissage des bandes de valence, d'une couche à la suivante) est prise en compte dans certains modèles [7,16,31,32]. Mais ces modèles ne prennent pas en compte les détails de la structure de bandes des multicouches considérées. Les propriétés de transport des couches sont simplement décrites à l'aide de paramètres tels que les libres parcours moyens électroniques et les vecteurs de Fermi.

Dans la seconde approche, ce sont cette fois les effets de la structure de bandes qui sont principalement pris en compte [33-35]. Cette dernière est tout d'abord calculée ab-initio pour les configurations parallèles et antiparallèles des aimantations des couches ferromagnétiques successives. Puis la conductivité est calculée à partir de la structure de bandes complète obtenue. Cette approche nécessite des moyens de calcul numérique conséquents. Les résultats obtenus ainsi sont difficiles à comparer avec les résultats expérimentaux en terme de résistance absolue et de rapport de magnétorésistance. En particulier, la nature des centres diffuseurs des multicouches réelles étant variée (défauts d'interface, impuretés, dislocations, joints de grains...), ceux-ci sont fort mal pris en compte. Les relations, entre les taux de diffusion de chacun de ces types de défauts et la structure de bandes, sont en effet complexes et surtout mal connues, ce qui rend les analyses quantitatives des résultats expérimentaux à partir des modèles ab-initio très difficiles.

Pour cette raison, nous avons préféré utiliser le premier type d'approche, qui certes ne tient pas compte de la structure de bandes détaillée de la multicouche, mais qui néanmoins tient compte de l'effet des marches de

potentiel interfaciales, qui sont les conséquences principales du calcul de la structure de bandes complète.

Par conséquent, nous présentons, dans la suite, un modèle quantique de la variation angulaire de la CPP-MR, prenant en compte à la fois la diffusion dépendante du spin des électrons dans le volume des couches ferromagnétiques et la présence de barrières de potentiel interfaciales dépendantes du spin, mais ne prenant pas en compte le détail de la structure de bandes des multicouches. Ce modèle utilise le formalisme de Kubo.

Jusqu'à maintenant, le problème de la variation angulaire de la CPP-MR n'avait été traité sous cette forme qu'en absence de barrières de potentiel interfaciales (H. Camblong et al. [29]) et avec des hypothèses restrictives, sur lesquelles nous reviendrons par la suite, qui ne correspondent pas au cas des multicouches que nous avons étudiées expérimentalement. Ce traitement aboutissait à une variation linéaire de la résistance CPP avec $\cos \theta$, où θ est l'angle entre les aimantations des couches magnétiques successives. Ce modèle n'expliquait donc pas la variation expérimentalement observée (chapitres I.B. et I.D.). Nous verrons que le modèle que nous allons présenter maintenant permet d'expliquer cette variation.

Le formalisme utilisé est le suivant. L'approche quantique repose sur la résolution dans chaque couche de l'équation de Schrödinger. Les électrons sont traités dans un modèle d'électrons libres soumis à un potentiel diffuseur V_{diff} [25], et à l'énergie potentielle locale V_{pot} . L'Hamiltonien correspondant est:

$$H = H^{\circ} + V_{pot} + V_{diff}$$

H° est l'opérateur énergie cinétique des électrons libres. V_{diff} est le potentiel décrivant la diffusion aléatoire des électrons de conduction par les distorsions des nuages électroniques induites par les défauts présents dans le volume des couches. V_{pot} est le potentiel local (il correspond à la séparation des bandes électroniques d'une couche à la suivante). V_{diff} et V_{pot} dépendent du spin σ des électrons dans les couches ferromagnétiques, ainsi que des coordonnées spatiales r . On peut donc écrire V_{diff} sous la forme simple [26]:

$$V_{diff} = V_{diff}(r, \sigma) = \sum_i V_{diff_i}^{\sigma} \cdot \delta(r - R_i)$$

où les R_i sont les positions des centres diffuseurs. On peut également écrire:

$$V_{pot} = V_{pot}(r, \sigma)$$

A la différence de V_{diff} , V_{pot} est homogène dans chaque couche pour un spin σ donné si la couche est traitée comme étant monodomaine.

Soit:

$$V = V_{diff} + V_{pot}$$

L'équation de Schrödinger s'écrit donc sous la forme:

$$(E - H^0 - V)\hat{G} = \hat{I}$$

où les fonctions $\hat{G}(E)$ sont des fonctions de Green états propres de l'Hamiltonien, E est l'énergie propre des états considérés, et \hat{I} est l'opérateur identité. Comme nous nous intéressons au transport électronique, l'équation doit être résolue pour $E = E_F$: énergie du niveau de Fermi.

Pour prendre en compte le caractère non local du transport électronique (le courant en un point dépend du champ électrique aux autres points à l'échelle du libre parcours moyen), il est nécessaire de considérer des solutions $\hat{G}(E)$ dépendantes de deux variables d'espace $\hat{G}(E, r, r')$. Dans le formalisme de Kubo [28], une conductivité électrique locale $\sigma(r, r')$ est associée à ces fonctions $\hat{G}(E, r, r')$. Celle-ci s'exprime en fonction du produit des fonctions de Green avancées et retardées:

$$\sigma(r, r') \propto G(E_F + \varepsilon_0, r, r')G(E_F - \varepsilon_0, r, r')v_F^2$$

Par conséquent, connaître les fonctions $\hat{G}(E_F, r, r')$ permet d'accéder à la conductivité locale et, par intégration, aux propriétés de transport électronique du système physique étudié.

Du fait du très grand nombre de centres diffuseurs, la résolution de l'équation de Schrödinger est impossible sous la forme actuelle. Il est nécessaire de procéder à une simplification pour pouvoir aller plus loin. Le potentiel diffuseur V_{diff} est donc remplacé par un potentiel moyen Σ_{diff} considéré comme invariant par translation dans le plan des couches ferromagnétiques (plan noté XY). Soit Z la direction perpendiculaire au plan des couches. Le potentiel moyen

correspondant à V est maintenant noté Σ . Σ dépend de Z et de E_F , et l'équation de Schrödinger peut alors s'écrire [28]:

$$(E_F - H^\circ - \Sigma(E_F, Z))\hat{G}(E_F, r, r') = \hat{I}$$

La signification physique de Σ peut être explicitée de la manière suivante:

Σ est une fonction complexe,

- dont la partie réelle décrit les diffusions cohérentes des électrons ou en d'autres termes les conditions de propagation de la fonction d'onde,

- et dont la partie imaginaire décrit la diffusion diffuse des électrons et donc les conditions d'amortissement de la fonction d'onde.

Le Σ correspondant à notre système physique peut donc être construit à partir de grandeurs physiques simples (libre parcours électroniques, vecteurs de Fermi...). Pour le cas de nos multicouches magnétiques, Σ dépend du spin σ de l'électron et est exprimé pour chaque couche considérée sous la forme:

$$\Sigma^\sigma = \text{Re}(\Sigma^\sigma) + i \text{Im}(\Sigma^\sigma)$$

avec:

$$\begin{cases} \text{Im}(\Sigma^\sigma) = -\frac{\hbar^2 k_F^\sigma}{m l^\sigma} = -\frac{\hbar}{\tau^\sigma} \\ \text{Re}(\Sigma^\sigma) = \text{hauteur du niveau de Fermi par rapport} \\ \text{au bas de la bande de conduction} \end{cases}$$

l^σ est le libre parcours moyen élastique d'un électron de spin σ (\uparrow ou \downarrow), k_F^σ est son vecteur de Fermi, et τ^σ est la durée de vie associée à l^σ . (Remarque: $\text{Re}(\Sigma^\uparrow - \Sigma^\downarrow)$ correspond à l'énergie séparant les bandes d'électrons up et down.)

Physiquement, décrire Σ en ces termes revient à introduire la diffusion dépendante du spin sur les défauts de volume des couches ferromagnétiques à travers l'introduction de deux libres parcours moyens électroniques différents pour les deux types d'électrons (\uparrow et \downarrow), ainsi que les potentiels interfaciaux dépendants du spin en associant deux vecteurs de Fermi différents aux deux types d'électrons.

Le fait que Σ soit indépendant de X et Y et dépende seulement de Z a pour conséquence que les fonctions d'ondes des électrons de conduction sont planes selon X et Y et non planes selon Z . La résolution de l'équation de Schrödinger selon X et Y est simple. Nous intéressant au transport électronique

selon Z , l'équation de Schrödinger a été résolue selon cette direction. L'opérateur énergie cinétique peut s'écrire sous la forme:

$$H^{\circ} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \right) = \frac{\hbar^2}{2m} \left(k_X^2 + k_Y^2 - \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \right)$$

L'équation de Schrödinger devient alors (selon Z):

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m} (k_F^{\circ 2} - \kappa^2) + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial Z^2} - \Sigma(E_F, Z) \right) \hat{G}(E_F, Z, Z') = \hat{I}$$

où $(k_F^{\circ})^2 = \frac{2mE_F}{\hbar^2}$, et où $\kappa = (k_x, k_y)$ est la composante du vecteur d'onde dans le plan des couches.

Dans le cas des multicouches magnétiques, les fonctions de Green associées aux électrons de spin up et down doivent être traitées simultanément, dans la limite de grande longueur de diffusion de spin (condition classiquement vérifiée par les systèmes considérés ici [8]), c'est à dire que, lors des interactions résistives, le spin de l'électron est conservé. Pour le cas où seules sont traitées les configurations d'aimantations parallèles ou antiparallèles à l'axe de quantification défini pour tout le système, les fonctions de Green projetées dans l'espace des spins sont diagonales et l'équation de Schrödinger matricielle s'écrit:

$$\left[\left(\frac{\partial^2}{\partial Z^2} + k_F^{\circ 2} - \kappa^2 \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \frac{2m}{\hbar^2} \begin{pmatrix} \Sigma^{\uparrow} & 0 \\ 0 & \Sigma^{\downarrow} \end{pmatrix} \right] \times \begin{pmatrix} G^{\uparrow\uparrow}(Z, Z') & 0 \\ 0 & G^{\downarrow\downarrow}(Z, Z') \end{pmatrix} \\ = \frac{2m\delta(Z, Z')}{\hbar^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Σ peut être écrit sous la forme:

$$\begin{pmatrix} \Sigma^{\uparrow} & 0 \\ 0 & \Sigma^{\downarrow} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \Sigma^{\uparrow} + \Sigma^{\downarrow} & 0 \\ 0 & \Sigma^{\downarrow} + \Sigma^{\uparrow} \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \Sigma^{\uparrow} - \Sigma^{\downarrow} & 0 \\ 0 & \Sigma^{\downarrow} - \Sigma^{\uparrow} \end{pmatrix}$$

Soit:

$$\Sigma_0 = \frac{\Sigma^{\uparrow} + \Sigma^{\downarrow}}{2} \text{ et } \Sigma_1 = \frac{\Sigma^{\uparrow} - \Sigma^{\downarrow}}{2}.$$

On a alors:

$$\begin{pmatrix} \Sigma^\uparrow & 0 \\ 0 & \Sigma^\downarrow \end{pmatrix} = \Sigma_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \Sigma_1 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

et l'équation de Schrödinger devient:

$$\begin{aligned} & \left[\left(\frac{\partial}{\partial Z^2} + k_F^2 - \kappa^2 - \frac{2m}{\hbar^2} \Sigma_0 \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \frac{2m}{\hbar^2} \Sigma_1 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right] \times \begin{pmatrix} G^{\uparrow\uparrow}(Z, Z') & 0 \\ 0 & G^{\downarrow\downarrow}(Z, Z') \end{pmatrix} \\ & = \frac{2m\delta(Z, Z')}{\hbar^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Ici, l'objectif n'est pas de traiter uniquement les configurations parallèle et antiparallèle des aimantations des couches ferromagnétiques successives. Nous nous intéressons spécialement au cas des configurations non colinéaires des aimantations des couches successives. Dans un premier temps, est considéré le cas d'une tricouche constituée de deux couches ferromagnétiques équivalentes a et b (d'épaisseurs respectives a et b) et d'une couche séparatrice non magnétique c (d'épaisseur c) (voir figure III.17.). Si les aimantations des deux couches ferromagnétiques sont non colinéaires, il est impossible de diagonaliser les fonctions de Green dans l'espace des spins pour les deux couches simultanément. L'axe de quantification est choisi parallèle à l'aimantation de la couche b . L'aimantation de la couche a fait un angle θ par rapport à celle de b . L'équation de Schrödinger devient alors pour la couche a [7]:

$$\begin{aligned} & \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial Z^2} + (k_F^\circ)^2 - \kappa^2 - \frac{2m\Sigma_0}{\hbar^2} \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \frac{2m\Sigma_1}{\hbar^2} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ \sin\theta & -\cos\theta \end{pmatrix} \right] \\ & \times \begin{bmatrix} G^{\uparrow\uparrow}(Z, Z') & G^{\uparrow\downarrow}(Z, Z') \\ G^{\downarrow\uparrow}(Z, Z') & G^{\downarrow\downarrow}(Z, Z') \end{bmatrix} = \frac{2m\delta(Z, Z')}{\hbar^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1)$$

car par rotation de l'axe de quantification, la matrice unité n'est pas modifiée, et la matrice de Pauli $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ devient $\begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ \sin\theta & -\cos\theta \end{pmatrix}$.
(Pour la couche b , on a une expression identique avec $\theta=0$).

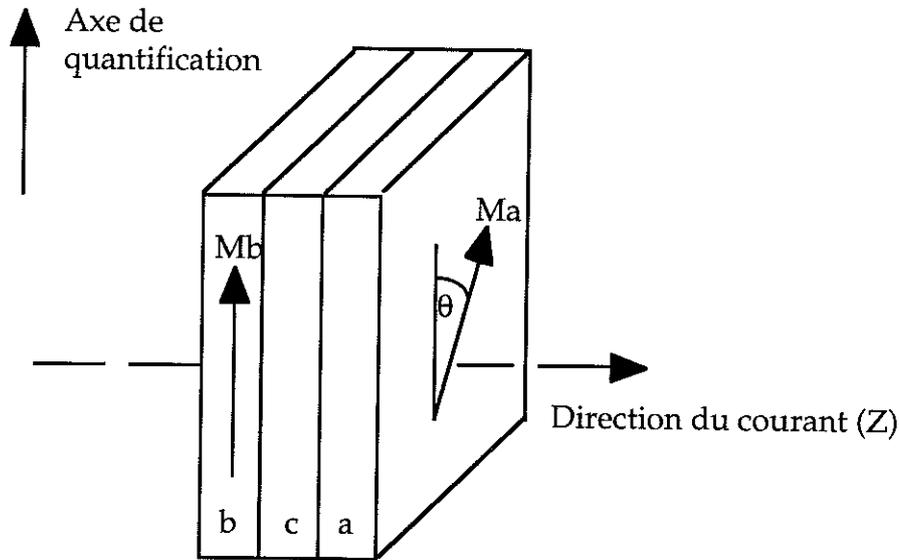


Fig. III.17. : Représentation schématique de la géométrie considérée

Pour la simplicité des formules, on considère dans un premier temps le cas d'une couche paramagnétique infiniment fine (on néglige sa présence). C'est seulement à la fin du raisonnement que l'effet de cette couche est réintroduit.

La résolution de l'équation (1) est menée avec les conditions aux limites suivantes [7]:

- Comme nous nous intéressons aux effets classiques induits par la tricouche, l'effet éventuel de réflexions spéculaires sur les surfaces extérieures n'est pas pris en compte. En un sens, les couches extérieures sont traitées comme semi-infinies, et on considère que la fonction d'onde s'amortit au-delà de l'extension réelle de la couche. Cela se traduit par:

G_{κ} tend vers zéro quand Z tend vers plus ou moins l'infini.

- Il y a continuité du courant aux interfaces:

$$G_{\kappa} \text{ et } \frac{\partial G_{\kappa}}{\partial z} \text{ sont continues aux interfaces.}$$

- Les autres conditions usuelles utilisées sont

$$G_{\kappa} \text{ est continue quand } Z \text{ tend vers } Z', \text{ et}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} G_{\kappa}(Z \rightarrow Z'_+, Z') - \frac{\partial}{\partial z} G_{\kappa}(Z \rightarrow Z'_-, Z') = \frac{2m}{\hbar^2}$$

Dans ces conditions, les fonctions de Green solutions de l'équation (1) sont, pour Z et Z' dans la couche a :

$$\hat{G}(\kappa, Z, Z') = \left(\begin{array}{ll} G^{\uparrow\uparrow}(\kappa, Z, Z') = & G^{\uparrow\downarrow}(\kappa, Z, Z') = \\ \frac{1 + \cos \theta}{4i\bar{c}} e^{iK_1|Z-Z'|} + \frac{1 - \cos \theta}{4i\bar{c}} e^{iK_2|Z-Z'|} & G^{\downarrow\uparrow}(\kappa, Z, Z') \\ G^{\downarrow\uparrow}(\kappa, Z, Z') = & G^{\downarrow\downarrow}(\kappa, Z, Z') = \\ \frac{\sin \theta}{4i\bar{c}} (e^{iK_1|Z-Z'|} - e^{iK_2|Z-Z'|}) & G^{\uparrow\uparrow}(\kappa, Z, Z') (K_1 \leftrightarrow K_2) \end{array} \right) \quad (2)$$

avec $K_{1(2)} = c_{1(2)} + id_{1(2)} = k_{1(2)} \sqrt{1 - \frac{\kappa^2}{k_{1(2)}^2} + i \frac{2}{l_{1(2)} k_{1(2)}}}$ et $\bar{c} = \frac{1}{2}(c_1 + c_2)$,

où $k_{1(2)} = k_F^{\uparrow(\downarrow)}$, et où les libres parcours moyens associés aux électrons up et down sont: $l_{1(2)} = V_F^{1(2)} \tau^{1(2)}$. (Pour simplifier, \hbar et $2m$ sont considérés comme égaux à 1 ou sans dimension dans l'expression ci dessus).

Précisons qu'est traité ici le cas de faibles barrières de potentiel entre les deux couches ferromagnétiques: $\left| \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right| \ll 1$. Les réflexions électroniques à l'interface a/b ont donc été négligées. Mais l'effet de la différence entre k_1 et k_2 reste pris en compte pour l'écriture des fonctions d'ondes $\exp(i(c_j + id_j)|Z - Z'|)$. (H.E. Camblong et al. [29] traitaient seulement le cas $k_1 = k_2$)

Il est aussi considéré, dans ces calculs, que $|k_1 - k_2| l_{1(2)}$ est de l'ordre de 1 ou supérieur à 1, ce qui est toujours vérifié par les bons métaux. Aucune condition n'est imposée sur l'ordre de grandeur de $(a + b)$ comparé à $l_{1(2)}$. (H. Camblong et al. [29] traitent seulement les cas $(a + b) \gg l_{1(2)}$ et $(a + b) \ll l_{1(2)}$, cas très restrictifs ne correspondant pas au cas que nous avons étudié expérimentalement où $(a + b)$ est de l'ordre de $l_{1(2)}$.)

L'expression exacte de la conductivité, associée aux fonctions de Green obtenues, est dans le formalisme de Kubo, pour le transport perpendiculaire le spinor d'ordre quatre [7,29]:

$$\sigma_{\alpha, \beta, \gamma, \delta} = \frac{4}{\pi} \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{\hbar^2}{2m} \right)^2 \sum_{\kappa} A_{\beta\gamma}(\kappa, Z, Z') \vec{\nabla}_Z \vec{\nabla}_{Z'} A_{\delta\alpha}(\kappa, Z, Z') \quad (3)$$

$$\text{avec } A_{\beta\gamma} \vec{\nabla}_Z \vec{\nabla}_{Z'} A_{\delta\alpha} = A_{\beta\gamma} \cdot \frac{\partial^2 A_{\delta\alpha}}{\partial Z \partial Z'} + \frac{\partial^2 A_{\beta\gamma}}{\partial Z \partial Z'} \cdot A_{\delta\alpha} - \frac{\partial A_{\beta\gamma}}{\partial Z'} \cdot \frac{\partial A_{\delta\alpha}}{\partial Z} - \frac{\partial A_{\beta\gamma}}{\partial Z} \cdot \frac{\partial A_{\delta\alpha}}{\partial Z'} ,$$

$$\text{et } A_{\beta\gamma}(\kappa, Z, Z') = \frac{i}{2} \left\{ G_{\beta\gamma}^{\text{ret}}(\kappa, Z, Z') - \left[G_{\gamma\beta}^{\text{ret}}(\kappa, Z, Z') \right]^* \right\} \quad (4)$$

(les lettres grecques indexes les directions de spin).

Remarque: les fonctions de Green avancées et retardées vérifient: $G_{\beta\gamma}^{\text{adv}} = \left(G_{\gamma\beta}^{\text{ret}} \right)^*$, d'où l'expression énoncée ci-dessus.

Un électron de spin up (ou down) qui traverse la couche b et pénètre dans la couche a conserve sa direction de spin. Il acquiert donc, comparativement à la direction d'aimantation de la couche a , un spin de caractère mixte (ni up, ni down, voir figure III.17). Dans la représentation considérée ici, un électron se voit donc associé simultanément à deux vecteurs d'onde différents (k^\uparrow et k^\downarrow) et par conséquent à deux fonctions d'onde. Ces fonctions d'onde sont cohérentes puisqu'elles sont associées au même électron. De par la forme de σ , il apparaît, au cours du calcul, des termes correspondant physiquement aux interférences entre ces deux ondes cohérentes.

Les courants associés à ces conductivités sont par définition le spinor d'ordre deux [7,29]:

$$J_{\alpha\beta}(Z) = \int \sigma_{\alpha,\beta,\gamma,\delta}(Z, Z') E^{\gamma\delta}(Z') dZ' \quad (5)$$

Cette expression fait apparaître clairement que le caractère non local du transport électronique est pris en compte. $E^{\gamma\delta}(Z)$ est le champ électrique effectif, c'est à dire le gradient du potentiel électrochimique. ($E^{\gamma\delta}(Z)$ est également un spinor d'ordre 2 et dans [29] il est montré qu'introduire $E^{\gamma\delta}(Z)$ est équivalent à calculer la correction de vertex de l'équation (3))

Remarque: Contrairement au cas CIP, la quantité homogène en CPP-MR est le courant et non le champ électrique, aussi l'intégrale (5) doit en quelque sorte être inversée pour trouver les champs électriques locaux à partir des courants (voir [29]).

La dépendance en Z de chacun des quatre composants du champ électrique est fixée par la condition : $J(Z)$ est indépendant de Z en transport perpendiculaire.

$$\frac{\partial}{\partial Z} J_{\alpha\beta}(Z) = 0 \quad (6)$$

Pour résoudre l'équation (6) à partir des courants $J(Z)$, obtenus avec les équations (2) et (5), sont prises comme fonctions d'essais pour $E^{\gamma\delta}(Z)$ les fonctions "marches" définies par $E_a^{\gamma\delta} = \text{Const}_a^{\gamma\delta}$, $\forall Z \in a$ et $E_b^{\gamma\delta} = \text{Const}_b^{\gamma\delta}$, $\forall Z \in b$. Ces expressions sont introduites dans (5) et ensuite la conductivité non locale $\sigma_{\alpha,\beta,\gamma,\delta}$ est calculée. Finalement il vient:

$$J_{\alpha\beta}(Z \in a) = \frac{e^2 \bar{k}^2}{6\pi^2 \hbar} \begin{pmatrix} A_a^{\uparrow\uparrow} + B_{a1}^{\uparrow\uparrow} Ei_4\left(\frac{Z}{l_1}\right) & A_a^{\uparrow\downarrow} + B_{a1}^{\uparrow\downarrow} Ei_4\left(\frac{Z}{l_1}\right) \\ + B_{a2}^{\uparrow\uparrow} Ei_4\left(\frac{Z}{l_2}\right) + C_a^{\uparrow\uparrow} F(Z) & + B_{a2}^{\uparrow\downarrow} Ei_4\left(\frac{Z}{l_2}\right) + C_a^{\uparrow\downarrow} F(Z) \\ A_a^{\downarrow\uparrow} + B_{a1}^{\downarrow\uparrow} Ei_4\left(\frac{Z}{l_1}\right) & A_a^{\downarrow\downarrow} + B_{a1}^{\downarrow\downarrow} Ei_4\left(\frac{Z}{l_1}\right) \\ + B_{a2}^{\downarrow\uparrow} Ei_4\left(\frac{Z}{l_2}\right) + C_a^{\downarrow\uparrow} F(Z) & + B_{a2}^{\downarrow\downarrow} Ei_4\left(\frac{Z}{l_2}\right) + C_a^{\downarrow\downarrow} F(Z) \end{pmatrix} \quad (7)$$

avec: $\bar{k} = \frac{k_1 + k_2}{2}$, et des coefficients A, B et C fonctions de l'angle θ et des paramètres $l_1, l_2, \bar{\Delta}^2, E_a^{\gamma\delta}$. Par exemple, $A_a^{\uparrow\uparrow}$ est donné par:

$$A_a^{\uparrow\uparrow} = \left[(1 + \cos \theta)^2 l_1 + (1 - \cos \theta)^2 l_2 + 4 \sin^2 \theta \frac{\left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}\right)}{\bar{\Delta}^2} \right] E_a^{\uparrow\uparrow} + \sin^2 \theta \left[l_1 + l_2 - 4 \frac{\left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}\right)}{\bar{\Delta}^2} \right] E_a^{\downarrow\downarrow} \\ + \sin \theta \left[(1 + \cos \theta) l_1 - (1 - \cos \theta) l_2 - 4 \cos \theta \frac{\left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}\right)}{\bar{\Delta}^2} \right] (E_a^{\uparrow\downarrow} + E_a^{\downarrow\uparrow}) \quad (8)$$

avec: $\tilde{\Delta}^2 = \Delta k^2 + \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}\right)^2$, $\Delta k = k_1 - k_2$, $Ei_4\left(\frac{Z}{l_i}\right) = \int_1^\infty \frac{\exp\left(-\frac{|Z|x}{l_i}\right)}{x^4} dx$,

et $F(Z) = \frac{2\left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}\right)}{\tilde{\Delta}^2} \int_1^\infty \frac{\exp\left(-\frac{|Z|x}{l_1+l_2}\right)}{x^4} \cos(\Delta k Z x) dx$ (fonction oscillant avec Z).

Ces fonctions apparaissent par intégration sur $d\kappa$ en utilisant la substitution:

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\kappa^2}{k^2}}} = x.$$

Une expression similaire peut être écrite pour $J(Z \in b)$.

Comme $J(Z)$ est indépendant de Z en transport perpendiculaire, les coefficients B et C doivent être égaux à zéro, et les conditions:

$$A_a^{\alpha\beta} = A_b^{\alpha\beta} \quad (9)$$

doivent être vérifiées. (9) correspond à 4 équations liant les 8 champs électriques $E_a^{\alpha\beta}$ et $E_b^{\alpha\beta}$. Quatre conditions supplémentaires sont imposées par:

$$E_a^{\alpha\alpha} \cdot a + E_b^{\alpha\alpha} \cdot b = U, \text{ et } E_a^{\alpha\neq\beta} \cdot a + E_b^{\alpha\neq\beta} \cdot b = 0,$$

où U est la tension aux bornes de la bicouche (a/b). Ce système d'équations est résolu, puis la résistivité totale du système: $R = \frac{U}{J^{\uparrow\uparrow} + J^{\downarrow\downarrow}}$ est calculée. On peut alors vérifier que les coefficients B et C sont bien égaux à zéro pour les champs électriques $E_{a(b)}^{\alpha\beta}$ trouvés.

L'expression finale pour la résistance par unité de surface d'une période de la multicouche ($a/c/b/c$) est donnée par :

$$R = \frac{\frac{3\pi^2\hbar}{e^2\bar{k}^2} \left\{ \begin{aligned} & \left[2 \left(\frac{a+b}{l_1} + \frac{c}{l_c} \right) \left(\frac{a+b}{l_2} + \frac{c}{l_c} \right) + ab \left(\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2} \right)^2 (1 - \cos\theta) \right] \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} \right) \left[(a+b)\tilde{\Delta}^2 + \frac{2c}{l_c} \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} \right) \right] \\ & + \frac{1}{2} ab \sin^2\theta \Delta k^2 \left[\left[(a+b) \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} \right) + \frac{2c}{l_c} \right] \Delta k^2 + \left(\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2} \right)^2 (a+b) \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} \right) \right] \end{aligned} \right\}}{\left\{ \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} \right) \left[(a+b)\tilde{\Delta}^2 + \frac{2c}{l_c} \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} \right) \right] \left[\left(a+b \right) \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} \right) + \frac{2c}{l_c} \right] + 2ab \sin^2\theta \Delta k^4 \right\}} \quad (10)$$

où l_c est le libre parcours électronique dans les couches non magnétiques c .

On peut montrer facilement que l'équation (10) vérifie les conditions physique suivantes:

- La permutation des coefficients a et b ne change pas l'expression de R .
- Si on considère un système à une seule couche, sa résistance ne dépend pas de θ et donc pas du choix de l'axe de quantification. En effet, pour $c=0$ et a (ou b) = 0 dans (10), on obtient $R = \frac{6\pi^2\hbar}{e^2\bar{k}^2} \frac{b \text{ (ou } a)}{l_1 + l_2}$.

Si $\Delta k = 0$, l'équation (10) devient égale à celle présentée dans H. Camblong et al [29], et la résistance perpendiculaire est linéaire avec $\cos\theta$. Cependant, si $\Delta k \neq 0$, l'expression de R contient des termes proportionnels à $\sin^2\theta$ au numérateur et au dénominateur. Ces termes ne sont présents que pour les configurations non colinéaires des aimantations des couches ferromagnétiques successives. Ils ont pour origine physique les interférences entre les ondes cohérentes associées à un électron de spin mixte et ils sont responsables de la déviation à la linéarité en $\cos\theta$ de la résistance CPP. Cet effet n'est possible qu'en géométrie CPP. En effet, dans la géométrie CIP, les champs électriques vérifient $E_a^{\uparrow\uparrow} = E_b^{\uparrow\uparrow} = E_a^{\downarrow\downarrow} = E_b^{\downarrow\downarrow}$, et tous les champs $E^{\alpha\neq\beta} = 0$. De (7) et (8) il suit que dans la somme $(J^{\uparrow\uparrow} + J^{\downarrow\downarrow})$ tous les termes incluant Δk et les termes incluant le terme $F(Z)$ sont nuls. Aussi, dans ce formalisme, il n'apparaît pas de termes d'interférence en géométrie CIP.

Ce modèle est confronté aux résultats expérimentaux que nous avons obtenus dans le chapitre III.F..

III.F. INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX DANS LE CADRE DU MODELE QUANTIQUE

Le modèle quantique du chapitre III.E. a été écrit pour des multicouches à un seul constituant magnétique. Il ne permet donc pas d'interpréter quantitativement les résultats obtenus sur le système (Ag/Co/Ag/NiFe). Dans la suite de ce chapitre, nous confrontons le modèle quantique avec les résultats expérimentaux obtenus avec les multicouches (Ag/NiFe) et présentés au chapitre III.D.. L'angle entre les aimantations des couches magnétiques successives est noté θ . Rappelons que nous avons observé que la résistance CPP varie presque linéairement avec $\cos\theta$ pour les faibles épaisseurs de permalloy, et qu'elle présente une déviation croissante à la linéarité en $\cos\theta$ pour les grandes épaisseurs de permalloy (voir figure III.16.).

Sachant que la conductivité CIP varie linéairement avec $\cos\theta$ [3,4,5,6], nous pouvons écrire la "magnétoconductance CIP normalisée" sous la forme:

$$\Sigma^{*CIP}(\theta) = \frac{\Sigma^{CIP}(\theta) - \Sigma^{CIP}(\theta = \pi)}{\Sigma^{CIP}(\theta = 0) - \Sigma^{CIP}(\theta = \pi)} = \frac{1 + \cos\theta}{2} \quad (1)$$

Dans le cas particulier qui nous concerne, où toutes les couches ferromagnétiques ont la même épaisseur a , il suit de l'équation (1), et de l'équation (10) du chapitre III.E., que la "magnétorésistance CPP normalisée" peut s'écrire:

$$R^{*CPP} = \frac{R(\theta) - R(\theta = 0)}{R(\theta = \pi) - R(\theta = 0)} = \frac{(1 - \Sigma^{*CIP}) \left[\Delta^4 \left(Q \left(\frac{l_1 + l_2}{l_1 - l_2} \right)^2 - \frac{2}{Q} \right) - \Delta^2 \right] \Sigma^{*CIP} (1 - \Sigma^{*CIP})}{1 + 2 \frac{\Delta^4}{(\Delta^2 + Q)Q} \Sigma^{*CIP} (1 - \Sigma^{*CIP})} \quad (2)$$

avec $Q = 1 + 2 \frac{c}{a} \left(\frac{l_1 + l_2}{l_3} \right) \frac{l_1 l_2}{(l_1 + l_2)^2}$, $\Delta = \frac{k_1 - k_2}{\left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} \right)}$, et c l'épaisseur des couches non-

magnétiques. (Rappelons que l_1 et l_2 sont les libres parcours moyens associés aux électrons up et down et k_1 et k_2 sont leurs vecteurs de Fermi respectifs).

A partir des mesures de CIP-MR de ces multicouches, il a été obtenu que $l_1 + l_2 \approx 80 \text{ \AA}$, et $l_3 \approx 180 \text{ \AA}$ [23]. Et d'après la variation de leur CPP-MR avec l'épaisseur des couches de permalloy (voir chapitre IV), on a $l_1 / l_2 \approx 3$ (valeur cohérente avec celle obtenue précédemment par Q. Yang et al. [30]). Nous avons donc: $l_1 \approx 60 \text{ \AA}$ et $l_2 \approx 20 \text{ \AA}$. Le seul paramètre inconnu dans (2), qu'il reste à ajuster par rapport aux valeurs expérimentales de résistance CPP et conductance CIP, est le paramètre Δ . (Remarque : nous avons constaté que l'équation (2) est peu sensible à de faibles variations de Q; elle est beaucoup plus sensible aux variations du paramètre Δ). En interpolant nos résultats expérimentaux avec la formule (2) (voir figure III.18.), nous obtenons les paramètres Δ suivants :

$$\begin{aligned} \Delta &= 0.78 \text{ pour } t_{\text{NiFe}} = 23 \text{ \AA}, & \Delta &= 0.77 \text{ pour } t_{\text{NiFe}} = 39 \text{ \AA}, \\ \Delta &= 0.84 \text{ pour } t_{\text{NiFe}} = 76 \text{ \AA}, \text{ et} & \Delta &= 0.97 \text{ pour } t_{\text{NiFe}} = 130 \text{ \AA}. \end{aligned}$$

Tous ces Δ sont différents de zéro. Cela indique clairement que les interférences entre ondes électroniques cohérentes contribuent à la CPP-MR pour les configurations non colinéaires des aimantations des couches magnétiques successives. Cette contribution augmente avec l'épaisseur de permalloy. (Il se peut qu'à faibles épaisseurs, du fait de la rugosité des couches, ces interférences soient quelque peu réduites).

Si nous considérons maintenant la différence des vecteurs de Fermi correspondant aux Δ obtenus: $\Delta k = |k_2 - k_1| = \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} \right) \Delta$, nous obtenons:

$$\begin{aligned} \Delta k &= 0.050 \text{ \AA}^{-1} \text{ pour } t_{\text{NiFe}} = 23 \text{ \AA}, \\ \Delta k &= 0.050 \text{ \AA}^{-1} \text{ pour } t_{\text{NiFe}} = 39 \text{ \AA}, \\ \Delta k &= 0.054 \text{ \AA}^{-1} \text{ pour } t_{\text{NiFe}} = 76 \text{ \AA}, \text{ et} \\ \Delta k &= 0.063 \text{ \AA}^{-1} \text{ pour } t_{\text{NiFe}} = 130 \text{ \AA}. \end{aligned}$$

En comparant ces Δk effectifs (correspondant aux marches de potentiel interfaciales vues par les électrons qui participent à la conductivité CPP), avec les vecteurs de Fermi des électrons de conduction: $k_F \approx 1 \text{ \AA}^{-1}$, nous voyons que la différence de vecteurs de Fermi Δk nécessaire à décrire la CPP-MR est faible devant celle correspondant à l'écart des bandes d du permalloy (environ égale à k_F dans le modèle de Mott). Cela indique que se sont principalement les électrons s qui contribuent à la CPP-MR.

La dépendance des Δk effectifs avec l'épaisseur des couches de NiFe peut s'expliquer si l'on considère que les électrons s forment une bande électronique unique dans le NiFe comme dans l'Ag. Pour les très faibles épaisseurs de NiFe, l'influence du matériau non magnétique sur les électrons s est plus grande ce qui

tend à réduire le déjà faible décalage des bandes s du NiFe. Une telle dépendance de la structure électronique avec l'épaisseur des couches magnétiques avait été prédite par le modèle ab-initio de K.M. Shep et al. [33].

Il est aussi intéressant de discuter pourquoi les électrons de type d ne semblent pas contribuer à la conduction électrique en CPP. Dans le cas présent des multicouches (NiFe/Ag), et plus généralement dans le cas des multicouches avec un métal noble comme espaceur non magnétique, la bande d de l'espaceur est pleine. Par conséquent, l'espaceur constitue une haute barrière de potentiel pour les électrons d. C'est pourquoi le courant CPP d'électrons d est négligeable comparé au courant CPP d'électrons s.

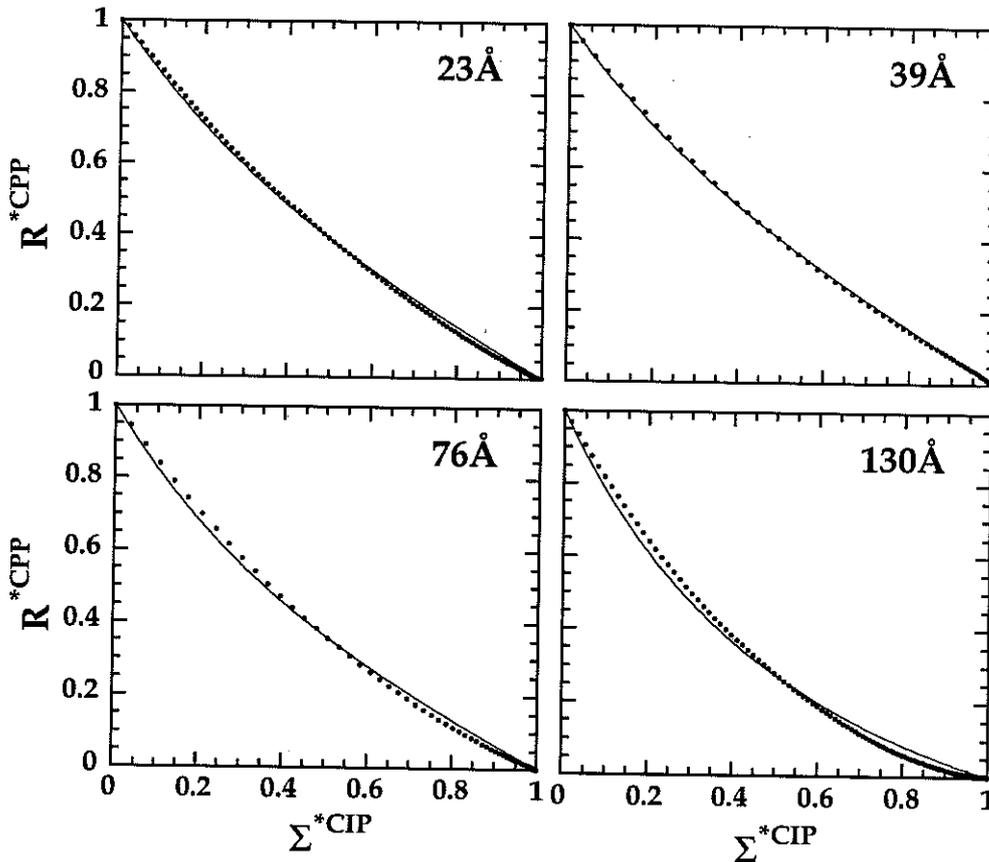


Fig. III.18. : Confrontation des résultats de variation angulaire de la CPP-MR des multicouches (Ag 11Å / NiFe t_{NiFe})*50 avec la théorie quantique du chapitre III.E. Les points correspondent aux valeurs expérimentales et les lignes aux valeurs prises par l'équation (2) pour les paramètres listés dans le texte.

III.G. CONCLUSION

Nous avons présenté un modèle statistique-quantique utilisant le formalisme de Kubo et prenant en compte, à la fois la diffusion dépendante du spin sur les défauts de volume des couches ferromagnétiques, et l'effet des barrières de potentiel interfaciales dépendantes du spin, pour décrire la CPP-MR des multicouches. Ce modèle est spécifiquement valable pour les configurations non colinéaires des aimantations des couches ferromagnétiques successives.

En confrontant ce modèle avec les résultats de notre étude expérimentale de la variation angulaire de la CPP-MR des multicouches (Ag/NiFe), il apparaît que:

- les interférences entre les fonctions d'onde cohérentes de spin up et down contribuent au phénomène de CPP-MR lorsque les aimantations des couches ferromagnétiques successives sont dans une configuration non colinéaire ($\theta \neq 0$ et $\theta \neq \pi$). Ce terme d'interférence est responsable de la déviation à la linéarité en $\cos \theta$ de la résistance CPP.
- l'écart Δk des vecteurs de Fermi des électrons qui contribuent à la conduction en CPP est de l'ordre de 5% de k_F .

Nous pouvons en conclure que ce sont donc principalement les électrons s qui participent à la CPP-MR. (Pour les électrons hybridés sd et les électrons d, le décalage des bandes attendu est beaucoup plus grand, de l'ordre de grandeur de k_F). La CPP-MR doit donc avoir pour origine principale la diffusion dépendante du spin des électrons sur le désordre de volume et d'interface des couches ferromagnétiques.

Il convient cependant d'être prudent concernant ces conclusions, car le modèle utilisé est simplifié. La diffusion dépendante du spin sur le désordre interfacial a notamment été négligé (dans le modèle que nous utilisons, elle est en fait traitée au même titre que les diffusions de volume, comme uniformément répartie dans l'épaisseur des couches ferromagnétiques). Introduire dans le modèle la diffusion dépendante du spin sur le désordre interfacial reviendrait en fait à ajouter au potentiel Σ , homogène dans l'épaisseur des couches, un potentiel imaginaire pur Σ' , sous forme d'un pic de Dirac aux interfaces. Comme les effets des diffusions d'interface et de volume sont additifs dans les multicouches étudiées [8], il est vraisemblable que l'introduction de la

diffusion d'interface ne modifiera qualitativement pas le résultat final du modèle. Il serait également intéressant d'introduire dans le modèle une structure de bandes plus réaliste. Mais la complexité du problème en serait énormément accrue, et il n'est pas sûr que le résultat final pourrait encore être efficacement confronté avec les résultats expérimentaux, pour les raisons que nous avons évoquées au début du chapitre III.E..

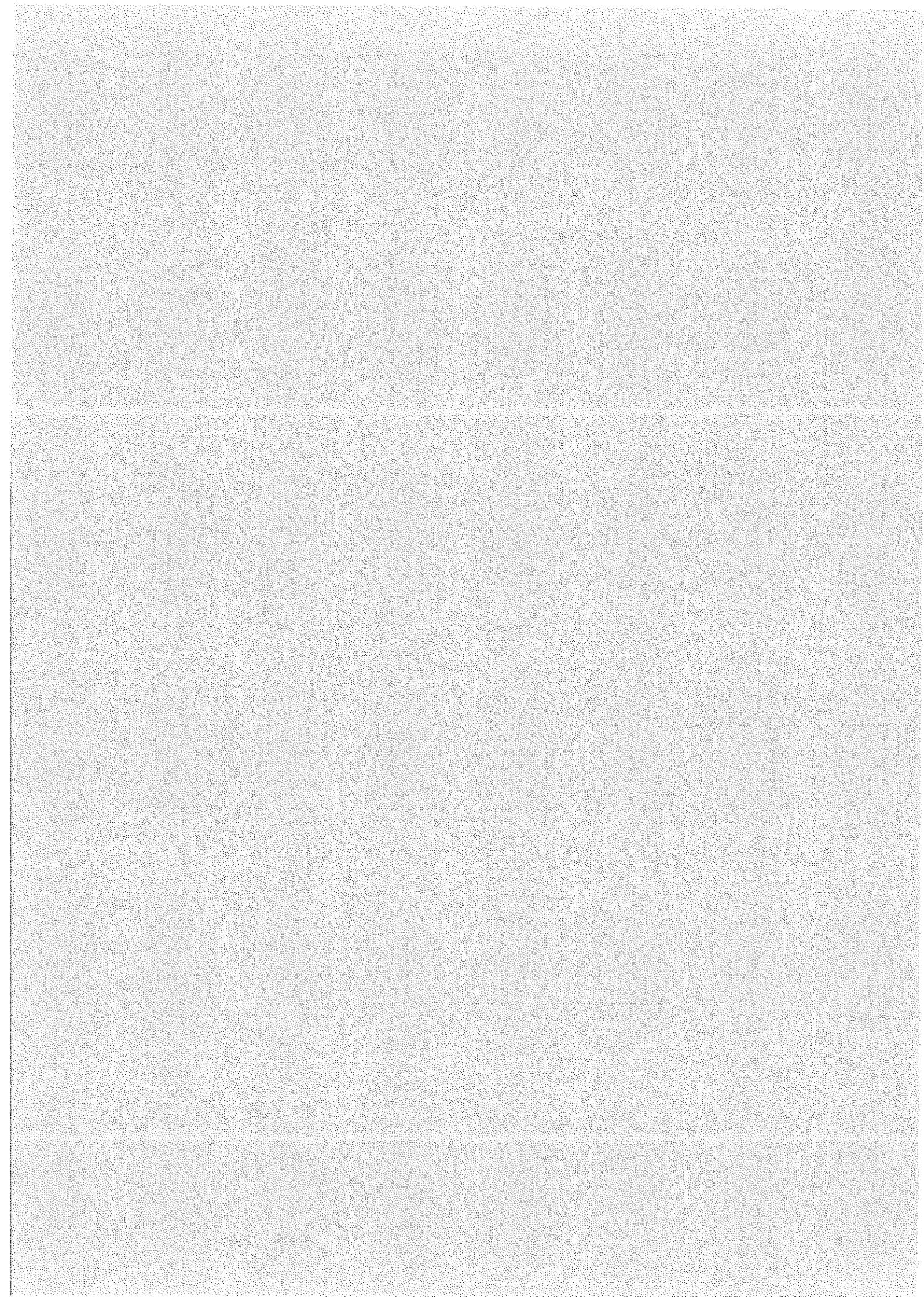
III.H. BIBLIOGRAPHIE

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* 61, 2472 (1988)
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn, *Phys. Rev. B* 39, 2472 (1989)
- [3] A. Chaiken, G.A. Prinz, and J.J. Krebs, *J. Appl. Phys.* 67, 4892 (1990)
- [4] B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Wilhoit, and D. Mauri, *Phys. Rev. B* 43, 1297 (1991)
- [5] T. Shinjo, in *Magnetism and Structure in Systems of Reduced Dimension*, édité par R.F.C. Farrow et al. , NATO ASI Series B: Physics, Vol. 309 , 323, Plenum Press New York (1993)
- [6] L.B. Steren, A. Barthelemy, J.L. Duvail, A. Fert, R. Morel, F. Petroff, P. Holody, R. Loloee, and P.A. Schroeder, *Phys. Rev. B* 51, 292 (1995)
- [7] A. Vedyayev, B. Dieny, N. Ryzhanova, J.B. Genin and C. Cowache, *Europhys. Lett.* 25, 465 (1994)
- [8] T. Valet and A. Fert, *Phys. Rev. B* 48, 7099, (1993)
- [9] J. Barnas, and A. Fert, *Phys. Rev. B* 49, 12835 (1994)
- [10] A. Vedyayev, C. Cowache, N. Ryzhanova, B. Dieny, *Physics Letters A* 198, 267 (1995)
- [11] J.M. Slaughter, W.P. Pratt Jr., and P.A. Schroeder, *Rev. Sci. Instrum.* 60, 127 (1988)
- [12] W.P. Pratt Jr., S.F. Lee, J.M. Slaughter, R. Loloee, P.A. Schroeder, and J. Bass, *Phys. Rev. Lett.* 66, 3060 (1991)
- [13] E.A.M. Van Alphen and W.J.M. De Jonge, *Phys. Rev. B* 51, 8182 (1995)
- [14] C. Fierz, S.F. Lee, J. Bass, W.P. Pratt Jr. and P.A. Schroeder, *J. Phys. Condens. Matter* 2, 9701 (1990)
- [15] R.E. Camley and J. Barnas, *Phys. Rev. Lett.* 63, 664 (1989)
- [16] S. Zhang, P.M. Levy, and A. Fert, *Phys Rev B* 45, 8689 (1992)
- [17] J. Bass, Q. Yang, S.F. Lee, R. Loloee, P.A. Schroeder, and W.P. Pratt Jr., *J. Appl. Phys.* 75, 6699 (1994)
- [18] B. Rodmacq, G. Palumbo, and P. Gerard, *J. Mag. Mag. Mat.* 118, L11 (1993)
- [19] S. Araki, *J. Appl. Phys.* 73. 193 (1993)
- [20] C. Cowache, Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble (1995)
- [21] P. Bruno and C. Chappert, *Phys. Rev. Lett.* 67, 1602 (1991)

-
- [22] S.S.P. Parkin, Phys. Rev. Lett. 67, 3598 (1991)
- [23] C. Cowache, B. Dieny, D. Benizri, F. Berthet, S. Auffret, and L. Giacomoni, Phys. Rev. B 53, 15027 (1996)
- [24] B. Rodmacq, K. Dumesnil, P. Mangin, and M. Hennion, Phys. Rev. B 48, 3556 (1993)
- [25] P.M. Levy, S. Zhang and A. Fert, Phys Rev Lett. 65, 1643 (1990)
- [26] Z. Tesanovic, M.V. Jaric, and S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. 57, 2760 (1986)
- [27] R. Kubo, J. Phys. Soc. Japan 12, 570 (1957)
- [28] A. Vedyayev, B. Dieny, and N. Ryzhanova, Europhys. Lett. 19, 329 (1992)
- [29] H.E. Camblong, P.M. Levy and S. Zhang, Phys. Rev. B 51, 292 (1995)
- [30] Q. Yang, P. Holody, R. Loloee, L.L. Henry, W.P. Pratt Jr., P.A. Schroeder and J. Bass, Phys. Rev. B 51. 3226 (1995)
- [31] R.Q. Hood, and L.M. Falicov, Phys. Rev. B 46, 8287 (1992)
- [32] A. Vedyayev, C. Cowache, N. Ryzhanova, and B. Dieny, J. Phys. Condens. Matter 5, 8289 (1993)
- [33] K.M. Shep, P.J. Kelly, and G.E.W. Bauer, Phys. Rev. Lett. 74, 586 (1995)
- [34] P. Zhan, I. Mertig, M. Richter and H. Eschrig, Phys. Rev. Lett. 75, 2996 (1995)
- [35] W.H. Butler, X.G. Zhang, D.M.C. Nicholson, and J.M. MacLaren, Phys. Rev. B 52, 13399 (1995)

Chapitre IV

Autres études



IV.A. INTRODUCTION

Dans ce chapitre sont présentées les autres études menées dans le cadre de cette thèse:

- Etude de la variation de la CPP-MR des multicouches (Ag/NiFe) avec l'épaisseur des couches ferromagnétiques.

L'objectif de cette étude est de déterminer les paramètres caractéristiques de la CPP-MR des échantillons étudiés (résistivités de volume et d'interface, coefficients d'asymétrie de diffusion de spin de volume et d'interface).

- Etude de l'influence des recuits sur les sensibilités CIP et CPP de multicouches (Ag/NiFe) déposées par sputtering.

L'objectif de cette étude est de voir comment les modifications structurales induites par les recuits font varier les rapports de magnétorésistance CPP et CIP, ainsi que les champs de saturation des multicouches.

- Etude de la réduction de la longueur de diffusion de spin en dessous de 4K par des impuretés paramagnétiques Mn, dans les multicouches (Co/Ag_{1-x}Mn_x).

L'objectif de cette étude est de tester le modèle de A. Fert, J.L. Duvail et T. Valet [1] décrivant l'effet des impuretés paramagnétiques Mn sur la longueur de diffusion de spin en fonction de la température.

Ces études ne sont actuellement qu'à un stade préliminaire.

IV.B. ETUDE DE LA VARIATION DE LA CPP-MR DES MULTICOUCHES (Ag/NiFe) AVEC L'ÉPAISSEUR DES COUCHES FERROMAGNETIQUES

Les échantillons utilisés sont ceux qui ont été présentés au chapitre III.D.. Il s'agit de multicouches (Ag/NiFe) déposées sur substrat silicium. La méthode de dépôt employée est la pulvérisation cathodique (pression de base 10^{-8} mbar, pression d'argon pendant le dépôt $1.5 \cdot 10^{-3}$ mbar) [2]. Les couches d'argent ont une épaisseur de 11\AA assurant un couplage antiferromagnétique maximum entre les couches ferromagnétiques successives. Les courbes d'aimantation de ces échantillons sont présentées figure III.11. et III.12.. Ces courbes confirment que le couplage indirect entre les couches est principalement antiferromagnétique, et qu'il est reproductible d'un échantillon à l'autre. Les courbes de magnéto-résistance CPP de ces échantillons sont représentées figure IV.1.. Elles sont non-hystérétiques, et indépendantes de la direction du champ appliqué dans le plan des couches (il n'y a pas d'anisotropie magnétique dans le plan).

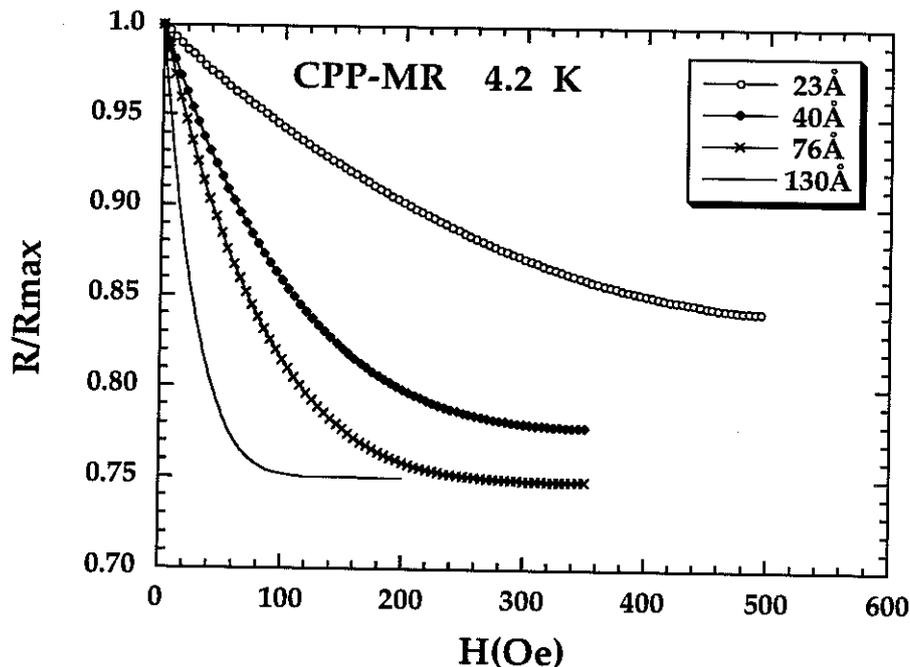


Fig. IV.1. : Courbes de magnéto-résistance CPP des multicouches (Ag 11\AA / NiFe $t_{\text{NiFe}} \cdot 50$), pour les différentes épaisseurs de NiFe indiquées en légende. Le champ magnétique est appliqué parallèlement au plan des couches.

Nous voyons que le rapport de magnétorésistance CPP de ces échantillons augmente avec l'épaisseur des couches de permalloy. Quant au champ de saturation, il diminue en $1/t_{\text{NiFe}}$ lorsque l'épaisseur de permalloy croît. Cette variation résulte d'un équilibre entre l'énergie de couplage d'échange entre couches (énergie surfacique) et l'énergie de couplage Zeeman avec le champ appliqué (énergie volumique) [les expressions de ces énergies ont été données au chapitre III.D.]. Cet équilibre aboutit à l'expression suivante du champ de saturation:

$$H_S = \frac{4M_S}{t_{\text{NiFe}}}(-J - 4B)$$

où $(-J - 4B)$ est positif et indépendant de l'épaisseur de permalloy (voir chapitre III.D.).

Afin de pouvoir déterminer les paramètres caractéristiques de la CPP-MR des échantillons étudiés, il faut tout d'abord déterminer la contribution à la résistance mesurée, des résistances d'interfaces entre la multicouche magnétique et ses électrodes supraconductrices de Niobium.

Pour déterminer cette résistance d'interface, une série de tricouches Nb/NiFe/Nb, avec des épaisseurs de NiFe variant de 500 à 4000 Å, a été fabriquée dans les mêmes conditions que les multicouches présentées ci-dessus. Sachant que la résistivité (ρ_{NiFe}) des couches de permalloy est de $15 \mu\Omega\cdot\text{cm}$ à 4.2K dans la gamme d'épaisseur (t_{NiFe}) considérée [2], la résistance des deux interfaces ($2R_c$) peut être déduite de la mesure de la résistance CPP totale (R_{tot}) des tricouches car:

$$A \cdot R_{\text{tot}} = \rho_{\text{NiFe}} \cdot t_{\text{NiFe}} + 2A \cdot R_c$$

où A est la surface de l'échantillon considéré.

La figure IV.2. présente les valeurs de $A \cdot R_{\text{tot}}$ mesurées sur la série de tricouches. Nous voyons que les résistances d'interfaces Nb/NiFe présentent une grande dispersion. Elles sont fortement non reproductibles d'un échantillon à l'autre. En excluant le point le plus extérieur aux huit points obtenus, nous obtenons que la résistance par unité de surface des deux interfaces Nb/NiFe vaut:

$$2AR_c = 70 \text{ f}\Omega\cdot\text{m}^2 \pm 70 \text{ f}\Omega\cdot\text{m}^2$$

Si nous comparons cette valeur avec celle obtenue par le groupe de Michigan State University ($2AR_c = 7 \text{ f}\Omega\cdot\text{m}^2 \pm 1.5 \text{ f}\Omega\cdot\text{m}^2$), pour des tricouches Nb/NiFe/Nb

dont toutes les couches ont été déposées à la même température [3]), nous voyons que la résistance d'interface électrode/multicouche que nous obtenons est 10 fois supérieure à la leur. Ces résistances de contact ne peuvent être négligées car elles représentent environ 20% de la résistance des multicouches que nous étudions (la résistance de nos multicouches (NiFe $t_{\text{Å}}$ / Ag 11Å)*50 vaut environ 400 fΩ.m²). Leur non-reproductibilité ne nous permet pas de les soustraire des résistances totales mesurées.

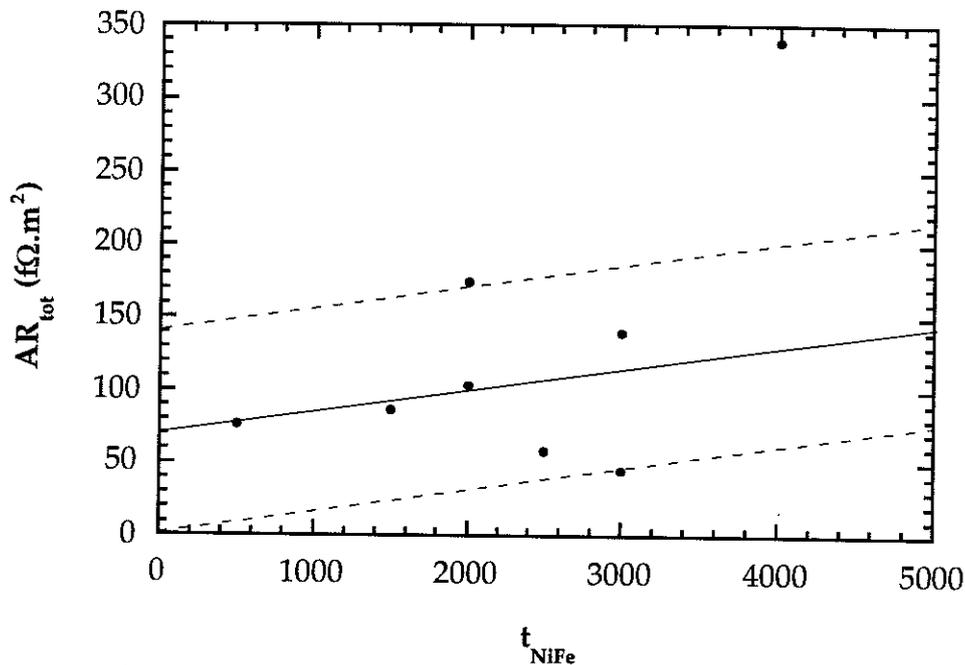


Fig. IV.2. : Résistances d'interfaces Nb/NiFe déterminées à partir de la mesure de la résistance CPP à 4.2K de tricouches Nb/NiFe/Nb.

Les problèmes que nous rencontrons avec les résistances de contact proviennent de la procédure de dépôt employée. Jusqu'à maintenant la procédure de dépôt utilisée au CENG était la suivante [2].

- La première électrode de Nb était déposée à température ambiante à travers un premier masque mécanique. A cette température, masques et substrats étaient en contact afin d'assurer une bonne définition géométrique de l'électrode (rappelons que la pulvérisation cathodique est une méthode de dépôt non directionnelle).
- Ensuite, le porte-substrat était refroidi à 77K. La contraction thermique du porte-substrat provoquait un éloignement du masque par rapport au substrat de l'ordre d'un millimètre, ce qui permettait la rotation du porte-masque sans endommagement de l'échantillon. Le dépôt de la multicouche (Ag/NiFe) était

effectué à 77K à travers un second masque mécanique. (Le dépôt de la multicouche à basse température est nécessaire à la croissance 2D des couches d'argent sur les couches de permalloy).

- Après une nouvelle rotation des masques, l'échantillon était réchauffé à température ambiante avant le dépôt de la deuxième électrode de Nb.

Les grandes valeurs de R_c obtenues sont dues aux longs temps d'attente nécessaires à la thermalisation du porte-substrat. Il faut environ 45 mn pour le faire passer de 300K à 77K. Comme le niobium est un bon "Getter", cette durée est largement suffisante à l'oxydation de la première électrode de Nb. Cette pollution mène aux larges résistances de contact obtenues.

Pour tenter de rendre ces résistances de contact reproductibles, une série de tricouches Nb/NiFe/Nb a dans un premier temps été déposée en respectant, entre les trois étapes de dépôt, des attentes parfaitement égales d'un échantillon à l'autre. Cette tentative n'a pas permis de réduire la dispersion des résistances de contact. Les causes possibles de la non-reproductibilité sont certainement les suivantes: la vitesse de refroidissement n'est pas reproductible d'un échantillon à l'autre car elle est très sensible à la qualité du contact thermique entre le substrat et le porte-substrat; et la composition du gaz résiduel dans l'enceinte n'est pas forcément reproductible d'une séquence de dépôt à la suivante. La pollution du Nb n'est donc pas reproductible.

La tentative suivante a consisté à déposer l'ensemble de l'échantillon à basse température, ce qui permet d'éliminer le temps d'attente entre le dépôt de Nb et le dépôt de la multicouche. Il a, pour cela, fallu totalement modifier les porte-masques et les porte-substrats pour que leur mouvement relatif soit possible, en contact, et sans endommagement de l'échantillon. Ces modifications ont provoqué l'arrêt de la fabrication d'échantillons pendant de longs mois. Les porte-masques sont maintenant dotés de ressorts, et les porte-substrats comportent un retrait de 600 μm permettant de protéger les substrats de tout frottement avec les masques. Les substrats utilisés ayant une épaisseur de 300 μm , la distance masque/substrat reste égale à 300 μm pour toutes les étapes du dépôt. Cette distance étant faible, la définition géométrique des électrodes reste excellente. Après cette modification, il a été possible de déposer des échantillons multicouches Nb/(Ag/NiFe)/Nb entièrement à 77K, mais il est alors apparu que l'adhésion sur le substrat (SiO_2 , Al_2O_3 ou verre) des couches de Nb épaisses, ainsi déposées, était très mauvaise (il faut une épaisseur de Nb supérieure à 1000Å pour que les électrodes soient supraconductrices). Cette solution ne peut donc pas être retenue.

Nous ne sommes pas encore parvenus à résoudre les problèmes des résistances de contact électrode/multicouche de nos échantillons. Les deux procédures de fabrication qui vont être testées dans le futur sont les suivantes.

- Déposer la première électrode de Nb à 300K, et, immédiatement après, déposer une fine couche tampon de NiFe (100Å environ) moins sensible à la pollution que le Nb. Refroidir ensuite l'échantillon avant de déposer la multicouche (après un temps de refroidissement contrôlé), puis réchauffer l'échantillon et déposer la contre-électrode de Nb à 300K.

L'autre solution qui est envisagée est:

- Déposer la première électrode de Nb à 300K. Refroidir ensuite l'échantillon avant de déposer une fine couche de Nb (100Å) par le même masque. Changer rapidement le masque et déposer la multicouche, puis réchauffer l'échantillon et déposer la contre-électrode de Nb à 300K.

Nous espérons réduire ainsi les résistances de contact Nb/multicouche et les rendre plus reproductibles.

Etant donné l'impossibilité dans laquelle nous sommes actuellement de faire une correction réaliste des contributions des résistances de contact Nb/multicouche aux résistances totales mesurées, nous n'avons pas cherché à déduire de nos mesures les paramètres caractéristiques de la CPP-MR des échantillons étudiés (résistivités de volume et d'interface, coefficients d'asymétrie de diffusion de spin de volume et d'interface). Nous nous sommes contentés: de représenter la variation du rapport de magnétorésistance brut en fonction de l'épaisseur des couches de permalloy figure IV.3.; et de la confronter avec un modèle de résistances en série à deux courants très simplifié.

Dans ce modèle simplifié, la diffusion dépendante du spin par le désordre interfacial n'est pas prise en compte. Seule la diffusion dépendante du spin dans le volume des couches ferromagnétiques est modélisée. On l'introduit à travers des résistivités relatives aux électrons de spins parallèles ρ_F^+ et antiparallèles ρ_F^- à l'aimantation des couches ferromagnétiques considérées. La résistivité des couches non-magnétiques est notée ρ_N .

Dans la configuration parallèle des aimantations des couches ferromagnétiques successives, la résistance de l'échantillon exprimée par période chimique et par unité de surface est:

$$R_{\text{parallèle}} = \frac{(\rho_N t_N + \rho_F^+ t_F)(\rho_N t_N + \rho_F^- t_F)}{2\rho_N t_N + \rho_F^+ t_F + \rho_F^- t_F}$$

Dans la configuration antiparallèle, elle vaut:

$$R_{\text{antiparallèle}} = \frac{\rho_N t_N + (\rho_F^+ t_F / 2) + (\rho_F^- t_F / 2)}{2}$$

A partir de ces deux équations, on peut facilement écrire l'expression du rapport de magnétorésistance. Extrapolé pour les grandes épaisseurs de permalloy, ce rapport de magnétorésistance devient:

$$\frac{\Delta R}{R_{AP}} = \frac{R_{\text{antiparallèle}} - R_{\text{parallèle}}}{R_{\text{antiparallèle}}} = \left(\frac{\rho_F^- / \rho_F^+ - 1}{\rho_F^- / \rho_F^+ + 1} \right)^2 = \left(\frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} \right)^2$$

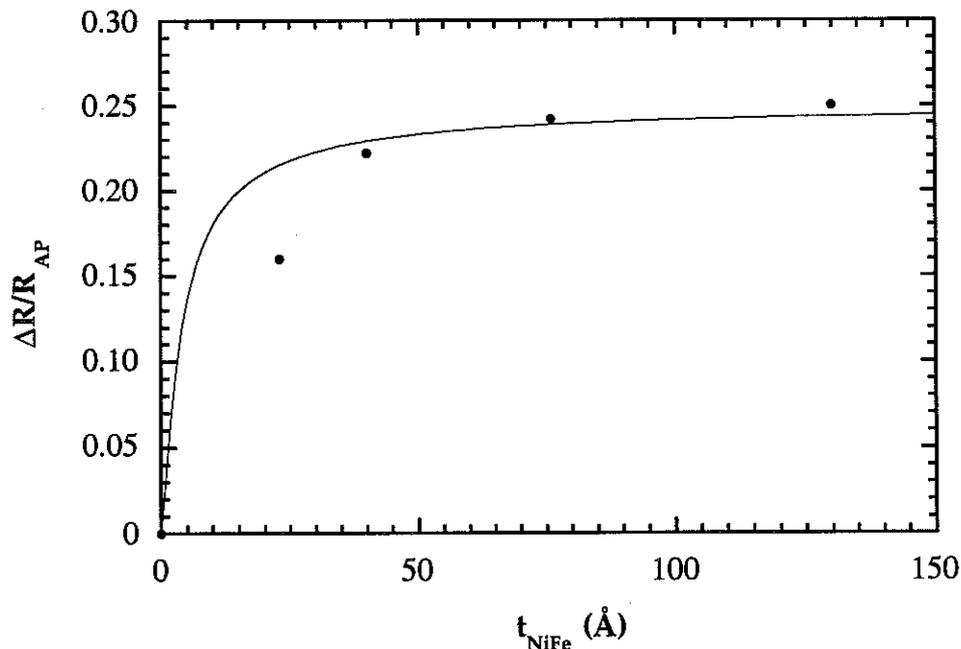


Fig. IV.3. : Variation de la CPP-MR des multicouches (Ag 11Å/NiFe $t_{\text{NiFe}} \text{ Å}$)*50 en fonction de l'épaisseur des couches de permalloy. Les points correspondent aux valeurs expérimentales obtenues. La ligne provient d'une simulation numérique utilisant le modèle de résistances en série à deux courants simplifié utilisant les paramètres présentés dans le texte.

Expérimentalement, le rapport de magnétorésistance que nous obtenons pour les grandes épaisseurs de permalloy est de l'ordre de 25%. Le coefficient d'asymétrie de diffusion de spin α doit donc être égal à 3 (ce rapport est parfaitement en accord avec les résultats de Q. Yang et al. [3]). Sachant que la résistivité à 4.2K des couches d'Ag de nos échantillons est $3 \mu\Omega.cm$ et que celle des couches de permalloy est $15 \mu\Omega.cm$ [2], et considérant que **le rapport d'asymétrie de diffusion de spin vaut 3**, on obtient les paramètres suivants:

$$\rho_N = 3 \mu\Omega.cm, \rho_F^+ = 20 \mu\Omega.cm, \text{ et } \rho_F^- = 60 \mu\Omega.cm.$$

En introduisant ces paramètres dans l'expression du rapport de magnétorésistance valable pour toute épaisseur de permalloy, nous obtenons la courbe de la figure IV.3. qui est qualitativement en accord avec les valeurs expérimentales brutes obtenues (sans correction de résistance de contact électrode/multicouche).

Afin de déterminer plus finement les paramètres caractéristiques de la CPP-MR des échantillons étudiés (résistivités de volume et d'interface, coefficients d'asymétrie de diffusion de spin de volume et d'interface), il faudra, dans le futur, mesurer la magnétorésistance CPP d'un nombre plus grand d'échantillons, échantillons pour lesquels il sera nécessaire de pouvoir déterminer avec précision les résistances d'interfaces multicouches/électrodes.

IV.C. INFLUENCE DES RECUITS SUR LES SENSIBILITES CIP ET CPP DES MULTICOUCHES (Ag/NiFe)

Les échantillons utilisés sont ceux qui ont été présentés au chapitre III.D.. Il s'agit de multicouches (Ag/NiFe) déposées par pulvérisation cathodique sur substrat silicium, et possédant des couches d'argent de 11Å d'épaisseur, assurant un couplage antiferromagnétique maximum entre les couches ferromagnétiques successives. Les courbes d'aimantation des échantillons non recuits sont présentées figures III.11. et III.12.. Leurs courbes de magnétorésistance CIP et CPP sont présentées figures III.14. et III.15.. Les variations des rapports de magnétorésistance CPP et CIP avec l'épaisseur des couches ferromagnétiques sont présentées figure IV.4.. Les champs de saturation des mêmes multicouches sont représentés figure IV.5.. (Nous avons défini le champ de saturation comme étant le champ abaissant la résistance de l'échantillon de 98% de ΔR). Le champ de saturation de ce type de multicouches varie de façon quasi-proportionnelle à l'inverse de l'épaisseur des couches ferromagnétiques, comme nous l'avons vu au chapitre IV.B.. Les sensibilités CIP et CPP de ces multicouches $S = (\Delta R / R_{AP}) \cdot (1 / H_{sat})$ sont représentées figure IV.6..

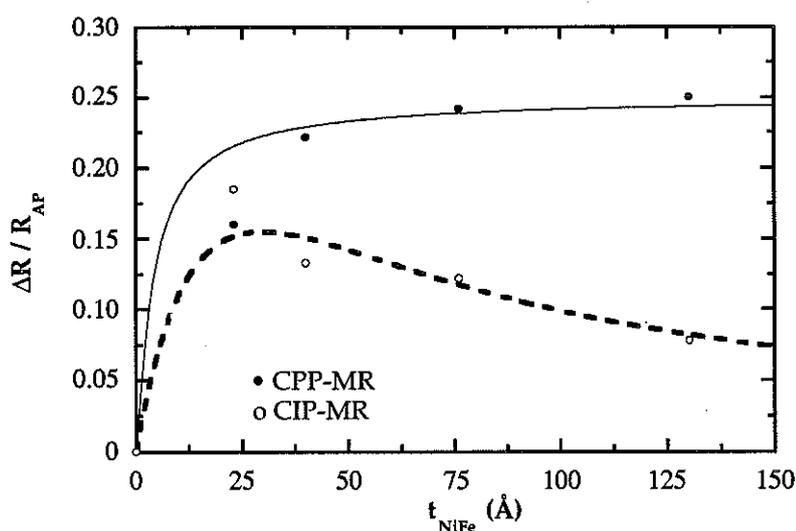


Fig. IV.4. : Rapports de CPP-MR et de CIP-MR à 4.2K des multicouches (Ag 11Å/NiFe t_{NiFe} Å)50 non recuites, en fonction de l'épaisseur des couches de permalloy. Les lignes correspondent aux interpolations des résultats expérimentaux, avec le modèle à deux courants simplifié du chapitre IV.B. pour la CPP-MR, et avec la formule phénoménologique de B. Dieny et al. [4] pour la CIP-MR.

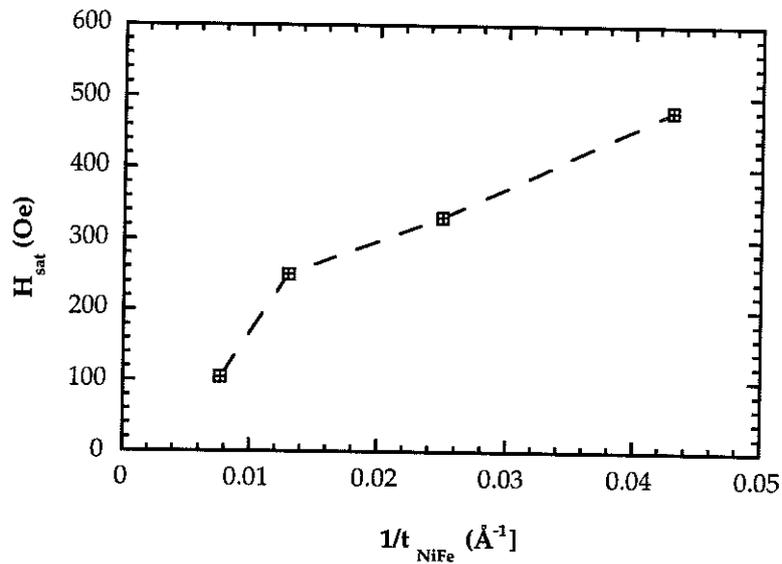


Fig. IV.5. : Variation du champ de saturation des multicouches (Ag/NiFe) à 4.2K avec l'épaisseur des couches ferromagnétiques. (Les lignes sont des guides pour les yeux).

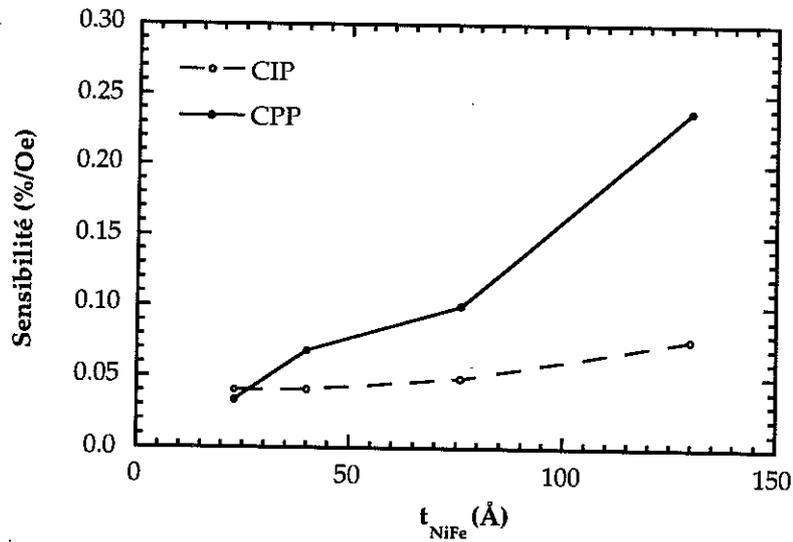


Fig. IV.6. : Sensibilité CIP et CPP à 4.2K des multicouches (Ag/NiFe) en fonction de l'épaisseur de permalloy. (Les lignes sont des guides pour les yeux).

Dans la gamme d'épaisseur de permalloy que nous avons considérée, nous voyons que la sensibilité CIP des multicouches ($\text{Ag } 11\text{\AA}/\text{NiFe } t_{\text{NiFe}}\text{\AA}$)₅₀ dépend très peu de t_{NiFe} ; tandis que leur sensibilité CPP augmente quasi-proportionnellement à t_{NiFe} .

Une loi phénoménologique de la variation de la CIP-MR avec l'épaisseur des couches magnétiques a été proposée par B. Dieny et al. [4]:

$$\frac{\Delta R}{R_{AP}} = \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_0 \frac{1 - \exp\left(\frac{-t_{\text{NiFe}}}{\lambda^{\downarrow}}\right)}{1 + \frac{t_{\text{NiFe}}}{t_0}}$$

où les différents coefficients ne dépendent pas de l'épaisseur de permalloy.

Sachant que le champ de saturation de ces multicouches est proportionnel à l'inverse de l'épaisseur de permalloy, on en déduit la loi de variation phénoménologique suivante pour la sensibilité CIP:

$$S = S_0 \frac{t_{\text{NiFe}} \left[1 - \exp\left(\frac{-t_{\text{NiFe}}}{\lambda^{\downarrow}}\right) \right]}{1 + \frac{t_{\text{NiFe}}}{t_0}}$$

Concernant l'amplitude de CPP-MR, sa variation avec l'épaisseur de permalloy peut être décrite par le modèle à deux courants simplifié du chapitre IV.B.. Comme l'amplitude de CPP-MR ne varie que très peu avec l'épaisseur de permalloy dans la gamme d'épaisseurs considérée, et comme le champ de saturation de ces multicouches est proportionnel à l'inverse de l'épaisseur de permalloy, on comprend bien que la sensibilité CPP de ces échantillons varie proportionnellement à l'épaisseur de permalloy.

Nous avons recuit ces échantillons à des températures croissantes selon la procédure suivante:

- Les échantillons sont recuits sous vide (10^{-6} mbar).
- La vitesse de montée en température est de $4^{\circ}\text{C}/\text{mn}$ entre la température ambiante et la température nominale de recuit.
- Un fois atteinte, la température de recuit est maintenue constante pendant 10 mn.
- L'échantillon est finalement refroidi à une vitesse de $4^{\circ}\text{C}/\text{mn}$.

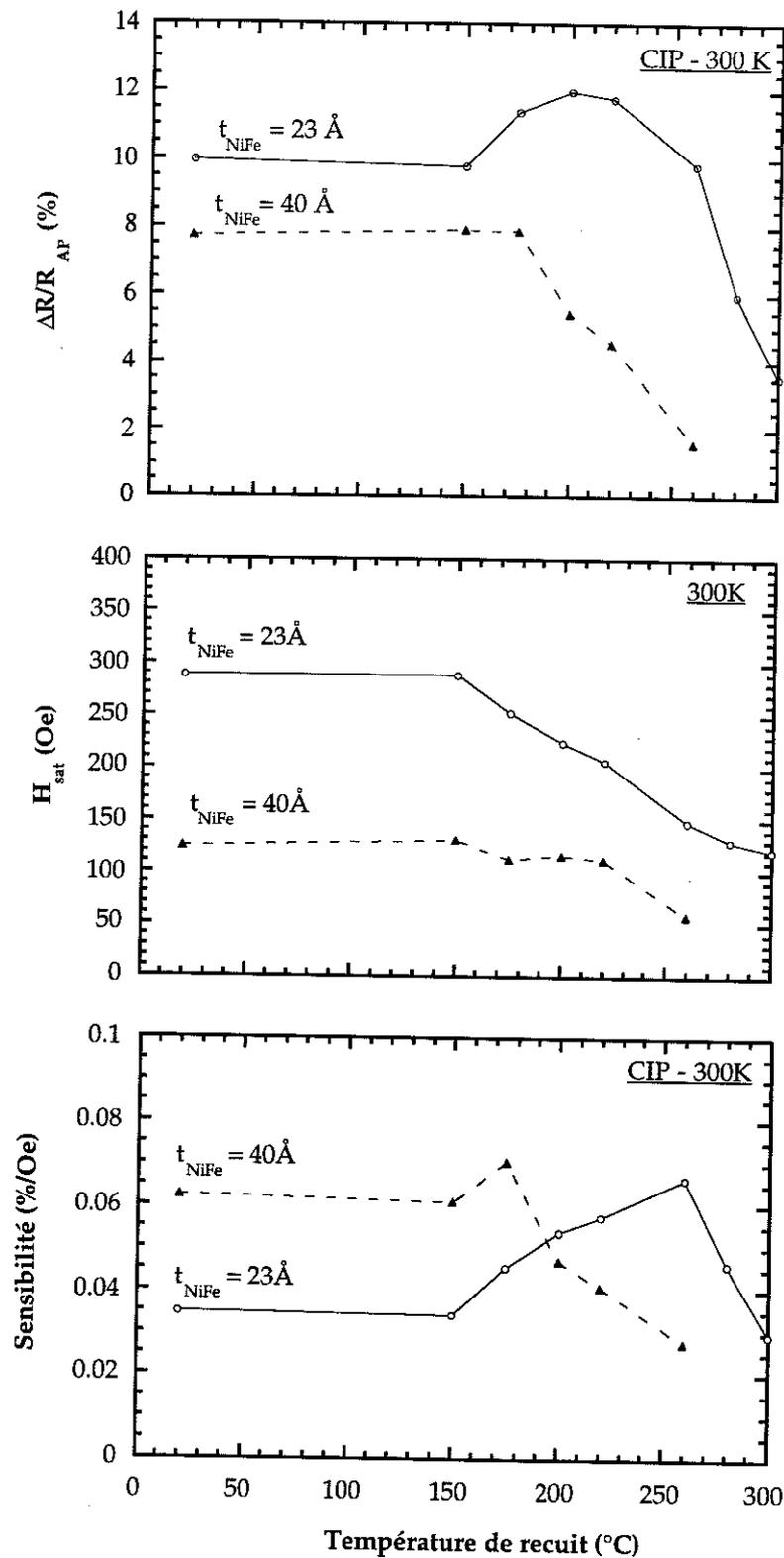


Fig. IV.7. : Evolutions des rapports de magnétorésistance, des champs de saturation et des sensibilités CIP à 300K des multicouches (Ag 11Å / NiFe 23 ou 40Å)₅₀, en fonction de la température de recuit. (Les lignes sont des guides pour les yeux).

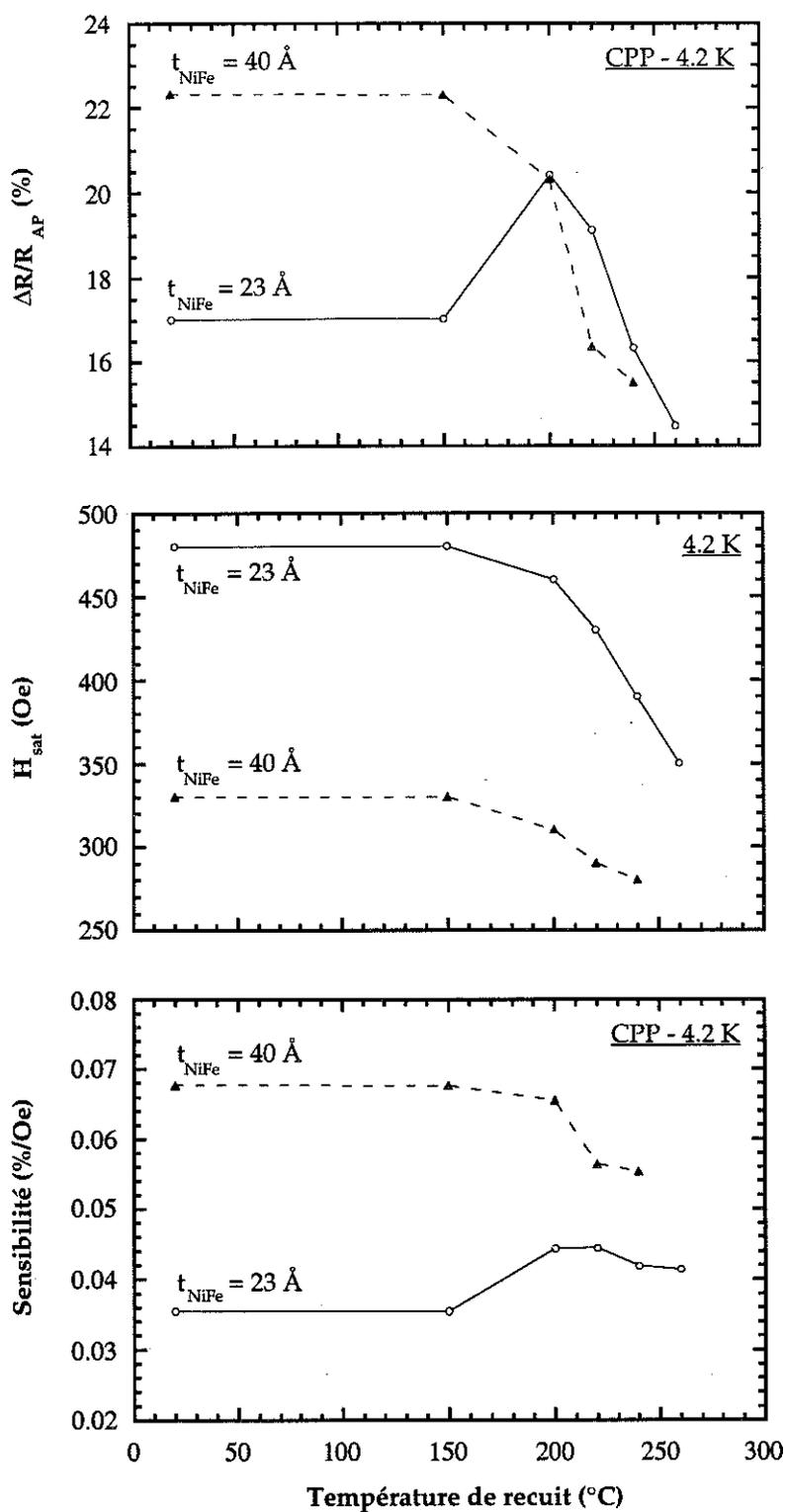


Fig. IV.8. : Evolutions des rapports de magnétorésistance, des champs de saturation, et des sensibilités CPP à 4.2K des multicouches (Ag 11Å / NiFe 23 ou 40Å)₅₀, en fonction de la température de recuit. (Les lignes sont des guides pour les yeux).

Ce traitement, appliqué aux échantillons de plus fortes épaisseurs (ceux avec t_{NiFe} égal à 76Å ou 130Å), a abouti dès 200°C au décollement des multicouches de leurs substrats. L'étude n'a donc pas pu être menée plus loin pour ces échantillons. Par conséquent, l'effet des recuits n'a été étudié que pour les échantillons avec des épaisseurs de permalloy de 23 et 40Å.

Après chaque recuit, les courbes de magnétorésistance CIP à 300K et CPP à 4.2 K des échantillons ont été mesurées. Les rapports de magnétorésistance, les champs de saturation, et les sensibilités correspondantes sont représentés figures IV.7. et IV.8..

Pour l'échantillon avec la plus faible épaisseur de permalloy (23Å), les rapports de magnétorésistance CIP et CPP ($\Delta R / R_{AP}$) augmentent après recuit. La température optimum de recuit est environ 200°C. Lors des recuits à plus haute température, les rapports de magnétorésistance diminuent.

Pour l'échantillon avec une épaisseur de permalloy de 40Å, les rapports de magnétorésistance ne sont pas augmentés par recuit.

Comme les champs de saturation des échantillons diminuent après recuit, les variations des sensibilités CPP et CIP [$S = (\Delta R / R_{AP}) \times (1 / H_{sat})$] sont significativement différentes de celles des rapports de magnétorésistance.

Il serait intéressant de mesurer les courbes d'aimantation des échantillons recuits, afin de pouvoir vérifier que leur processus d'aimantation n'a pas été modifié par les recuits. Nous pouvons déjà préciser que l'aspect général des courbes de magnétorésistance est identique avant et après recuit. Cela montre que le couplage antiferromagnétique entre les couches de permalloy n'est pas notablement modifié par les recuits. Le processus de retournement des aimantations des couches doit donc être resté semblable.

Des expériences de diffraction X, réalisées sur chacun des deux échantillons étudiés, avant recuit et après recuit à 200°C, ne montrent pas de variations significatives de la rugosité d'interface et de la cristallinité des échantillons. Le désordre interfacial déduit de ces expériences est toujours de l'ordre d'une monocouche atomique. Cela semble indiquer que les magnétorésistances et les champs de saturation de ces multicouches sont sensibles à des variations très faibles de la structure des échantillons.

Pour pouvoir en dire plus, il sera nécessaire de réaliser des caractérisations magnétiques et structurales plus précises des échantillons.

IV.D. ETUDE DE LA REDUCTION DE LA LONGUEUR DE DIFFUSION DE SPIN EN DESSOUS DE 4K PAR DES IMPURETES PARAMAGNETIQUES Mn

IV.D.1. La CPP-MR en dehors de la limite de grande longueur de diffusion de spin

Comme nous l'avons vu au chapitre I.D., la longueur caractéristique associée à la CPP-MR est la longueur de diffusion de spin l_{sf} [5].

Pour la plupart des multicouches étudiées, et à basse température, ce sont les interactions spin-orbite qui sont responsables de la diffusion du spin des électrons de conduction. L'interaction spin-orbite est une propriété atomique, peut sensible à l'environnement de chaque atome. Le taux d'interactions varie comme Z^4 , où Z est le numéro atomique. Pour les éléments de faibles numéros atomiques, les interactions spin-orbite sont donc peu nombreuses. Elles deviennent plus importantes pour les éléments plus lourds (Pt, Au, Pb, Bi...). Comme les interactions spin-orbite sont peu nombreuses dans les matériaux constituant la majorité des multicouches étudiées, les longueurs de cohérence de spin sont importantes. Les longueurs de diffusion de spin l_{sf} typiques sont de l'ordre de 1000Å, ce qui est grand devant l'épaisseur des couches (on est dans la limite de grande longueur de diffusion de spin). Ce type d'interaction "spin-flip" est indépendant de la température. (Ces processus de relaxation de spin sur les atomes des multicouches seront désignés dans la suite de ce chapitre comme étant "les processus de relaxation de spin sur le réseau").

A plus haute température, les interactions électron-phonon et électromagnon réduisent l_{sf} (ces termes sont totalement négligeables à basse température). A haute température, il n'est donc plus possible de considérer que la limite de grande longueur de diffusion de spin est vérifiée.

Hors de la limite de grande longueur de diffusion de spin, les variations de la CPP-MR avec l'épaisseur des couches ne peuvent pas être décrites par le modèle de résistances en série à deux courants présenté au chapitre I.D. (page 33 et 34). C'est le modèle semi-classique de T. Valet et A. Fert [5] qui doit alors être utilisé. Les équations finales de ce modèle sont :

$AR_{P(AP)} = M \left[r_0 + 2r_{SI}^{P(AP)} \right]$ avec: $r_0 = (1 - \beta^2) \rho_F^* t_F + \rho_N^* t_N + 2(1 - \gamma^2) r_b^*$, et:

$$r_{SI}^{(P)} = \frac{\frac{(\beta - \gamma)^2}{\rho_N^* l_{sf}^{(N)}} \text{Coth} \left[\frac{t_N}{2l_{sf}^{(N)}} \right] + \frac{\gamma^2}{\rho_F^* l_{sf}^{(F)}} \text{Coth} \left[\frac{t_F}{2l_{sf}^{(F)}} \right] + \frac{\beta^2}{r_b^*}}{\frac{1}{\rho_N^* l_{sf}^{(N)}} \text{Coth} \left[\frac{t_N}{2l_{sf}^{(N)}} \right] + \frac{1}{\rho_F^* l_{sf}^{(F)}} \text{Coth} \left[\frac{t_F}{2l_{sf}^{(F)}} \right] + \frac{1}{r_b^*} \left[\frac{1}{\rho_N^* l_{sf}^{(N)}} \text{Coth} \left[\frac{t_N}{2l_{sf}^{(N)}} \right] + \frac{1}{\rho_F^* l_{sf}^{(F)}} \text{Coth} \left[\frac{t_F}{2l_{sf}^{(F)}} \right] \right]},$$

$$r_{SI}^{(AP)} = \frac{\frac{(\beta - \gamma)^2}{\rho_N^* l_{sf}^{(N)}} \text{Tanh} \left[\frac{t_N}{2l_{sf}^{(N)}} \right] + \frac{\gamma^2}{\rho_F^* l_{sf}^{(F)}} \text{Coth} \left[\frac{t_F}{2l_{sf}^{(F)}} \right] + \frac{\beta^2}{r_b^*}}{\frac{1}{\rho_N^* l_{sf}^{(N)}} \text{Tanh} \left[\frac{t_N}{2l_{sf}^{(N)}} \right] + \frac{1}{\rho_F^* l_{sf}^{(F)}} \text{Coth} \left[\frac{t_F}{2l_{sf}^{(F)}} \right] + \frac{1}{r_b^*} \left[\frac{1}{\rho_N^* l_{sf}^{(N)}} \text{Tanh} \left[\frac{t_N}{2l_{sf}^{(N)}} \right] + \frac{1}{\rho_F^* l_{sf}^{(F)}} \text{Coth} \left[\frac{t_F}{2l_{sf}^{(F)}} \right] \right]}.$$

(la signification des coefficients utilisés est explicitée chap. I.D., pages 33 et 34).

Un moyen de sortir de la limite de grande longueur de diffusion de spin, à basse température, est d'ajouter dans les couches des impuretés induisant des processus de diffusion de spin [5,6]. Q. Yang et al. [6] ont testé les effets produits, sur la CPP-MR à 4.2K des multicouches (Co/Ag) et (Co/Cu), par l'ajout dans les couches non-magnétiques de quelques pour-cent d'impuretés Sn, Pt ou Mn. Ils ont montré que l'amplitude de magnétorésistance de ces multicouches était notablement réduite par l'ajout des impuretés Pt et Mn. Cela est dû au fait que les impuretés Pt sont des centres de diffusion spin-orbite importants pour les électrons de conduction (les interactions spin-orbite avec les impuretés Sn sont plus faibles), et que les impuretés paramagnétiques Mn sont des centres de diffusion spin-spin par interaction d'échange (nous reviendrons sur ce processus dans la suite de ce chapitre). La présence de ces types d'impuretés réduit l_{sf} .

Les variations avec l'épaisseur des couches, de la CPP-MR à 4.2K des multicouches dopées en impuretés [6], ont été confrontées au modèle de T. Valet et A. Fert [5], ce qui a permis de confirmer la validité de ce modèle hors de la limite de grande longueur de diffusion de spin, et de déduire les l_{sf} des échantillons étudiés.

IV.D.2. Rôle des impuretés non-magnétiques et paramagnétiques vis à vis des interactions spin-flip

Une interprétation physique, qualitative et quantitative, de la réduction de l_{sf} induite par les impuretés Sn, Pt et Mn, est donnée par A. Fert, J.L. Duvail et T. Valet [1].

Dans le cas d'impuretés centres de diffusion par interactions spin-orbite (Sn, Pt), le taux initial de diffusion de spin par couplage spin-orbite avec les atomes du réseau est simplement augmenté par un terme additif, indépendant de la température, correspondant aux impuretés.

Dans le cas d'impuretés paramagnétiques (Mn), les choses sont beaucoup plus complexes. Il y a alors plusieurs processus de relaxation de spin à prendre en compte:

- les relaxations par interactions d'échange spin-spin (relaxations des spins électroniques sur les spins paramagnétiques, et relaxation des spins paramagnétiques sur les spins électroniques)
- les relaxations par interactions spin-orbite (relaxations des spins électroniques sur le réseau, et relaxation des spins paramagnétiques sur le réseau).

Le schéma synoptique IV.9. résume ces procédés de relaxation de spin.

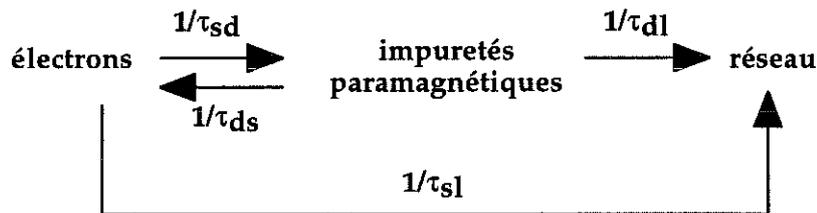


Fig. IV.9. : Schéma des processus de relaxation de spin en présence d'impuretés paramagnétiques (la diffusion des spins électroniques sur les spins des impuretés paramagnétiques est appelée "diffusion spin-flip par échange"). [1]

Dans le modèle de A. Fert, J.L. Duvail et T. Valet, les taux de diffusion de spin sont notés:

- $1/\tau_{sd}$: taux de diffusion des spins électroniques sur les spins des impuretés paramagnétiques,
- $1/\tau_{ds}$: taux de diffusion des spins d'impuretés paramagnétiques sur les spins électroniques (taux dit "de Korringa" [8]),
- $1/\tau_{dl}$: taux de diffusion des spins d'impuretés paramagnétiques sur le réseau,
- $1/\tau_{sl}$: taux de diffusion des spins électroniques sur le réseau.

A. Fert, J.L. Duvail et T. Valet montrent que le taux de diffusion de spin (ou taux de "spin flip") s'exprime sous la forme [1]:

$$\frac{1}{\tau_{spin\ flip}} = A \cdot \frac{\tau_{ds}}{\tau_{ds} + \tau_{dl}}$$

où A est une constante, τ_{dl} est indépendant de T (la température), et $\tau_{ds} \propto \frac{1}{T}$.

Le taux de diffusion spin flip par les impuretés paramagnétiques sera donc d'autant plus grand que la température sera faible.

La limite basse température du taux de "spin flip" est:

$$\left(\frac{1}{\tau_{spin\ flip}} \right)_{T \rightarrow 0} = A$$

A. Fert, J.L. Duvail et T. Valet [1] montrent qu'à 4K, cette limite n'est pas encore atteinte. Les ordres de grandeurs des $1/\tau_{ds}$ et $1/\tau_{dl}$, qu'ils donnent, permettent de calculer que:

$$\left(\frac{1}{\tau_{spin\ flip}} \right)_{T=4K} \approx 50\% \cdot \left(\frac{1}{\tau_{spin\ flip}} \right)_{T \rightarrow 0}$$

Si nous mesurons, en température décroissante et en dessous de 4K, la CPP-MR d'échantillons de type "Q. Yang de al." [6] dopés en impuretés Mn, nous devons donc théoriquement assister à une réduction de leur rapport de magnétorésistance, due à l'augmentation du taux de spin flip lorsque la température diminue.

IV.D.3. Variations de la CPP-MR des multicouches (Co/Ag_{1-x}Mn_x) entre 100mK et 4K

Pour tester ce point du modèle de A. Fert, J.L. Duvail et T. Valet [1], nous avons mesuré la CPP-MR entre 100 mK et 4K de multicouches (Co/AgMn) fabriquées à Michigan State University [6]. La variation du rapport de CPP-MR de ces multicouches avec la température est représentée figure IV.10 et IV.11.. Comme prévu, nous observons une réduction significative du rapport de magnétorésistance CPP lorsque la température diminue. La magnétorésistance d'un des échantillons passe par exemple de 10% à 5% lorsque la température passe de 4K à 0.1K.

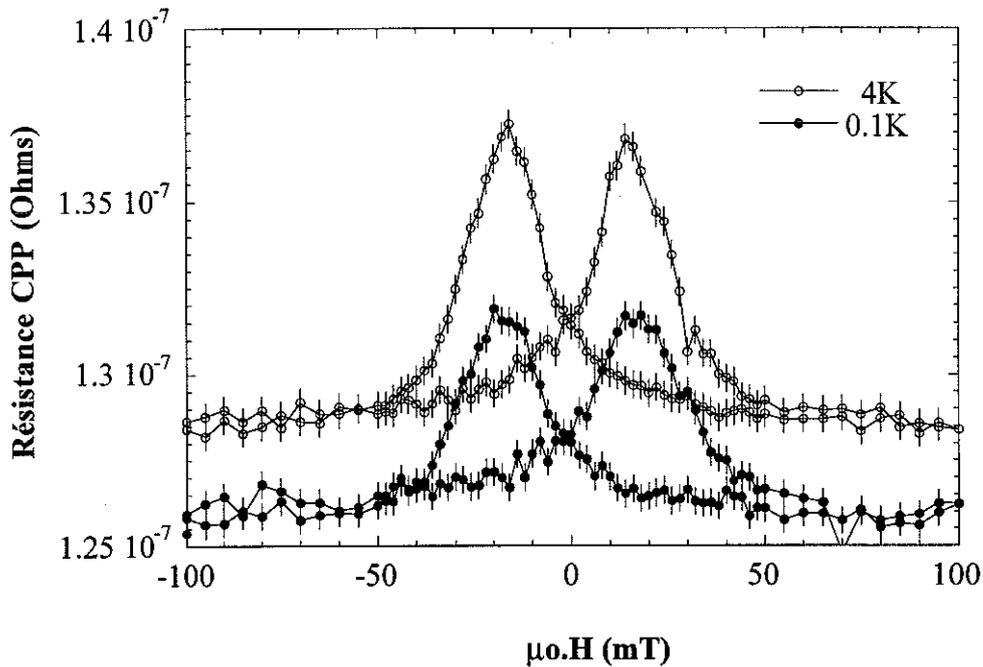


Fig. IV.10. : Courbes de CPP-MR à 4.2K et 100 mK d'une multicouche (Co 60Å / Ag91%Mn9% 60Å)*60 (échantillon A).

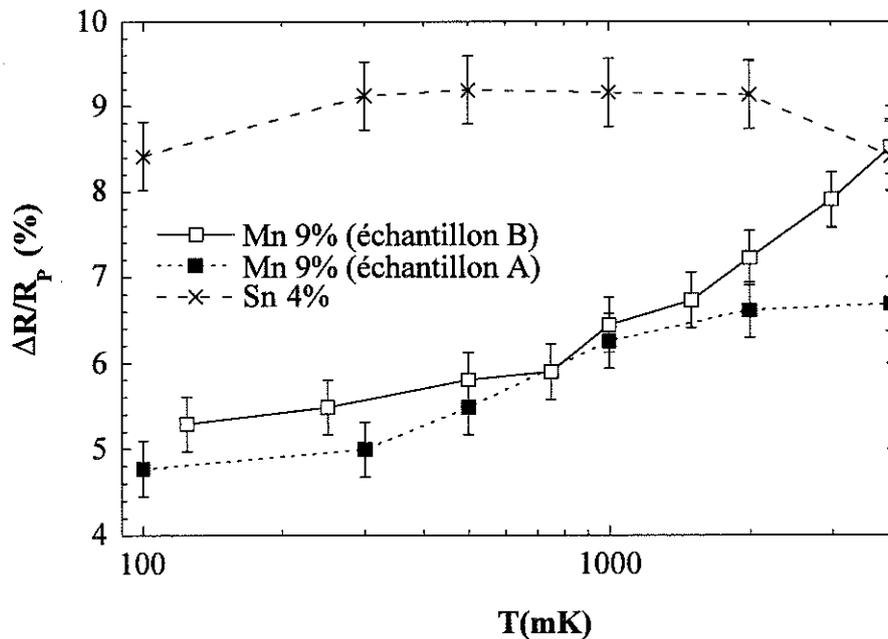


Fig. IV.11. : Rapports de CPP-MR en fonction de la température de deux multicouches de la même composition (Co 60Å / Ag91%Mn9% 60Å)*60, et pour comparaison, d'une multicouche (Co 60Å / Ag96%Sn4% 60Å)*60. (Les lignes sont simplement des guides pour les yeux).

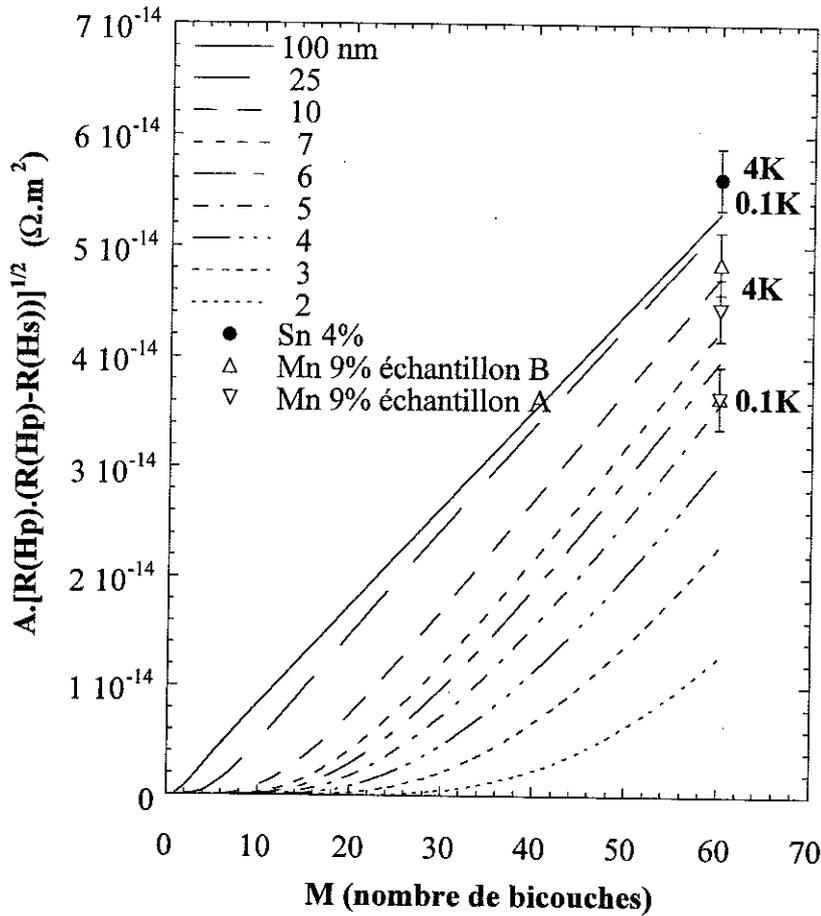


Fig. IV.12. :

Lignes : magnétorésistance, en fonction du nombre de bicouches, calculée à partir du modèle de T. Valet et A. Fert [5] et des coefficients de S.F. Lee et al. [7] pour des multicouches (AgMn tÅ / Co 60Å)*M d'épaisseur totale 7200Å, pour les valeurs de l_{sf}^N listées en légende, et pour $l_{sf}^F = 2000\text{Å}$. On a $R(Hs) = R_P$: la résistance à saturation des échantillons, et on considère que $R_{AP} = R(Hp)$, où $R(Hp)$ est la résistance maximum des courbes de CPP-MR de seconde aimantation. Les paramètres à utiliser dans ce cas sont pour les échantillons considérés [7]:

$\rho_{AgMn} = 150 \text{ n}\Omega.m$, $\rho_{Co}^* = 84 \text{ n}\Omega.m$, $r_b^* = 0.45 \text{ f}\Omega.m^2$, $\beta = 0.29$, et $\gamma = 0.82$.
(Ces paramètres sont considérés comme indépendants de la température entre 0.1 K et 4 K.)

Points : résultats expérimentaux obtenus pour (Co 60Å / Ag91%Mn9% 60Å)*60 (échantillons A et B) et pour (Co 60Å / Ag96%Sn4% 60Å)*60, à 4 K et à 0.1 K. [Les barres d'erreurs proviennent, pour plus de la moitié, de l'incertitude sur la surface A des échantillons ($\pm 3.5\%$)].

Il est intéressant de noter, que pour le cas d'une multicouche avec des impuretés non-magnétiques Sn (Co/AgSn), on n'observe pas cette réduction qui est propre aux impuretés paramagnétiques. Ce résultat confirme également que, dans le cas d'impuretés induisant des interactions spin-orbite, le taux de diffusion est indépendant de la température.

A partir des mesures de la CPP-MR des échantillons (Co/AgMn) entre 100mK et 4K, il est possible d'extraire la variation approximative de la longueur de diffusion de spin entre 100mK et 4K, en utilisant le formalisme du modèle de T. Valet et A. Fert [5], ainsi que les paramètres de conductivité déduits expérimentalement pour ces multicouches à 4.2K par S.F. Lee et al. [7]. En effet, le modèle de T. Valet et A. Fert présenté au paragraphe IV.D.1., ainsi que les paramètres de S.F. Lee et al. [7] établis pour les courbes de seconde aimantation des échantillons, permettent de générer le faisceau de courbes de la figure IV.12.. (Les paramètres utilisés [7] sont listés dans la légende de la figure). Les points expérimentaux que nous avons obtenus sont ensuite placés sur cette même figure.

Nous voyons, pour (Co 60Å / Ag91%Mn9% 60Å)*60, que la longueur de diffusion de spin pour les couches non magnétiques l_{sf}^N est de l'ordre de 10 nm à 4 K, et qu'elle est réduite à 4.5 nm à 0.1 K. L'efficacité des impuretés Mn, en temps que centre de diffusion spin-spin par interaction d'échange, est donc bien augmentée lorsque la température est réduite en dessous de 4K. Et l'évolution observée de l_{sf}^N avec la température est en accord qualitatif avec le modèle de A. Fert, J.L. Duvail et T. Valet [1], décrivant l'effet d'un système paramagnétique d'impuretés Mn sans interactions entre elles.

Une interprétation quantitative plus précise des variations de l_{sf}^N avec la température n'est pas possible, car dans la gamme de températures considérée et pour 9% de Mn, les spins des impuretés forment un système en interaction appelé **verre de spin**, si bien que nous ne sommes pas dans le cas idéal d'impuretés paramagnétiques sans interaction traité par le modèle [1]. La température de verre de spin de Ag 91%Mn9% (T_{gel}) est en effet de l'ordre de 40K [9]. En dessous de cette température, les interactions, entre les spins des impuretés Mn, augmentent quand la température décroît. Aussi, plus la température sera faible et plus le gel des fluctuations des spins des impuretés Mn sera important. Ce phénomène réduit théoriquement les possibilités de relaxation des spins

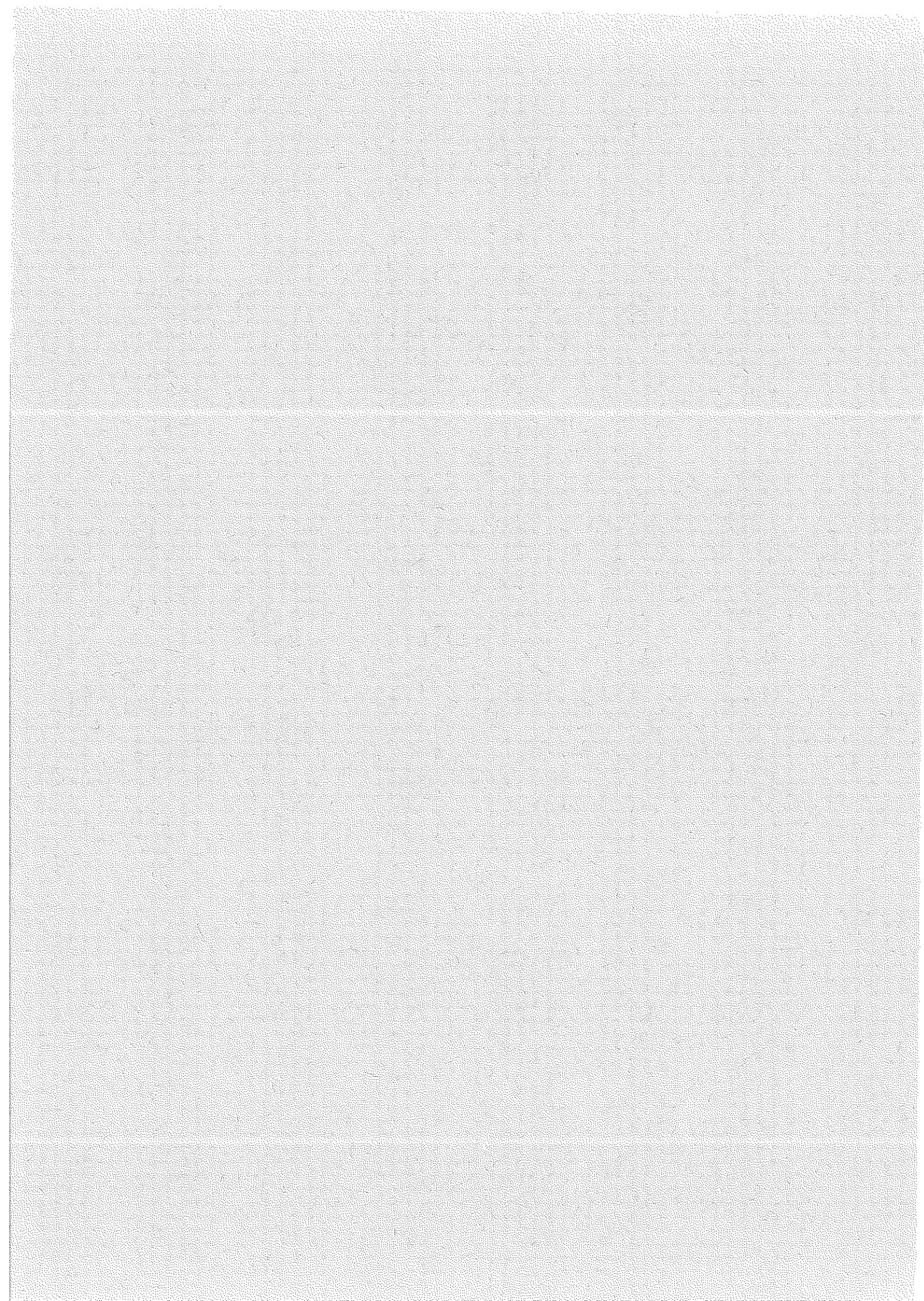
électroniques sur les spins des Mn. Le verre de spin doit donc induire une augmentation de I_{sf}^N lorsque la température diminue. Les effets prévisibles du verre de spin (augmentation de l'amplitude de CPP-MR et réduction de la résistance absolue de la multicouche lorsque la température diminue) sont donc antagonistes avec ceux de la relaxation de spin par interaction d'échange.

En fait, on observe sur la figure IV.10. que la résistance à saturation des échantillons est seulement réduite de 2 ou 3% entre 4K et 0.1K, alors que l'amplitude de magnétorésistance est réduite de 50%. Cela indique qualitativement que **les variations des effets du verre de spin sont faibles dans cette gamme de température, comparées aux variations de la relaxation de spin par interaction d'échange. C'est donc ce dernier phénomène qui explique principalement le comportement de I_{sf}^N observé avec la température, entre 0.1K et 4K.** Les spins des Mn sont suffisamment libres, pour voir leur capacité à relaxer les spins électroniques augmenter lorsque la température diminue, même dans la gamme de température considérée.

IV.E. BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Fert, J.L. Duvail, and T. Valet, Phys. Rev. B 52, 6513 (1995)
- [2] C. Cowache, Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble (1995)
- [3] Q. Yang, P. Holody, R. Loloee, L.L. Henry, W.P. Pratt Jr., P.A. Schroeder, and J. Bass, Phys. Rev. B 51, 3226 (1995)
- [4] B. Dieny, P. Humbert, V.S. Speriosu, and B.A. Gurney, Phys. Rev. B 45, 806 (1992)
- [5] T. Valet and A. Fert, Phys. Rev. B. 48, 7099 (1993)
- [6] Q. Yang, P. Holody, S.F. Lee, L.L. Henry, R. Loloee, P.A. Schroeder, W.P. Pratt Jr., and J. Bass, Phys. Rev. Lett. 72, 3274 (1994)
- [7] S.F. Lee, Q. Yang, P. Holody, R. Loloee, J.H. Hetherington, S. Mahmood, B. Ikegami, K. Vigen, L.L. Henry, P.A. Schroeder, W.P. Pratt Jr., and J. Bass, Phys Rev B 52, 15426 (1995)
- [8] J. Korringa, Physica 16, 601 (1950)
- [9] J. Cowen, communication privée, *formule phénoménologique pour l'estimation des températures de verre de spin T_{gel} (en Kelvin) pour CuMn et AgMn, en fonction du taux d'impuretés Mn:*
$$T_{gel} \approx 10.c^{2/3}$$
 où c est la concentration en impuretés (en %).

Conclusion



Trois dispositifs expérimentaux ont été développés, pour permettre la mesure de la magnétorésistance d'échantillons de la gamme $[0.1 \text{ n}\Omega - 1 \text{ }\mu\Omega]$, sous des champs magnétiques allant jusqu'à 3 Teslas, et dans la gamme de température $[50 \text{ mK} - 9 \text{ K}]$, (chaque dispositif ayant sa propre gamme de fonctionnement, ainsi que ses avantages et ses inconvénients par rapport aux autres). Deux d'entre eux donnent un accès direct à $R(H)$, l'un en courant alternatif, l'autre en courant continu. Le troisième donne la dérivée de la résistance par rapport au champ: dR/dH . Leur sensibilité est de l'ordre de $10^{-14} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}$ avec un court-circuit en entrée. Elle devient, avec un échantillon de $1 \text{ }\mu\Omega$, de l'ordre de $10^{-13} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}$ en champ nul, et de l'ordre $10^{-12} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}$ sous 1 Tesla. En moyennant le signal 100 secondes, et en utilisant un courant d'échantillon de 100 mA, cela correspond, en terme de résistance, à une sensibilité de l'ordre de $10^{-13} \text{ }\Omega$ en champ nul et $10^{-12} \text{ }\Omega$ sous 1 Tesla. La reproductibilité de ces méthodes est de l'ordre de 0.3%. Cela limite la résolution $\Delta R/R$ des deux méthodes de mesure de $R(H)$ à 0.3%. L'avantage de la méthode de mesure de dR/dH est qu'elle permet d'atteindre une résolution exceptionnelle, car elle est sensible à des variations de résistance aussi faibles que $6.10^{-14} \text{ }\Omega$ en champ nul, et $7.10^{-13} \text{ }\Omega$ sous 1 Tesla, indépendamment de la résistance d'échantillon (à condition qu'elle soit inférieure ou égale à $1 \text{ }\mu\Omega$). Aussi sa résolution $\Delta R/R$ est, par exemple, de 6.10^{-8} en champ nul et de 7.10^{-7} sous 1 Tesla, pour un échantillon de résistance $1 \text{ }\mu\Omega$.

Les études suivantes, de la magnétorésistance géante des multicouches magnétiques en courant perpendiculaire aux couches (CPP-MR), ont été réalisées grâce à ces dispositifs.

Le principal objet d'étude de cette thèse a été la **variation de la CPP-MR avec l'angle θ entre les aimantations des couches ferromagnétiques successives.**

La première étude expérimentale de la variation angulaire de la CPP-MR a été réalisée sur des multicouches (**Ag/Co/Ag/NiFe**). Les résultats obtenus ont été discutés dans le cadre d'un premier **modèle simple**. Celui-ci utilise des éléments de modèles théoriques préexistants que nous avons adaptés au cas des configurations non colinéaires des aimantations des couches magnétiques successives. Ce modèle rend compte des variations expérimentales observées au premier ordre. Mais ce modèle n'étant valable que pour des multicouches ne

possédant qu'un type de couches ferromagnétiques, il était nécessaire, pour aller plus loin, de mesurer la CPP-MR de ce type de multicouches.

Aussi, une étude de la variation angulaire de la CPP-MR de multicouches (Ag/NiFe) a également été effectuée. Suite à cette seconde étude, il s'est révélé nécessaire d'écrire un modèle plus sophistiqué pour pouvoir tirer, des résultats expérimentaux, les contributions relatives, de la diffusion dépendante du spin, et des marches de potentiel dépendantes du spin, à la CPP-MR.

Le **modèle quantique** développé utilise le formalisme de Kubo et prend en compte, à la fois la diffusion dépendante du spin sur les défauts de volume des couches ferromagnétiques, et l'effet des barrières de potentiel interfaciales dépendantes du spin, pour décrire la CPP-MR. Ce modèle est spécifiquement valable pour les configurations non colinéaires des aimantations des couches ferromagnétiques successives.

En confrontant ce modèle avec les résultats de notre étude expérimentale de la variation angulaire de la CPP-MR des multicouches (Ag/NiFe), il apparaît que:

- **les interférences entre les fonctions d'onde cohérentes de spin \uparrow et \downarrow contribuent au phénomène de CPP-MR lorsque les aimantations des couches ferromagnétiques successives sont dans une configuration non colinéaire ($\theta \neq 0$ et $\theta \neq \pi$). Ce terme d'interférence est responsable de la déviation à la linéarité en $\cos \theta$ de la résistance CPP.**
- **l'écart Δk des vecteurs de Fermi des électrons qui contribuent à la conduction en CPP est de l'ordre de 5% de k_F .**

Nous pouvons en conclure que ce sont donc principalement les électrons s qui participent à la CPP-MR. (Pour les électrons hybridés sd et les électrons d, le décalage des bandes attendu est beaucoup plus grand, de l'ordre de grandeur de k_F). La CPP-MR doit donc avoir pour origine principale la diffusion dépendante du spin des électrons sur le désordre de volume et d'interface des couches ferromagnétiques.

Les trois autres études que nous avons menées au cours de cette thèse sont:

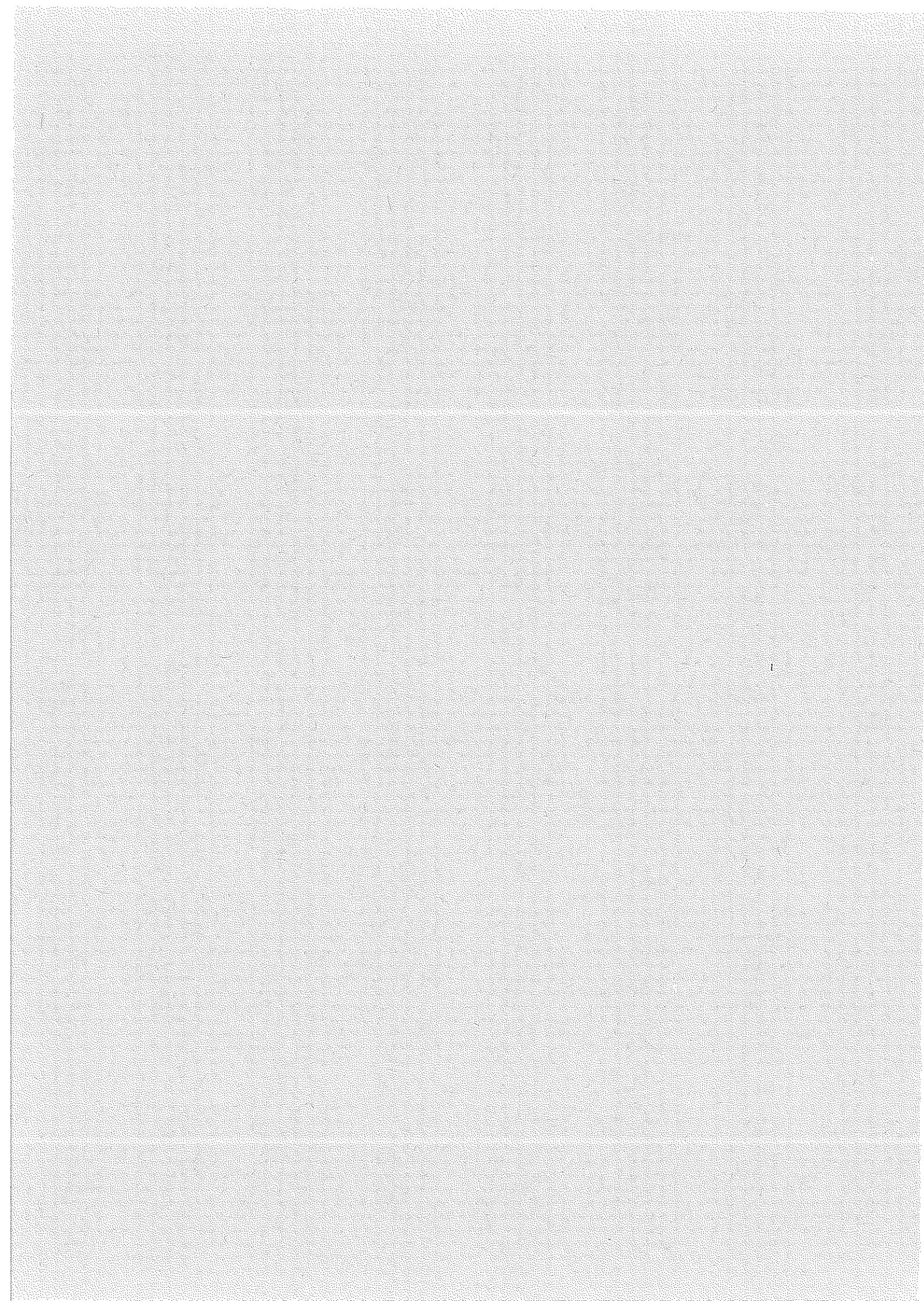
- **L'étude de la variation de la CPP-MR des multicouches (Ag/NiFe) avec l'épaisseur des couches ferromagnétiques.** Cette étude a, pour l'instant, permis de confirmer que le coefficient d'asymétrie de diffusion de spin, dans le volume des couches de NiFe, est de l'ordre de 3.

- L'étude de l'influence des recuits sur les sensibilités CIP et CPP de multicouches (Ag/NiFe) déposées par sputtering. Les résultats obtenus semblent montrer que la magnéto-résistance des multicouches est extrêmement sensible à de très faibles variations, de la qualité structurale, et de la rugosité d'interface des couches.

- L'étude de la réduction de la longueur de diffusion de spin en dessous de 4K par des impuretés paramagnétiques Mn, dans les multicouches (Co/Ag_{1-x}Mn_x). Les résultats obtenus sont en accord qualitatif avec le modèle de A. Fert, J.L. Duvail et T. Valet décrivant l'effet des impuretés paramagnétiques Mn sur la longueur de diffusion de spin en fonction de la température.

Ces trois dernières études n'en sont actuellement qu'à un stade préliminaire.

Liste des communications afférentes



Articles dans des revues scientifiques internationales

- [1] P. Dauguet, P. Gandit and J. Chaussy, "New methods to measure the current perpendicular to the plane magnetoresistance of multilayers", **Journal of Applied Physics**, 79, 5823 (1996).
- [2] P. Dauguet, P. Gandit and J. Chaussy, "Alternating techniques to measure magnetoresistance effects with a sensitivity of 2 p Ω under 3 Teslas down to 60 f Ω in zero field", **Review of Scientific Instruments**, 67, 2877 (1996).
- [3] P. Dauguet, P. Gandit, J. Chaussy, S.F. Lee, A. Fert, and P. Holody, "Angular dependence of the perpendicular giant magnetoresistance of multilayers", **Physical Review B**, 54, 1083 (1996).
- [4] B. Dieny, C. Cowache, A. Nossov, P. Dauguet, J. Chaussy and P. Gandit, "Anisotropy and angular variation of the giant magnetoresistance in magnetic multilayers", **Journal of Applied Physics**, 79, 6370 (1996).
- [5] A. Vedyayev, N. Ryzhanova, B. Dieny, P. Dauguet, P. Gandit, and J. Chaussy, "Angular variation of giant magnetoresistance for current perpendicular to the plane of the layers", soumis à **Physical Review B** (1996).
- [6] P. Gandit, P. Dauguet, L. Giacomoni, L. Nagamine, A. Nossov, B. Dieny and J. Chaussy, "Annealing effect on the perpendicular transport in Ag/NiFe magnetic multilayers", **Proceedings of the Conference on Low Temperature Physics 1996, Czechoslovak Journal of Physics**, 46, S4, 2011 (1996).

Interventions orales dans des conférences

- [1] P. Dauguet, P. Gandit and J. Chaussy, "New methods to measure the current perpendicular to the plane magnetoresistance of multilayers", **Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials**, Philadelphia, USA, (1995).
- [2] B. Dieny, C. Cowache, A. Nossov, P. Dauguet, J. Chaussy and P. Gandit, "Anisotropy and angular variation of the giant magnetoresistance in magnetic multilayers", **Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials**, Philadelphia, USA, (1995). (*Communication sur invitation*)
- [3] P. Dauguet, P. Gandit, J. Chaussy, C. Cowache, A. Nossov, et B. Dieny, "Transport perpendiculaire et transport planaire dans les multicouches (Ag/Ni₈₀Fe₂₀)" **Colloque Louis Néel: Couches Minces et Nanostructures Magnétiques**, Strasbourg, (1996).
- [4] P. Dauguet, P. Gandit, J. Chaussy, A. Vedyayev, N. Ryzhanova, C. Cowache, and B. Dieny, "Role of spin \downarrow and spin \uparrow electron wave interference in the current

perpendicular to the plane magnetoresistance of magnetic multilayers, **European Materials Research Society Spring Meeting, Strasbourg, (1996).**

Communications sous forme de poster dans des conférences

- [1] P. Dauguet, J. Chaussy, P. Gandit, "Nouvelle méthode de mesure de la magnétorésistance géante de multicouches magnétiques en courant perpendiculaire", **Journées de la Matière Condensée de la Société Française de Physique, Renne, (1994).**
- [2] P. Dauguet, P. Gandit, and J. Chaussy, "Etude des multicouches magnétiques: mesures de transport perpendiculaire", **Ecole thématique "Nanostructures Magnétiques" du CNRS, Aussois (1995)**
- [3] P. Dauguet, P. Gandit, and J. Chaussy, "Etude de la magnétorésistance géante des multicouches magnétiques en courant perpendiculaire aux couches", **Rencontres Industrie-Recherche de la Région Rhône-Alpes, Lyon Satolas, (1995)**
- [4] P. Dauguet, P. Gandit, and J. Chaussy, "Experimental devices to measure the magnetoresistance of multilayers with the current perpendicular to the plane" **International Symposium on Metallic Multilayers, Cambridge, UK, (1995)**
- [5] P. Gandit, P. Dauguet, L. Giacomoni, L Nagamine, A. Nossov, B. Dieny and J. Chaussy, "Annealing effect on the perpendicular transport in Ag/NiFe magnetic multilayers", **Conference on Low Temperature Physics, Prague, (1996).**
- [6] P. Gandit, P. Dauguet, J. Olivares Flores, J. Chaussy, Q. Yang, P. Holody, et A. Fert, "Réduction de la longueur de diffusion de spin en dessous de 4K dans les multicouches (Co/AgMn)", **Journées de la Matière Condensée de la Société Française de Physique, Orléans, (1996)**

Séminaires sur invitation

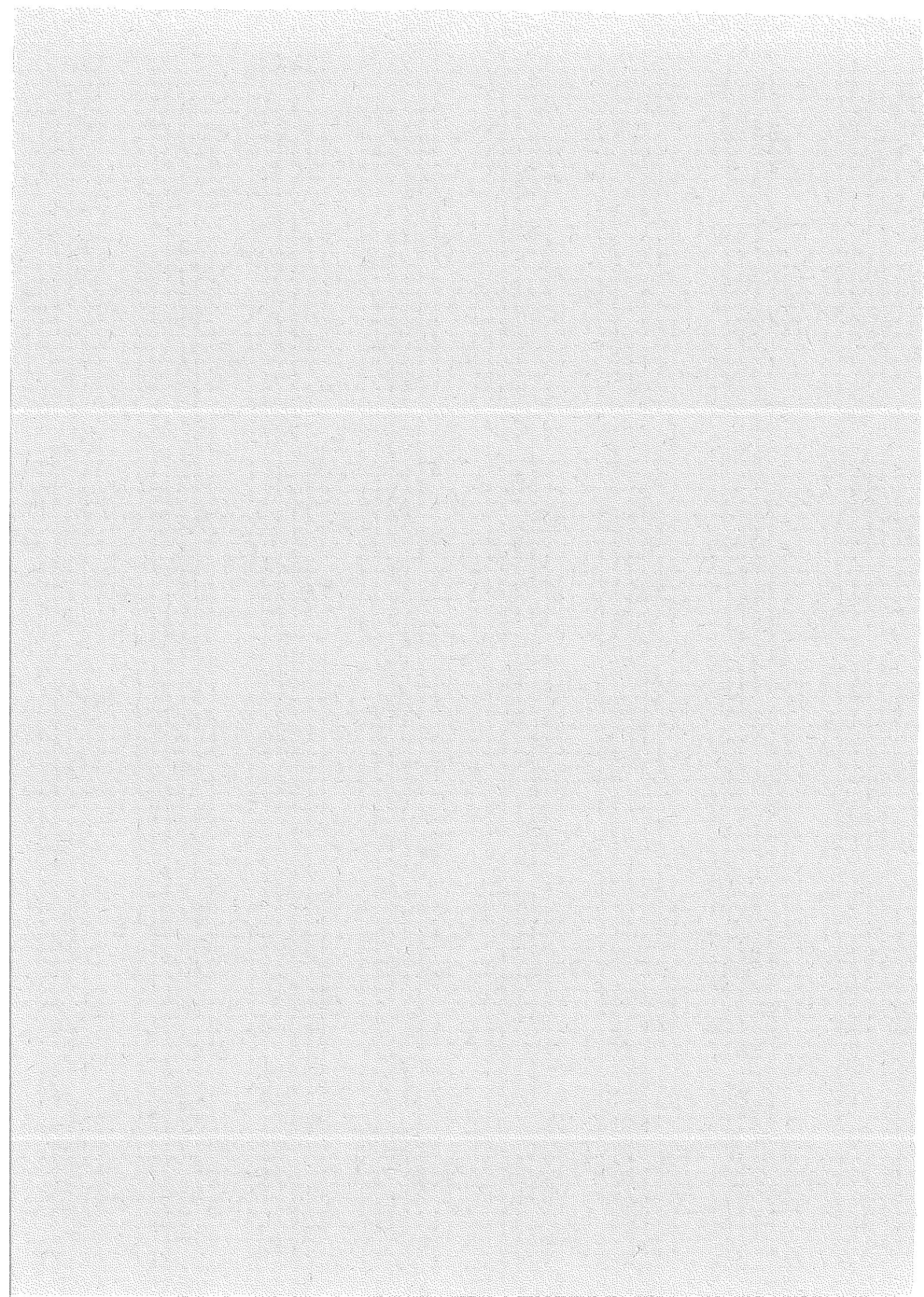
"Développement de femtovoltmètres AC et DC; application à l'étude de la magnétorésistance géante des multicouches."

Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (1996)

"Contribution à l'étude de la magnétorésistance géante en courant perpendiculaire aux couches."

Laboratoire Central de Recherche Thomson-CSF (1996)

Sommaire



Introduction	1
Chapitre I	
Rappels généraux sur la magnétorésistance géante et Motivations de cette thèse	
I.A. Introduction	9
I.B. Les magnétorésistances	10
I.B.1. La magnétorésistance "conventionnelle" des métaux (MR)	10
I.B.2. L'anisotropie de magnétorésistance des ferromagnétiques 3d et de leurs alliages (AMR)	12
I.B.3. La "magnétorésistance géante" des multicouches magnétiques (GMR), encore nommée "effet vanne de spin"	14
I.B.4. La "magnétorésistance colossale" des perovskites (CMR)	16
I.C. La magnétorésistance géante des multicouches magnétiques	20
I.C.1. Diffusion dépendante du spin dans les métaux ferromagnétiques d	20
I.C.2. Mécanisme de la magnétorésistance géante	21
I.C.3. Conditions nécessaires à l'apparition de la magnétorésistance géante	24
I.C.4. Systèmes présentant une magnétorésistance géante	25
I.D. Intérêt et difficultés de l'étude expérimentale de la magnétorésistance géante en courant perpendiculaire aux couches	30
I.D.1. Différences physiques essentielles entre la magnétorésistance en courant dans le plan (CIP-MR) et la magnétorésistance en courant perpendiculaire au plan (CPP-MR)	30
I.D.2. Intérêt particulier de la CPP-MR pour la compréhension de la magnétorésistance géante	33
I.D.3. Difficultés expérimentales propres à l'étude de la CPP-MR	35
I.D.4. Présentation des solutions technologiques proposées par les autres groupes étudiant la CPP-MR. Résultats physiques obtenus.	36
I.E. Résumé des objectifs de ce projet et présentation des moyens pour y parvenir	46
I.E.1. Présentation de l'étude que nous avons souhaité mener à bien	46
I.E.2. Présentation des solutions technologiques que nous avons choisi d'utiliser	47
I.F. Bibliographie	49

Chapitre II	53
Dispositifs expérimentaux	

I.A. Introduction	55
II.B. Mesures de R(H) et dR/dH par méthodes alternatives	56
II.B.1. Principes des mesures	56
II.B.1.a. Mesures de R(H)	56
II.B.1.b. Mesures de dR/dH	57
II.B.2. Dispositifs expérimentaux	58
II.B.2.a. Présentation générale	58
II.B.2.b. Choix des appareils de mesure, et caractéristiques mesurées dans nos conditions d'utilisation	60
II.B.2.c. Caractéristiques des bobines magnétiques	63
II.B.2.d. Géométrie de la partie "basse température" du dispositif	64
II.B.3. Calcul des composants du circuit de mesure	69
III.B.3.a. Modélisation du circuit de mesure	69
III.B.3.b. Optimisation du rapport signal sur bruit	70
II.B.4. Techniques de mesure du gain réel et de la phase de référence pour la détection	76
II.B.5. Précautions nécessaires à l'optimisation de la sensibilité	76
II.B.6. Performances obtenues	78
II.B.7. Illustration des possibilités de ces dispositifs	80
I.C. Mesures de R(H) en courant continu	82
II.C.1. Principe de fonctionnement	82
II.C.2. Description de la partie basse température du dispositif	85
II.C.3. Performances	85
I.D. Conclusion	87
I.E. Bibliographie	88

Chapitre III	89
Etude de la variation angulaire de la magnétorésistance géante en courant perpendiculaire aux couches	

III. A. Introduction	91
III.A.1. Variation angulaire de la CIP-MR des multicouches magnétiques	
III.A.2. Variation angulaire de la CPP-MR : motivations	93

III.B. Etude de la variation angulaire de la CPP-MR de multicouches (Ag/Co/Ag/NiFe)	95
III.C. Description de la variation angulaire de la CPP-MR dans le cadre des modèles préexistants	103
III.D. Etude de la variation angulaire de la CPP-MR de multicouches (Ag/NiFe)	108
III. E. Description quantique de la variation angulaire de la CPP-MR	116
III.F. Interprétation des résultats expérimentaux dans le cadre du modèle quantique	128
III.G. Conclusion	131
III.H. Bibliographie	133

Chapitre IV	135
Autres études	

IV.A. Introduction	137
IV.B. Etude de la variation de la CPP-MR des multicouches (Ag/NiFe) avec l'épaisseur des couches ferromagnétiques	138
IV.C. Influence des recuits sur les sensibilités CIP et CPP des multicouches (Ag/NiFe)	145
IV.D. Etude de la réduction de la longueur de diffusion de spin en dessous de 4K par des impuretés paramagnétiques Mn	151
IV.D.1. La CPP-MR en dehors de la limite de grande longueur de diffusion de spin	151
IV.D.2. Rôle des impuretés non-magnétiques et paramagnétiques vis à vis des interactions spin-flip	152
IV.D.3. Variations de la CPP-MR des multicouches (Co/Ag _{1-x} Mn _x) entre 100mK et 4K	154
IV.E. Bibliographie	159

Conclusion	161
-------------------	------------

Liste des communications afférentes	167
--	------------

Sommaire	171
-----------------	------------

Abstract

This thesis is based on an experimental investigation of the origin of the giant magnetoresistance of multilayers with current applied perpendicular to the multilayer plane (CPP-MR), a widely discussed theoretical question.

In this geometry, the sample resistances are of the order of 10^{-9} to 10^{-7} Ω . It is necessary to examine percent-variations of them, using maximum sensing current of 100 mA. The sensitivity required is then 10^{-12} Volt. Experimental set-ups have been developed that achieve very high sensitivities of 10^{-14} V/ $\sqrt{\text{Hz}}$, employing new measurement techniques.

These devices were mainly used to investigate the dependence of the CPP-MR of (Ag/Co/Ag/NiFe) and (Ag/NiFe) multilayers with the angle between the magnetisation of successive layers. The experimental results are first discussed in the context of existing theories. A quantum model is then developed to describe the case of non-collinear configurations of the magnetizations of successive ferromagnetic layers. The model-data comparison shows that: interferences between the coherent waves associated with spin \uparrow and spin \downarrow electrons contribute to the CPP-MR; electrons contributing to the CPP-conductivity are mainly s-like; and the main contribution to the CPP-MR is spin dependent scattering from bulk and interfacial defects of the ferromagnetic layers.

Key-words

AC and DC femtovoltmeters

Low temperatures

Electronic transport

Magnetism

Giant magnetoresistance

Magnetic multilayers

Ag/Co/Ag/NiFe

Ag/NiFe

Résumé

Le but de cette thèse était l'étude expérimentale de l'origine théorique très discutée de la magnétorésistance géante des multicouches magnétiques, en particulier lorsque le courant est appliqué perpendiculairement au plan des couches (CPP-MR).

Dans cette géométrie, les résistances des échantillons sont de l'ordre de 10^{-9} à $10^{-7} \Omega$, et nous souhaitons voir des variations de quelques pour-cent de celles-ci avec un courant de mesure de 100 mA maximum. La sensibilité requise était donc de 10^{-12} Volt. Durant cette thèse, nous avons tout d'abord développé des dispositifs expérimentaux atteignant la sensibilité extrême de $10^{-14} \text{ V} / \sqrt{\text{Hz}}$, et utilisant des principes de mesure originaux dans ce domaine d'investigation.

Avec ces dispositifs, nous avons principalement étudié la variation angulaire de la CPP-MR des multicouches (Ag/Co/Ag/NiFe) et (Ag/NiFe). En premier lieu, les résultats expérimentaux obtenus ont été discutés dans le cadre des modèles théoriques préexistants à cette étude. Puis un modèle quantique a été développé pour décrire spécifiquement le cas des configurations non-colinéaires des aimantations des couches ferromagnétiques successives. La comparaison de ce modèle avec les résultats expérimentaux a montré que les interférences entre les ondes cohérentes associées aux spins \uparrow et \downarrow des électrons contribuent à la CPP-MR, que les électrons qui participent à la conductivité en CPP sont des électrons de type s, et que la contribution principale à la CPP-MR est la diffusion dépendante du spin sur les défauts de volume et d'interfaces des couches ferromagnétiques.

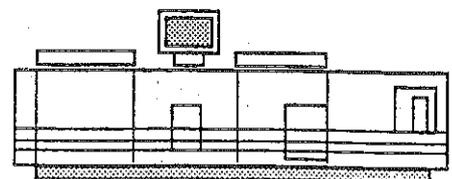
Mots clés

Femtovoltmètres AC et DC
Très basses températures
Transport électronique
Magnétisme

Magnétorésistance géante
Multicouches magnétiques
Ag/Co/Ag/NiFe
Ag/NiFe



Grenoble, octobre 1996



Imprimé sur "Xerox 5090",
au Service Reprographie du CNRS de Grenoble.

