



**HAL**  
open science

# Effets de taille finie sur les couplages magnétostatiques et l'anisotropie d'échange dans le domaine de l'enregistrement magnétique

Vincent Baltz

► **To cite this version:**

Vincent Baltz. Effets de taille finie sur les couplages magnétostatiques et l'anisotropie d'échange dans le domaine de l'enregistrement magnétique. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT : . tel-00011098

**HAL Id: tel-00011098**

**<https://theses.hal.science/tel-00011098>**

Submitted on 22 Nov 2005

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THESE

Présentée le 20 octobre 2005 par

**Vincent BALTZ**

Pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER**

**– GRENOBLE 1 –**

spécialité : **PHYSIQUE**

---

**Effets de taille finie sur les couplages  
magnétostatiques et l'anisotropie d'échange dans le  
domaine de l'enregistrement magnétique**

---

**COMPOSITION DU JURY :**

MM.	Dominique GIVORD	<i>Président</i>
	Jacques FERRÉ	<i>Rapporteur</i>
	Jean-François BOBO	<i>Rapporteur</i>
	Bernard RODMACQ	<i>Directeur de thèse</i>
	Bernard DIENY	
	Manfred ALBRECHT	
	Josep NOGUÉS	
	Jordi SORT	

Thèse préparée au sein du Laboratoire SPINTEC  
(URA 2512, CEA/CNRS/INPG/UJF)



*Il y a derrière les noms des physiciens une richesse humaine insoupçonnée ; (...), on découvre le plus souvent des personnalités attachantes, ce qui a fait dire à Millikan : « Les physiciens sont plus intéressants que la physique ».*

[BOU 01]

## REMERCIEMENTS

Bernard, je tiens à te remercier pour avoir dirigé mon travail de thèse. J'ai beaucoup apprécié d'apprendre et de travailler à tes côtés. J'admire ton intégrité et ta patience. Je te dois mon intégration dans plusieurs équipes de laboratoires voisins. Je te remercie également pour ta confiance. Je suis fier d'avoir compté parmi tes étudiants.

Bernard, je te remercie pour avoir accepté d'être le responsable CEA de mon travail de thèse. C'est avec grand plaisir que j'ai appris et travaillé avec toi. J'admire ta culture scientifique. Je te remercie pour ton aide et pour ta disponibilité.

Cher Jacques, cher Jean-François, je vous remercie pour avoir accepté d'être rapporteurs de mon travail. Je vous remercie pour le temps que vous avez consacré à l'évaluation de ce manuscrit, ainsi que pour les discussions consécutives que nous avons eues.

Cher Dominique, je vous remercie pour m'avoir fait l'honneur de présider ma soutenance de thèse.

Dear Manfred, I am really pleased and honored that you accepted to be a Jury Member of my PhD thesis defense. I thank you for your cordial welcome in Konstanz and for letting me the opportunity to give a seminar, to visit your laboratory, and to interact with you and your colleagues.

Dear Josep, it was a great pleasure and honor to count you among the Jury Members. I appreciated it very much to discuss with you. I also thank you for your cordial welcome in your laboratory in Barcelona.

Jordi, I thank you for your participation in my thesis defense as a Jury Member. It was a great pleasure to work with you at Spintec. I really learned a lot of things from you. Waouh, what's the best souvenir? There were so many...

Jean-Pierre, je te remercie pour m'avoir donné l'opportunité de travailler en tant que doctorant à Spintec, et ce, au tout début du labo'. Je garde en mémoire l'installation des bureaux, les ordinateurs que l'on sortait des cartons... les repas labo'. Merci pour les excellentes conditions de travail que tu nous as offertes. Je te remercie également pour tous les déplacements que tu m'as permis de faire : Gérardmer, Madrid, Brasov, Orsay, Autrans, Dresde, Anglet, Constance, Trieste, Los Angeles, Dourdan, et San José. Je suis bien conscient de la chance que j'ai eue de travailler dans cet environnement d'exception.

Kat, quelle efficacité, quelle énergie, quelle bonne humeur quotidienne, quelle écoute. C'était un réel plaisir de travailler avec toi. Merci pour l'ambiance sympathique que tu as en grande partie contribué à instaurer. Merci pour les sorties Spintec qui ont toujours été un succès : la descente annuelle de l'Ardèche en Kayak, c'est vraiment sympa (pour ceux qui hésitent encore, il y a un arrêt Nougat à Montélimar sur le retour...) ; le concours de gâteaux : également un super souvenir.

Waouh quelle ambiance à Spintec, merci à vous tous pour votre aide, votre soutien, pour avoir contribué à mon épanouissement scientifique et personnel. Merci pour tous ces moments inoubliables au labo' et hors labo' ...: Adriana, Ahmad, Alberto, Alexandre, Alina, Anatoly, Aurélien, Benito, le Big', Claire, Christophe D., Christophe T., Clarisse, Dana, le Dge, Fabrice, Flavio, Florica, Franck, Gilles, Hanna, Helga, Hervé, Ioana, Jean-Christophe, Jérôme, Julien, Kyung-Jin, Liliana, Lucian, Luis, Magali, Manue, Marta, Mihai, Momo, Mourad, Natalia, Nicolas, Nikita, Olivier, Pierre-Jean, Philippe, Ricardo, Sandra Mo., Sandra Mu., Seb', le Stef', Tobias, Ursula, Virgille, Yann, Yannick...

Stefan, merci pour tes conseils, merci pour ta réactivité. C'est un réel plaisir d'avoir travaillé avec toi.

Alexandra, Jacques, Jean-Pierre, Nicolas, Peter, Sabine, merci pour votre accueil sur Orsay, merci pour tout de que vous m'avez appris. Je garde vraiment un excellent souvenir scientifique et humain de mes courts séjours au LPS. Waouh : les dégustations quotidiennes de chocolat !

Yves, je te remercie pour tes conseils ainsi que pour m'avoir permis de travailler et de me former pendant pas mal de temps au sein de NM. Alain, Ariel, Céline, Cyrille, Jean-Christophe, Guillaume, Jean-Philippe, Jérôme, Lucien, Matthieu, Patrick, Pierre, Robert, merci pour votre accueil chaleureux au sein du laboratoire, ainsi que pour m'avoir permis (de) et appris (à) utiliser différents appareils de caractérisation de NM.

Alexandre, Catherine, Frédéric, Isabelle, Jean-François, Olivier, Pascale, Salia, Thierry..., interlocuteurs de choix, merci pour votre aide précieuse, merci pour les expériences que vous m'avez données de réaliser.

Christophe, Jean-Christophe, Pierre, merci pour avoir constitué le noyau d'une équipe pédagogique chaleureuse.

Je tiens à vous remercier, vous qui avez su avant thèse me transmettre votre fascination pour la physique, et particulièrement Michel Bergat et Michel Rossignol. Je n'oublierai pas non plus le merveilleux stage sur Paris, bon, d'une part parce que c'était sur Paris à la grande époque, et d'autre part parce que, Vincent, Youssef, en seulement six mois, vous m'avez beaucoup appris à Schlumberger.

Vous m'êtes indispensables, merci pour tous les moments de bonheur partagés : Arno, Aude, Bertrand, Christophe(s), Cécile, Céline, Flo, Guillaume, Jérôme, Laetitia, Mag, Manue, Matthieu, Niko, Riana, Totof...

Mum, Dad, seuls quelques mots peuvent rendre compte de tout ce que je vous dois : merci pour tout votre amour. J'ai également une sœur géniale, merci Sophie. Merci à toute ma famille sur laquelle je sais que je peux compter.



*à mes Parents.*



# Table des matières

REMERCIEMENTS .....	3
INTRODUCTION.....	11
<b>PARTIE I COUPLAGES ET EFFETS DE TAILLE FINIE DANS DES SYSTEMES MULTINIVEAUX.....</b>	<b>17</b>
CHAPITRE 1  VERS LE STOCKAGE MAGNETIQUE MULTINIVEAUX.....	19
1.1. <i>Media longitudinaux.</i> .....	19
1.2. <i>Media perpendiculaires.</i> .....	20
1.3. <i>Media discrets.</i> .....	22
1.4. <i>Media multiniveaux.</i> .....	24
CHAPITRE 2  COUPLAGES MAGNETIQUES DANS DES TRICOUCHES A BASE DE COBALT/PLATINE.....	29
2.1. <i>Propriétés structurales et magnétiques des multicouches.</i> .....	29
2.1.1.  Elaboration et propriétés structurales.....	29
2.1.2.  Influence du nombre de répétitions de [Co/Pt]. .....	30
2.1.3.  Influence de l'épaisseur de la couche séparatrice. ....	35
2.2. <i>Influence des couplages magnétostatiques sur la taille d'équilibre des domaines des multicouches.</i> .....	38
2.2.1.  Mesures expérimentales.....	38
2.2.2.  Extension du modèle de Kaplan : cas de multicouches en interactions magnétostatiques.....	41
2.3. <i>Influence des couplages magnétostatiques sur la formation de configurations en domaines métastables et sur le déplacement des parois de domaines.</i> .....	44
2.3.1.  Etats métastables après une impulsion de champ magnétique de « faible » amplitude et de « longue » durée. ....	45
2.3.2.  Etats métastables après une impulsion de champ magnétique de « forte » amplitude et de « courte » durée. ....	52
2.4. <i>Mise à profit des couplages magnétostatiques inter-couches.</i> .....	54
CHAPITRE 3  RESEAUX DE PLOTS MULTINIVEAUX POUR L'ENREGISTREMENT MAGNETIQUE ULTRA-HAUTE DENSITE. ....	65
3.1. <i>Couplages intra-plot.</i> .....	65
3.2. <i>Couplages inter-plots</i> .....	75
3.2.1.  Champs de couplage inter-plots au niveau des couches et stabilité de l'information.....	75
3.2.2.  Champs rayonnés au niveau de la tête de lecture : « lecture multiniveaux ».	
3.3. <i>Validation de principe du stockage multiniveaux.</i> .....	77

## **PARTIE II EFFETS DE TAILLE FINIE SUR LES PROPRIETES D'ANISOTROPIE MAGNETIQUE D'ECHANGE ..... 79**

CHAPITRE 4	L'ANISOTROPIE MAGNETIQUE D'ECHANGE.....	81
4.1.	<i>Historique et phénoménologie.</i> .....	81
4.2.	<i>Anisotropie magnétique d'échange et applications.</i> .....	83
4.3.	<i>Fondements théoriques.</i> .....	87
4.3.1.	Modèle intuitif : cas d'une interface plane pour un antiferromagnétique non compensé.....	87
4.3.2.	Influence du renversement de l'aimantation du ferromagnétique sur la structure magnétique de l'antiferromagnétique. Modèle de Néel/Mauri.....	88
4.3.3.	Rôle des frustrations magnétiques.....	89
4.4.	<i>Questions en suspens.</i> .....	95
4.4.1.	Dimensions caractéristiques pertinentes et effets de taille finie. ....	95
4.4.2.	Orientation tridimensionnelle de la structure des spins d'antiferromagnétique et implications. ....	97
CHAPITRE 5	BICOUCHES <i>NiFe-IRMN</i> A ANISOTROPIE PLANAIRE.....	99
5.1.	<i>Préparation des échantillons et propriétés structurales des couches ferromagnétique et antiferromagnétique.</i> .....	99
5.2.	<i>Influence de l'anisotropie unidirectionnelle sur les propriétés magnétiques de la couche ferromagnétique.</i> .....	104
5.3.	<i>Effet de taille finie et effet d'activation thermique.</i> .....	111
5.3.1.	Influence de l'épaisseur d'antiferromagnétique à température ambiante. .	111
5.3.2.	Influence de l'activation thermique.....	115
5.3.3.	Influence de la dimension latérale des nanostructures. ....	123
5.4.	<i>Etudes complémentaires.</i> .....	125
5.4.1.	Anisotropie rotationnelle : PIMM.....	125
5.4.2.	Influence de la nature du matériau antiferromagnétique.....	127
5.4.3.	Observation directe de la configuration en domaines de l'antiferromagnétique : XPEEM. ....	129
5.4.4.	Configuration des spins d'antiferromagnétique : simulations atomistiques.	
CHAPITRE 6	BICOUCHES <i>[Pt/Co]<sub>N</sub>-IRMN</i> A ANISOTROPIE PERPENDICULAIRE. ....	133
6.1.	<i>Orientation relative des spins ferromagnétiques et antiferromagnétiques.</i> .....	133
6.1.1.	Influence de l'épaisseur de cobalt. ....	134
6.1.2.	Influence de l'insertion d'une couche de platine entre la multicouche [Pt/Co] et l'antiferromagnétique. ....	140
6.2.	<i>Impression de configurations de domaines du ferromagnétique dans l'antiferromagnétique et mise en évidence de longueurs caractéristiques pertinentes.</i>	143
6.3.	<i>Effets de taille finie sur l'anisotropie magnétique d'échange de bicouches ferromagnétique /antiferromagnétique à anisotropie perpendiculaire.</i> .....	148
	CONCLUSION .....	151
	ANNEXES .....	155
	LISTE DES COMMUNICATIONS SCIENTIFIQUES .....	165
	REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES .....	169

## INTRODUCTION

Cette thèse s'insère dans le contexte du stockage de l'information, et plus particulièrement du stockage magnétique. La pérennité de l'information est loin d'être le seul critère à prendre en compte pour la réalisation de dispositifs. Le temps d'accès, la densité de stockage, le coût, la compacité, la possibilité de réinscription, la consommation... sont autant de paramètres qui permettent de légitimer la diversité des moyens de stockage actuellement sur le marché. Nous pouvons par exemple particulariser différentes classes de systèmes de stockage :

i) les périphériques transportables se caractérisent par leur compacité, leur robustesse, et présentent généralement des capacités de stockage relativement faibles : de quelques Mo pour les disquettes à quelques Go pour les mémoires Flash. Ces périphériques peuvent être de nature semiconductrice comme les mémoires Flash ; magnétiques comme les disquettes 3.5'', les disques Zip, les bandes ; optiques comme les CD et DVD ; ou magnéto-optiques comme les Minidisques.

ii) Les mémoires à accès aléatoire (RAM : *random access memory*) constituent actuellement le cerveau des ordinateurs. Leur rôle est de traiter les données en cours d'utilisation et elles se distinguent par des temps d'accès très courts (de l'ordre de quelques ns), et des capacités moyennes (typiquement 512 Mo). Les RAM actuelles sont de type semiconductrices : DRAM ou SRAM, et présentent l'inconvénient majeur d'être volatiles, c'est à dire que l'information est perdue en l'absence d'alimentation. De nombreuses technologies non volatiles sont pressenties pour supplanter DRAM et SRAM, comme les mémoires ferroélectriques (FeRAM), les mémoires à changements de phase (OUM : *Ovonic Universal Memory*), ou encore les RAM magnétiques (MRAM) [PAR 03].

Une MRAM se compose d'un réseau de points mémoires de dimension caractéristique actuelle de l'ordre de 200 nm. L'élément sensible actuellement utilisé pour les MRAM est une jonction tunnel magnétique basée sur le principe de magnétorésistance tunnel [MOO 95] (TMR : *tunnel magnétoresistance*). Les jonctions tunnel sont composées des éléments de base suivants : une couche ferromagnétique dite libre de très faible coercitivité (quelques Oe), procurant ainsi une très grande sensibilité au champ magnétique d'écriture, séparée par une couche non-magnétique d'une couche ferromagnétique dite piégée. L'interaction d'anisotropie magnétique d'échange entre un ferromagnétique et un antiferromagnétique (FM-AF) est utilisée pour fixer, à « faibles » champs, la direction de l'aimantation de la couche FM piégée. La couche libre est la couche de stockage et le sens de son aimantation procure à l'enregistrement son aspect binaire. Durant la lecture, le sens de l'aimantation de la couche libre est comparé à celui de la couche piégée. Lorsque les aimantations des couches libre et piégée sont dans le même sens, le point mémoire est dans un état de résistance « bas ». Lorsque au contraire les aimantations sont de sens opposés, un état de résistance « haut » est détecté.

L'augmentation des capacités des MRAM passe par la réduction de la taille du point mémoire, ce qui entraîne un confinement tridimensionnel des couches FM et AF. L'intérêt de

l'étude des effets de taille finie, sur réseaux de nanostructures (jusqu'à des dimensions caractéristiques inférieures à 100 nm), sur le couplage d'échange FM-AF est donc en partie technologique. D'un point de vue fondamental, la réduction de la taille latérale de nanostructures à des tailles comparables aux dimensions caractéristiques mises en jeu dans le couplage FM-AF, comme par exemple la taille des domaines d'AF, devrait permettre de mieux appréhender les mécanismes associés au phénomène d'anisotropie magnétique d'échange dont la compréhension demeure encore insuffisante.

iii) Une troisième catégorie de systèmes se compose des dispositifs de stockage de masse, comme les disques durs d'ordinateurs, pour lesquels la densité de stockage constitue un des critères essentiels (capacités pouvant atteindre plusieurs centaines de Go). Dans cette catégorie de dispositifs, les media magnétiques demeurent les supports de stockage les plus économiques (environ 1 euro.Go<sup>-1</sup> actuellement).

Comme dans le cas des autres dispositifs d'enregistrements magnétiques, l'enregistrement sur disque dur magnétique est basé sur la propriété de rémanence des matériaux ferromagnétiques, assurant ainsi la pérennité et la réversibilité des informations enregistrées sur le support d'enregistrement magnétique. Le media est composé d'une couche magnétique utile supportant une succession de domaines magnétiques réguliers. Le sens de l'aimantation procure au stockage magnétique son aspect binaire : une cellule élémentaire de domaine « up » est par exemple codée « 1 », et une cellule « down » est codée « 0 ». Comme nous le détaillerons par la suite, nous pouvons distinguer deux principales classes d'enregistrement magnétique pour disques durs : l'enregistrement longitudinal pour lequel l'aimantation se trouve dans le plan du media, et l'enregistrement perpendiculaire, pour lequel l'aimantation pointe hors du plan du media. En 2005, les densités de stockage des disques durs d'ordinateurs atteignent la centaine de Gbits.pouce<sup>-2</sup> (1 pouce = 2.54 cm). La couche utile du media est fabriquée sur un substrat rigide de 0.8 mm d'Al en forme de disque, et croît sur des couches intermédiaires de NiP et de Cr. La protection de la couche magnétique utile est assurée par une couche à base de carbone de quelques dizaines de nanomètres. Enfin, une couche lubrifiante est déposée sur le disque pour minimiser les frottements tête-disque et permettre un bon vol de la tête au-dessus du disque en rotation [MEE 87], [TRE 99], [WAN 99].

Une des possibilités pour augmenter la densité de stockage sur disque dur est de diminuer la taille de la cellule d'information. Cependant, comme nous le détaillerons par la suite, la réduction de cette taille va se heurter d'une part au rapport signal sur bruit minimum requis pour une bonne lecture de l'information, et d'autre part à une limite physique imposée par les fluctuations thermiques de l'aimantation: la limite superparamagnétique. Il semble que les performances des media continus planaires atteindront bientôt leurs limites, à quelques centaines de Gbits.pouce<sup>-2</sup>. Afin de continuer à augmenter la densité de stockage des media, un premier saut technologique d'ici deux à trois ans consistera à introduire sur le marché l'enregistrement perpendiculaire sur media continu (en mars dernier des capacités de 230 Gbits.pouce<sup>-2</sup> ont été atteintes à l'aide d'un disque dur prototype optimisé pour l'enregistrement perpendiculaire [HIT 05]). A plus long terme, un deuxième saut consistera à utiliser des media discrets de dimension caractéristique de l'ordre de 25 nm (la faisabilité de l'enregistrement sur media discrets a été récemment validée sur réseaux de plots de capacité 10 Gbits.pouce<sup>-2</sup> (plots de 100×200 nm<sup>2</sup> espacés de 100 nm) [MOR 04a]). Ces deux sauts technologiques successifs devraient permettre d'atteindre des capacités de 300 Gbits.pouce<sup>-2</sup> à 1 Terabit.pouce<sup>-2</sup> [MOS 02].

Une autre possibilité pour accroître encore la densité de stockage consiste à augmenter le nombre d'états rémanents par cellule de stockage. Un tel mode de stockage multiniveaux peut s'appliquer aux media planaires ou perpendiculaires, continus ou discrets. Si l'approche de type multiniveaux est déjà présente et utilisée dans des dispositifs de stockage de type Flash ou encore magnéto-optiques, l'enregistrement multiniveaux magnétique demeure original et reste à valider. Dans un exemple de mode de réalisation, le support d'enregistrement se compose de  $\mathcal{N}$  couches magnétiques empilées ( $\mathcal{N} \geq 2$ ), toutes découplées les unes des autres par des couches non magnétiques et qui possèdent des coercitivités différentes. Le media possède alors  $2^{\mathcal{N}}$  états rémanents qui jouent le rôle des différents niveaux de stockage. Le bon fonctionnement de ce type de dispositifs nécessite un découplage suffisant des propriétés magnétiques des couches : l'aimantation d'une couche doit pouvoir être manipulée sans influencer les aimantations des autres couches.

Avec les progrès réalisés dans les techniques de fabrication [MAR 03b], les dimensions des objets magnétiques peuvent être réduites à l'échelle nanométrique. Un confinement des couches magnétiques a pour effet une redistribution du poids relatif des énergies mises en jeu dans les systèmes magnétiques (énergie d'échange, énergie d'anisotropie, énergie magnétostatique intra-nanostructure mais également inter-nanostructure, énergie d'activation thermique ...) [BOB 04a]. Il en résulte alors l'observation d'états magnétiques stables ou métastables différents de ceux rencontrés en couches minces, comme par exemple des états de type *vortex*, *C*, *S*, *diamant*... [COW 98a]. La réduction de la taille des couches à des dimensions caractéristiques du système, comme la taille des domaines magnétiques ou des parois de domaines conduit à des processus de retournement d'aimantation spécifiques comme des retournements via la formation de configurations de domaines de basse rémanence, ou encore des retournements par rotation cohérente [COW 00]. L'intérêt de l'étude de systèmes multiniveaux discrets est donc également d'ordre fondamental.

Outre la partie stockage, le disque dur contient également des parties écriture et lecture [MAL 96]. L'écriture magnétique est basée sur le phénomène d'induction. Le courant injecté dans un bobinage (de l'ordre de quelques mA) engendre, par induction, un flux magnétique au sein du matériau magnétique perméable bobiné. La présence d'un entrefer permet l'expulsion locale de lignes de flux magnétiques, et par là, la formation d'une bulle d'écriture [KAR 54]. L'élément sensible actuellement utilisé pour lire l'information stockée sur le media est une vanne de spin [DIE 91], [DIE 04], basée sur le principe de magnétorésistance géante (GMR : *giant magnétoresistance*) [BAI 88]. Il s'agit d'un capteur passif, qui permet de traduire les variations du champ magnétique qui émane du media en variations de tension, typiquement quelques mV lorsqu'il est traversé par un courant de l'ordre de quelques mA. Durant la lecture du media, la direction de l'aimantation de la couche libre douce, extrêmement sensible au champ magnétique rayonné par le media est ainsi comparée à celle de la couche piégée fixe. La résistivité de la vanne de spin dépend de l'orientation relative des aimantations des couches libre et piégée.

L'optimisation du temps d'accès (de l'ordre de quelques millisecondes actuellement) est assurée, entre autre, par une écriture et une lecture dynamique. En fonctionnement, le disque est alors mis en rotation à des vitesses de l'ordre de 10000 tours.min<sup>-1</sup>, assurant ainsi le survol du disque par les têtes, à des hauteurs de seulement quelques nanomètres au-dessus du lubrifiant. Les parties utiles des têtes : pôles d'écriture inductive et élément GMR de lecture,

sont montées sur un patin de vol dont les déplacements sont assurés par un *servo* moteur [MEE 87], [TRE 99], [WAN 99].

La réduction de la cellule de stockage engendre une réduction de la taille de la tête de lecture GMR, ce qui entraîne un confinement tridimensionnel des couches FM et AF. Dans ce but, il est également crucial de mieux comprendre les effets de taille finie sur le couplage d'échange FM-AF.

Ce mémoire est organisé en deux parties. L'une d'elles s'articule autour des supports d'enregistrement magnétique, et l'autre s'inscrit dans le contexte des dispositifs magnétiques utilisant le couplage entre un matériau ferromagnétique et un matériau antiferromagnétique, comme par exemple les têtes de lecture d'ordinateurs ou encore les MRAM.

La première partie, qui réunit les chapitres 1, 2 et 3 est consacrée à l'étude des couplages et effets de taille finie dans des tricouches multiniveaux en vue d'une meilleure intégration des dispositifs de type ferromagnétique/non-magnétique/ferromagnétique (FM-NM-FM) sur supports continu et discret. Le premier chapitre permet de situer le travail dans son contexte technologique et traite des évolutions des supports d'enregistrement magnétiques : des media longitudinaux actuels vers les media discrets multiniveaux envisagés. Le deuxième chapitre s'articule autour d'une meilleure compréhension des couplages magnétostatiques entre deux couches FM non uniformément aimantées d'un système multiniveaux, configurations qui seront inévitablement rencontrées durant ou suite à l'écriture d'un bit multiniveaux. Nous avons dans un premier temps étudié l'influence des couplages magnétostatiques sur la relaxation de tricouches continues FM-NM-FM dans des configurations en domaines magnétiques stables ou métastables. Nous nous sommes par la suite penchés sur les propriétés dynamiques (nucléation de domaines et propagation de parois) de ces systèmes. Dans le troisième chapitre, nous avons apprécié les effets de taille finie sur les couplages inter- et intra-plots dans des réseaux périodiques de nanostructures. L'étude de ces effets est indispensable à une bonne intégration des multicouches de type FM-NM-FM dans des dispositifs pour l'enregistrement discret multiniveaux. Ayant étoffé notre connaissance des couplages mis en jeu dans des systèmes multiniveaux sur supports continus puis discrets, nous avons estimé à l'aide de simulations numériques la faisabilité d'écrire et de lire des bits d'information sur de tels supports d'enregistrement composés de réseaux de nanostructures de dimension typique de la centaine de nanomètres.

La seconde partie, qui regroupe les chapitres 4, 5 et 6 est consacrée à l'étude des effets de taille finie sur les propriétés d'anisotropie magnétique d'échange. Le quatrième chapitre constitue une brève revue sur le phénomène d'anisotropie magnétique d'échange dans laquelle nous discutons certains des modèles clefs développés dans la littérature. Au regard des enjeux technologiques, et des questions en suspens autour de la compréhension fondamentale du phénomène, nous revenons en détail sur l'originalité et l'intérêt de notre travail. Dans le chapitre 5, nous présentons une étude des effets de taille finie sur les propriétés d'anisotropie magnétique d'échange de réseaux de plots FM-AF à anisotropie planaire, de dimensions allant de 90 à 400 nm. Nous discutons l'induction par traitement thermique sous champ des propriétés magnétiques macroscopiques associées à l'anisotropie d'échange, et les conséquences d'un tel traitement sur les modifications des propriétés magnétiques des systèmes FM-AF. L'influence des effets d'activation thermiques et du confinement tridimensionnel de la couche AF est abordée d'un point de vue fondamental et appliqué. Le chapitre 6 est consacré à l'étude de bicouches FM-AF à anisotropie

perpendiculaire, possibles briques de base de futurs dispositifs de type MRAM à anisotropie perpendiculaire par exemple. Il s'agit principalement de travaux sur couches continues, qui ont permis une meilleure compréhension du rôle de l'anisotropie du FM et par là de l'orientation relative des spins FM et AF sur les propriétés d'échange, ainsi que la mise en évidence de l'importance de l'ajustement relatif des tailles caractéristiques des domaines du FM et de l'AF sur les propriétés d'échange macroscopiques observées. Des expériences préliminaires en vue d'une étude systématique des effets de taille finie complémentaire aux résultats obtenus sur couche continue FM-AF à anisotropie perpendiculaire sont également présentées.



## **PARTIE I**

# **Couplages et effets de taille finie dans des systèmes multiniveaux**



# Chapitre 1

## Vers le stockage magnétique multiniveaux.

Ce chapitre a pour but d'introduire brièvement les évolutions et les principes associés aux supports de stockage magnétique de masse, afin de situer le travail présenté par la suite dans son contexte technologique. Pour plus de détails, et parmi les nombreux ouvrages qui traitent du stockage de l'information, les chapitres 21 et 22 de [TRE 99] fournissent des informations générales sur l'enregistrement magnétique, les livres de Wang [WAN 99] ou de Mee et Daniels [MEE 87] sur la partie media, et le livre de Mallison [MAL 96] sur la partie têtes d'écriture - lecture. Enfin, de nombreuses données prospectives (*roadmap*) sont accessibles sur le site Internet de la société Hitachi [HIT 05].

### 1.1. Media longitudinaux.

Les media magnétiques les plus performants actuellement sont des media continus à aimantation planaire à base de CoCrPtX (X=Ta, P). Ils permettent d'atteindre des densités de l'ordre de 100 Gbits.pouce<sup>-2</sup> comme indiqué sur la Figure 1.1. Ces media sont polycristallins et constitués de grains de dimension de l'ordre de 8 nm découplés magnétiquement pour que les transitions entre bits adjacents soient aussi étroites que possible. Ils possèdent deux états rémanents et sont utilisés pour de l'enregistrement numérique binaire. Ils présentent des champs coercitifs d'environ 5 kOe et des anisotropies (K) de quelques 10<sup>6</sup> erg.cm<sup>-3</sup>.

Une des possibilités afin d'augmenter la densité de stockage, est de diminuer le nombre de grains par bit. Cependant, en deçà de 50 grains par bit, le rapport signal sur bruit du media devient insuffisant lors de la lecture (c'est à dire inférieur aux 20 dB requis). En effet, par comparaison avec le domaine de l'affichage par exemple, plus le nombre de pixels augmente, meilleure est la résolution.

Le modèle de William et Comstock [WIL 71] permet d'estimer la largeur de transition (notée  $a$ ) entre bits adjacents :  $a \propto M_{R,t} / H_C$ , avec  $t$  l'épaisseur de la couche utile. Afin d'augmenter la densité de stockage, tout en conservant, des transitions entre bits adjacents nettes, il est alors nécessaire d'augmenter son champ coercitif (dans la limite des champs qu'il est possible d'atteindre par les têtes d'écritures), de diminuer l'aimantation rémanente au détriment du rapport signal sur bruit ou encore de réduire l'épaisseur du media.

Outre la réduction de l'épaisseur, l'augmentation des densités de stockage passe également par une réduction de la taille latérale des grains. Cependant, d'ici quelques années, la réduction de la taille du bit d'information va se heurter à une limite physique imposée par les fluctuations thermiques de l'aimantation: la limite superparamagnétique. Si le volume des grains ( $V$ ) devient trop petit, tel que  $K.V \leq 40.k_B.T$  où  $k_B$  est la constante de Boltzman et  $T$  la température, l'information devient instable.

Afin de s'affranchir de ces effets thermiques pour l'enregistrement longitudinal sur media continu, de nombreuses innovations technologiques ont été proposées (Figure 1.1) et sont présentées dans l'article de revue de Moser *et al* [MOS 02]. Par exemple, des media à forte anisotropie longitudinale sont des candidats potentiels [TAK 00] mais il devient alors

difficile d'écrire des informations, car le champ que l'on peut produire avec une tête d'écriture est limité par l'aimantation à saturation des matériaux constituant les pièces polaires de la tête. Des media orientés (*oriented longitudinal media*) [YU 02] permettent d'améliorer le rapport signal sur bruit lors de la lecture mais leur fabrication requière une forte texturation. Des media à surface incurvée [ALB 05a] permettent d'améliorer l'efficacité d'écriture. Des media formés de la superposition de couches couplées antiferromagnétiques (*antiferromagnetically coupled media*) [FUL 00] permettent, eux, d'améliorer la stabilité thermique du support, et de diminuer le paramètre de transition.

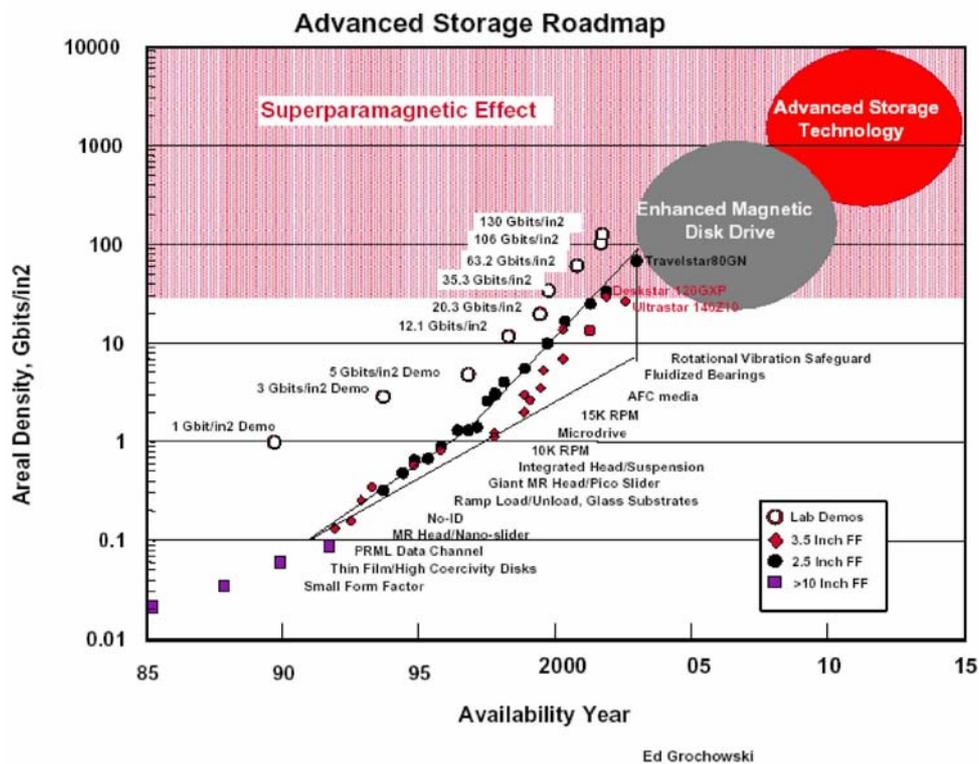


Figure 1.1: Evolution dans le temps des densités de stockage, et perspectives [HIT 05].

## 1.2. Media perpendiculaires.

Malgré de nombreuses innovations destinées à limiter l'impact des fluctuations thermiques sur la rétention de l'information, il semble que les performances des media continus planaires atteindront bientôt leurs limites. Afin de continuer à augmenter la densité de stockage des media, le recours à l'enregistrement sur media perpendiculaires [TAK 01], continus dans un premier temps, s'impose, puisque d'une part le champ démagnétisant des domaines diminue lorsque leur taille diminue, ce qui repousse la limite superparamagnétique, et d'autre part, l'efficacité d'écriture des têtes pour l'enregistrement perpendiculaire est augmentée par rapport aux têtes pour l'enregistrement planaire. Ce premier saut technologique devrait permettre d'atteindre des capacités de 300 Gbits.pouce<sup>-2</sup> (Figure 1.1). Un disque dur prototype de 230 Gbits.pouce<sup>-2</sup>, optimisé pour l'enregistrement perpendiculaire a déjà été réalisé [HIT 05].

Différents systèmes sont à l'étude en vue de leur utilisation en tant que media perpendiculaires, comme par exemple des systèmes granulaires (de CoCr par exemple) qui présentent un bon rapport signal sur bruit, mais de plus faibles anisotropies que leurs équivalents longitudinaux [IKE 01], des multicouches perpendiculaires (Co/Pt ou Co/Pd par exemple) qui possèdent une très bonne stabilité thermique, mais qui sont limitées par un relativement fort couplage intergranulaire qui diminue le rapport signal sur bruit [VIC 01] ou encore plus récemment des media formés de couches granulaires et de multicouches (*coupled granular and continuous media*) [SON 01] qui allient le faible bruit associé aux couches granulaires à la bonne stabilité thermique des multicouches.

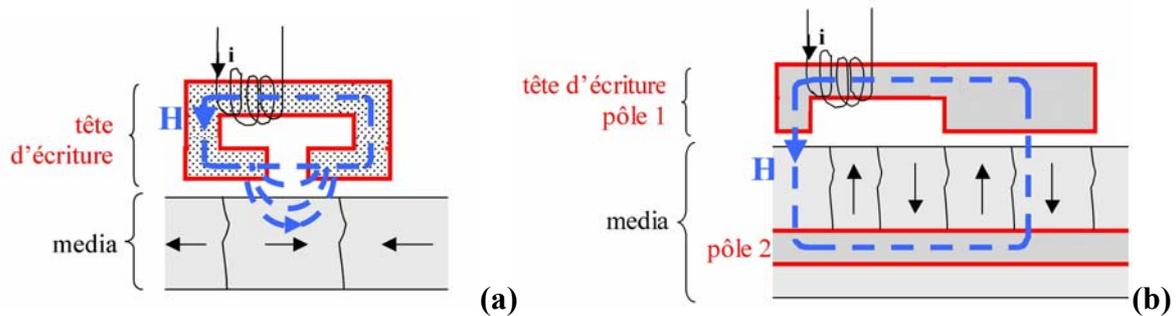


Figure 1.2: Schémas de têtes d'écriture pour l'enregistrement longitudinal (a) et perpendiculaire (b).

Notons que les têtes d'écriture actuelles, pour lesquelles les deux pôles magnétiques sont supportés par la tête elle-même [Figure 1.2(a)] sont optimisées pour l'enregistrement longitudinal [KAR 54], [MAL 96], [TRE 99]. Le passage aux media perpendiculaires nécessite d'optimiser l'écriture en créant un champ purement vertical. Un des pôles d'écriture (SUL : *soft underlayer*) est alors inséré dans le media lui-même [KHI 04], [MOS 02], comme schématisé Figure 1.2(b). Le sabot permet aux lignes de flux magnétique de se boucler dans la tête de lecture. Grâce à ses grandes dimensions, le flux magnétique ressenti par le media au regard du sabot est suffisamment faible pour éviter l'effacement de l'information déjà écrite.

Afin de concentrer au maximum les lignes de flux magnétiques, le matériau constitutif des pièces polaires de la tête d'écriture doit être le plus perméable possible. Actuellement, on utilise des alliages de type  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  (Permalloy) ou  $\text{CoFeX}$  ( $X = \text{Cu}, \text{Cr}, \text{B}$ ) qui présentent des perméabilités supérieures à 1000. Une forte perméabilité couplée à de fortes valeurs de résistivités (supérieures à  $20 \mu\Omega.\text{cm}$ ) des pièces polaires procure également aux têtes des performances hyper fréquences permettant d'améliorer les taux de transfert des données (les fréquences de transfert actuelles sont de 100 à 300 MHz). Dans le but de générer un fort champ magnétique au niveau du media, champ suffisant pour surpasser son champ coercitif, les aimantations à saturation des matériaux utilisés doivent également être maximisées. Elles sont actuellement de la quinzaine de kOe. L'augmentation de l'intensité du champ magnétique ressenti par le media passe également par une diminution de la hauteur de vol de la tête d'écriture qui est actuellement de quelques nanomètres. Les dimensions de l'entrefer vont limiter la taille du bit d'information, et par là la densité d'information stockée. Elles sont de l'ordre de  $200 \times 20 \text{ nm}^2$  [TRE 99]. Insistons enfin sur le fait que le processus d'écriture a bien évidemment lieu en dynamique, nécessitant de nombreuses améliorations de la répartition spatiale du champ magnétique généré. Ces améliorations passent notamment par l'optimisation du *design* de l'entrefer et s'appuient sur l'utilisation des simulations numériques.

### 1.3. Media discrets.

Après l'enregistrement perpendiculaire, un second saut technologique envisagé pour atteindre des densités de l'ordre du Terabit.pouce<sup>-2</sup> consiste à utiliser des media discrets. De tels media sont constitués d'un ensemble d'îlots isolés [GAT 05], [MAR 03b]. Chaque îlot peut être composé d'un seul « gros » grain magnétique qui supporte un bit d'information et non plus une cinquantaine de « petits » grains, puisque la transition entre bits adjacents est maintenant assurée par la séparation physique entre les îlots voisins. La possibilité d'utiliser un seul grain par bit permet de repousser les problèmes liés à la limite superparamagnétique à des densités de l'ordre du Terabit.pouce<sup>-2</sup>.

Les différentes techniques de structurations mises en œuvre pour fabriquer ce type de media discrets (lithographie électronique, irradiation, auto-organisation, nanoimpression ...) sont passées en revue dans les articles de Gates *et al* [GAT 05], et de Martin *et al* [MAR 03b], par exemple. Nous allons maintenant présenter plus en détail la méthode de pré-structuration que nous avons utilisée pour fabriquer les substrats dont nous nous sommes servis pour les études présentées dans la suite de ce manuscrit. Cette méthode originale [LAN 00], [MOR 04a] consiste à pré-structurer une couche de silicium par lithographie électronique puis gravure, puis à déposer le système magnétique à étudier sur le sommet ou sur les flancs des nanostructures. La structuration devient alors indépendante du système à étudier. Les réseaux pré-gravés de silicium sont réalisés par S. Landis dans le Département des Technologies du Silicium du CEA/LETI. Les détails de la préparation de ces substrats, ainsi que les références pertinentes sur lesquelles s'appuient les différentes techniques abordées sont disponibles dans le manuscrit de Thèse de Doctorat de S. Landis [LAN 01]. Nous ne ferons ici que résumer brièvement les différentes étapes de la fabrication schématisées sur la Figure 1.3 :

#### **Etape 1 :**

- Dépôt sur un substrat continu 200 mm de silicium, d'un promoteur d'adhérence par centrifugation et éventuellement d'une couche antiréfléchissante.
- Dépôt par centrifugation d'un film de résine photosensible.
- Recuit après dépôt qui permet de recomprimer le film, de le stabiliser thermiquement et d'augmenter son adhérence sur le substrat.

#### **Etape 2 :**

- Exposition sélective du film par lithographie électronique, c'est à dire par écriture directe sur la résine avec un faisceau d'électrons (principe du microscope électronique à balayage MEB).
- Recuit après exposition afin d'homogénéiser la répartition du composé photosensible dans les zones exposées.

#### **Etape 3 :**

- Développement du film de résine. Selon la polarité de la résine, les zones exposées vont être soit dissoutes (résine positive), soit conservées (résine négative). La résine restante va permettre de protéger le substrat lors de l'étape technologique suivante.
- Durcissement de la résine par recuit.

#### **Etape 4 :**

- Gravure ionique réactive afin de transférer le motif défini par la résine dans le silicium. Cette gravure allie réaction chimique et attaque mécanique.
- Retrait de la résine par une étape plasma (O<sub>2</sub>), suivie d'une étape humide (HF, H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>).

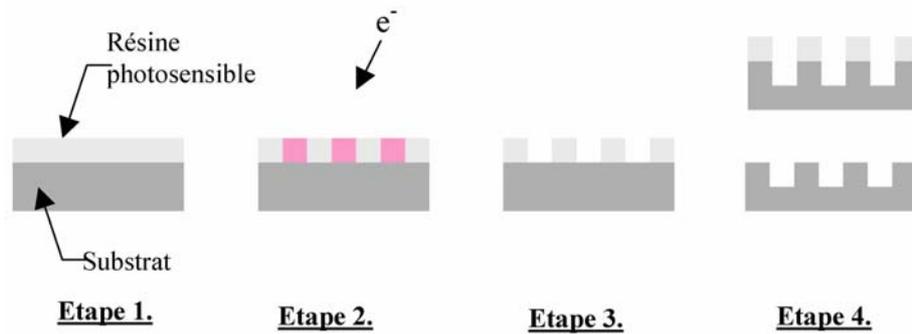


Figure 1.3: Etapes technologiques qui nous ont permis de fabriquer des plots de silicium.

La résolution de cette technique est principalement limitée par la lithographie de l'étape 2 (taille du faisceau, aberration sphérique, aberration chromatique, rétrodiffusion), et par la gravure de l'étape 4. La résolution maximale est de l'ordre de quelques nanomètres.

La Figure 1.4(a)] montre une image MEB vue de dessus des substrats de silicium pré-structurés, et témoigne de la qualité de la structuration. Les couches magnétiques à étudier, quelles qu'elles soient, sont déposées, dans notre cas par pulvérisation cathodique et ne subissent pas de structuration post-dépôt susceptible d'éventuellement dégrader leurs propriétés. Les couches ainsi déposées remplissent le sommet des plots, le fond des tranchées, entre les plots, et les flancs des plots. Une hauteur des plots de 200 à 300 nm permet de découpler les propriétés magnétiques du sommet des plots et des tranchées. Si le dépôt est effectué en incidence verticale, le dépôt sur les flancs des plots n'est pas continu, comme nous pouvons l'observer sur la Figure 1.4(b). A partir de la Figure 1.4(c), nous voyons qu'en incidence oblique il est possible de déposer une couche mince continue sur le flanc des plots tout en conservant le découplage entre les sommets des plots et les tranchées [LAN 04]. En tirant profit de l'ombrage entre les plots, il est en effet possible de masquer la base du flanc, sur lequel aucun matériau n'est alors déposé.

Il est alors envisageable d'utiliser le sommet ou même le flanc des nanostructures comme partie utile de stockage, permettant ainsi de stocker non plus un bit par îlot, mais un bit par facette d'îlot [LAN 04], [MAT 00].

Dans toute la suite du manuscrit, les dimensions des réseaux seront notées de la façon suivante : surface d'un plot ou côté dans le cas de plots carrés / espacement bord à bord entre plots / hauteur d'un plot. Par exemple, la notation 90/110/300 fera référence à un réseau périodique de plots carrés de côté 90 nm, espacés de 110 nm et hauts de 300 nm ; la notation 100×200/50/300 fera, elle, référence à un réseau périodique de plots rectangulaires de surface 100×200 nm<sup>2</sup>, espacés de 50 nm et hauts de 300 nm.

Il est bien entendu que la réalisation de nanostructures par lithographie électronique sur les dimensions d'un disque dur d'ordinateur n'est pas envisageable, car ce serait une méthode trop lente et trop coûteuse. C'est pourquoi des alternatives telles l'auto-organisation ou la nanoimpression sont à l'étude. Des méthodes de fabrication hybrides sont même envisagées, avec la réalisation par nanoimpression d'un réseau de trous macroscopiques (dont la taille est ajustée à la taille sur laquelle l'ordre est conservé à grande distance par auto-organisation, typiquement quelques microns), puis auto-organisation du matériau de stockage à l'intérieur des trous [YAN 04]. Cependant, parmi ces alternatives plus rapides et moins

coûteuses, seule la nanoimpression [CHO 02], [LEB 01] permet actuellement de conserver les avantages de la pré-structuration tout en maintenant une densité de défauts à grande échelle suffisamment faible aux vues des exigences requises par le stockage magnétique à ultra-haute densité. Un autre point important pour l'implémentation des media discrets dans les disques durs d'ordinateurs concerne la tribologie, à savoir notamment quelles seront les conditions de vol d'une tête d'écriture – lecture. Il est très probable que la structuration du media n'influe pas ces conditions de vol, étant données les dimensions des nanostructures devant les dimensions du patin de vol. Cette hypothèse reste cependant à être validée par des tests de vol.

Notons également que l'utilisation de media discrets ouvre la voie à certains moyens d'écriture thermomagnétique sous pointe (HAMR : *heat assisted magnetic recording*) qui permettent d'utiliser des matériaux à très forte anisotropie tout en s'affranchissant des problèmes liés à la lecture, et qui permettent ainsi de descendre à des tailles de bits de l'ordre de quelques nanomètres tout en restant en-deçà de la limite superparamagnétique. En effet, ce type d'écriture consiste à abaisser le champ coercitif du bit à écrire par un chauffage local. Cependant, un chauffage local par transfert thermique nécessite l'utilisation de barrières thermiques efficaces. Ceci est rendu possible par la séparation physique des bits que procure les media discrets et par l'utilisation d'un substrat bon isolant thermique comme le silicium poreux [ALG 05].

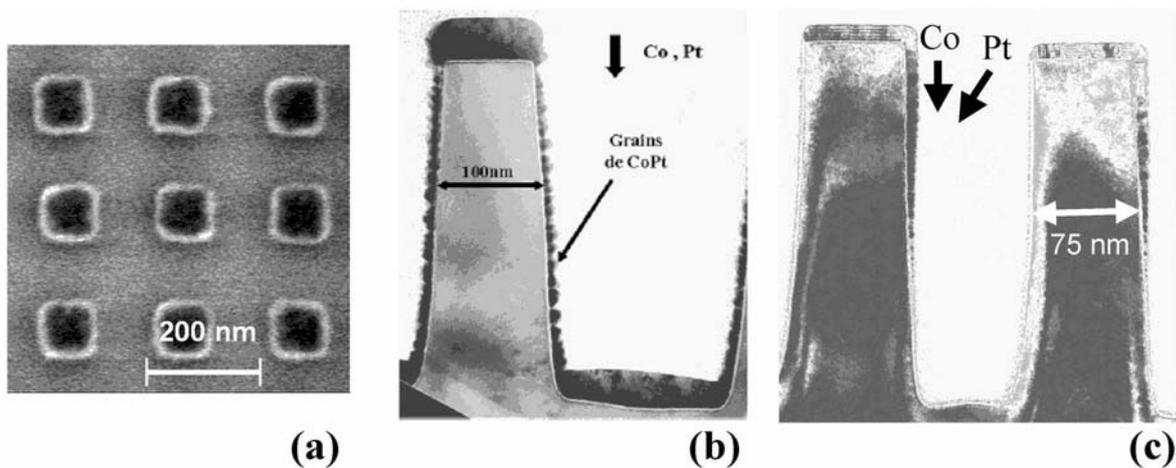


Figure 1.4: Cliché par microscopie électronique à balayage (MEB) d'un réseau de plots 90/200/200 (a). Mesures par microscopie électronique à transmission (TEM) pour des dépôts effectués sur des lignes, en incidence verticale (b) ou oblique (c) [LAN 01].

#### 1.4. Media multiniveaux.

Une autre possibilité d'accroître encore la densité de stockage consiste à augmenter le nombre d'états rémanents par bit. Le stockage est alors non plus binaire mais multiniveaux. Un tel mode de stockage multiniveaux peut s'appliquer aux media planaires ou perpendiculaires, continus ou discrets [ALB 05b], [BAL 03], [BAL 05a]. Le support d'enregistrement se compose de  $\mathcal{N}$  couches magnétiques empilées ( $\mathcal{N} \geq 2$ ), toutes découplées les unes des autres par des couches non magnétiques, et qui possèdent des coercitivités différentes comme schématisé Figure 1.5. Le media présente alors  $2^{\mathcal{N}}$  états rémanents qui jouent le rôle des différents niveaux de stockage. Pour que tous les niveaux soient équidistants

(en négligeant la différence de distance entre les différentes couches et la tête de lecture), les moments magnétiques des couches peuvent suivre une progression géométrique de raison deux. La lecture peut être effectuée à l'aide d'une tête de lecture magnétorésistive qui permet de détecter l'amplitude du signal rayonné par le media. Pour l'écriture, l'application d'une séquence de champs appropriée permet d'atteindre tous les niveaux. L'écriture s'effectue de la couche la plus dure, vers la couche la plus douce.

A titre d'exemple, le cycle d'hystérésis d'un système multiniveaux à anisotropie perpendiculaire sur support continu de silicium est présenté Figure 1.6. Ce système comprend  $\mathcal{N}=3$  multicouches de moments respectifs  $M$ ,  $2.M$  et  $4.M$  et permet d'atteindre 8 niveaux d'aimantation en champ nul, associés aux « 0 », « 1 », « 2 », « 3 », « 4 », « 5 », « 6 », « 7 » d'un codage sur 8 niveaux, soit un octet.

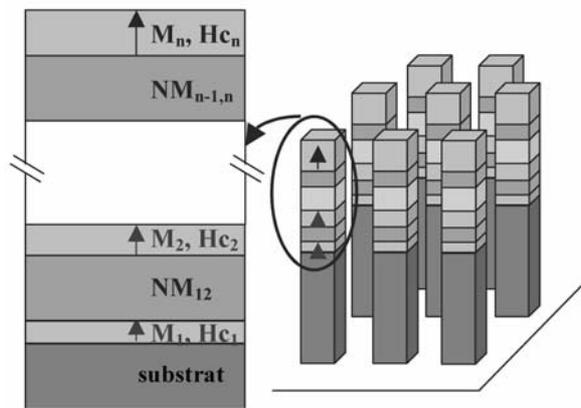


Figure 1.5: Représentation schématique d'un réseau de plots multiniveaux à anisotropie perpendiculaire.

Généralisons et considérons un ensemble de  $\mathcal{N}$  entités magnétiques empilées, d'aimantation respective  $\mathbf{m}_i$  et de champ coercitif  $H_{c_i}$ . Toutes les aimantations ont la même direction d'axe facile. Les entités sont classées de telle sorte que :  $H_{c_1} < H_{c_2} < \dots < H_{c_{\mathcal{N}}}$ . L'aimantation totale de l'empilement est donnée par :

$$\mathbf{m}_{tot} = \sum_{i=1}^{\mathcal{N}} \mathbf{m}_i = \sum_{i=1}^{\mathcal{N}} \varepsilon_i \mathbf{m}_i \text{ avec } \varepsilon_i = +/- 1 \text{ (sens de l'aimantation } i)$$

Dans le cas avantageux où l'on choisit les aimantations des multicouches de sorte qu'il n'y a pas d'état d'aimantation dégénéré (lorsqu'elles sont par exemple égales à  $M$ ,  $2M$ ,  $2^2M, \dots, 2^i M, \dots, 2^{\mathcal{N}} M$ ), c'est à dire qu'il n'existe pas de jeu de valeurs  $\{\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_{\mathcal{N}}\}$  donnant la même aimantation totale, il existe  $2^{\mathcal{N}}$  états rémanents possibles.

Pour écrire un état  $\{\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_{\mathcal{N}}\}$  quelconque, il est possible de procéder de la façon suivante en  $\mathcal{N}$  étapes : il faut d'abord écrire la couche la plus dure, c'est à dire la couche  $\mathcal{N}$ , puis réduire progressivement le champ appliqué pour écrire les couches les plus douces sans plus toucher aux couches dures. Un exemple de séquence de champs d'écriture est donné Figure 1.6(a).

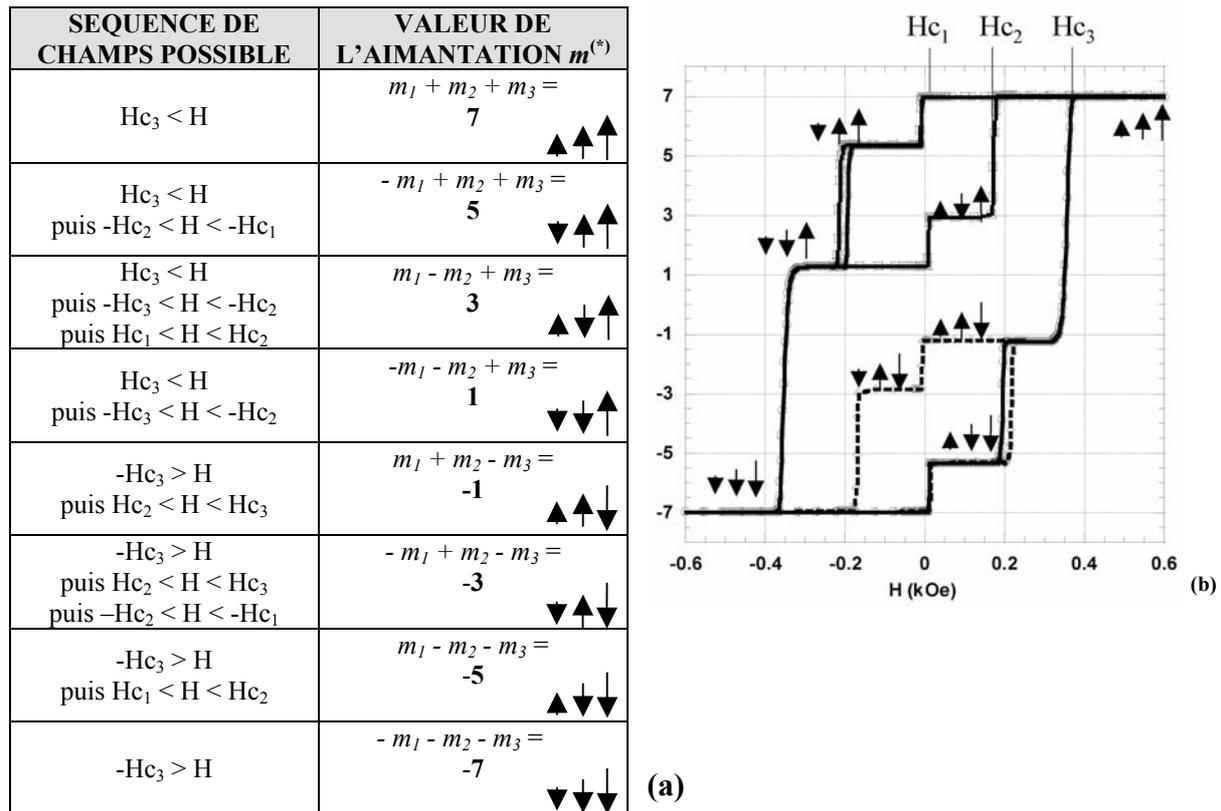


Figure 1.6: Différents états possibles de l'aimantation en champ nul et exemple de séquence de champs d'écriture correspondante (a). Cycles d'hystérésis majeur et mineurs, effectués par effet Hall extraordinaire (EHE) sur une couche continue permettant de coder 1 octet par cellule (b).

Le bon fonctionnement de ce type de dispositifs nécessite naturellement le découplage suffisant des propriétés magnétiques des couches de l'empilement. Nous souhaitons dans un premier temps mieux comprendre ces couplages.

Parmi les interactions magnétiques inter-couches, on compte le couplage oscillant Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) entre deux couches ferromagnétiques saturées, séparées par une couche métallique non-magnétique continue [BRU 91], [GRO 93], [PAR 91] ou encore le couplage par effet peau d'orange engendré, dans des couches FM saturées séparées par un NM, par la corrélation entre les rugosités des différentes interfaces FM-NM [DIE 91], [MOR 04b], [NEE 62]. Dans des couches non-uniformément aimantées, les effets dipolaires magnétostatiques jouent un rôle majeur. Ils permettent notamment d'expliquer l'effacement progressif de l'information pour une jonction tunnel  $FM_{dure}$ -NM- $FM_{douce}$ , par la désaimantation de la couche dure suite au cyclage de la couche douce du fait de la réplification des domaines de la couche douce dans la couche dure. Il a été également montré que le champ créé au niveau des parois de Néel dans une couche abaissait les barrières de nucléation de l'autre couche [REF A].

Jusqu'à présent, la plupart des études qui traitent de ce type de couplage ont principalement porté sur le cas des systèmes à anisotropie planaire. Cependant, l'intérêt grandissant pour les systèmes à anisotropie perpendiculaire au plan des couches, pour

[REF A] : [COW 98b], [GID 98], [FUL 62], [LEW 03], [SCH 02a], [THO 00].

utilisation dans des media multiniveaux par exemple, pose les questions des effets de ces interactions dipolaires sur les propriétés statiques, mais également dynamiques. Ceci d'autant plus que les types de parois et leurs modes de propagation vont différer de façon notable entre anisotropie planaire et perpendiculaire. En effet, en première approximation très grossière et intuitive, pour une tricouche à anisotropie planaire, le flux créé par les domaines de chaque couche FM se boucle d'un domaine à l'autre à l'intérieur d'une même couche Figure 1.7(a). Seul le flux rayonné au niveau des parois de Néel se boucle d'une couche à l'autre, imposant par là même la formation de parois de chiralités opposées. Cela engendre également de nombreuses contraintes sur la formation de ces parois. Enfin, il est très probable qu'une fois les parois formées dans les deux couches, ces dernières agissent comme un centre de piégeage mutuel. Par comparaison, en configuration hors du plan [Figure 1.7(b)], le flux créé par les domaines se boucle d'une couche à l'autre (dans le cas où la taille des domaines est petite devant la distance entre les couches), alors que le flux généré par les parois de Bloch se boucle à l'intérieur d'une seule couche. Il y a alors moins de restrictions imposées par une couche sur la nature ou même le piégeage de la paroi de l'autre couche.

Par la suite, nous allons, dans un premier temps étudier les propriétés statiques (états stables ou métastables) de tricouches continues FM-NM-FM, puis nous nous attarderons sur les propriétés dynamiques (nucléation de domaines et propagation de parois) de ces systèmes. Nous discuterons ensuite les interactions inter- et intra- nanostructures dans des réseaux de plots FM-NM-FM, puis nous évaluerons la possibilité d'écrire et de lire des bits multiniveaux sur media discrets.

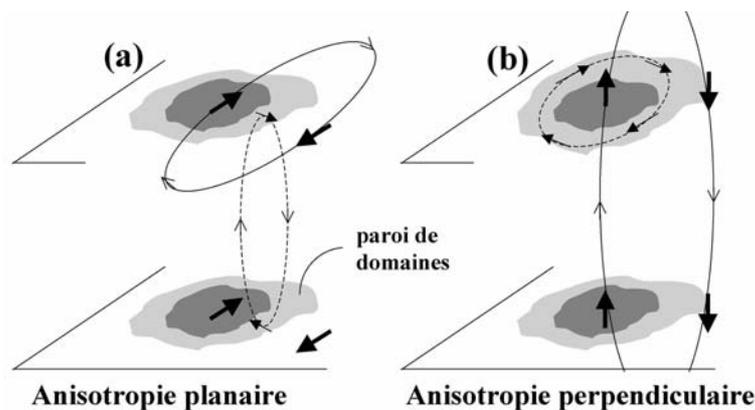


Figure 1.7: Schéma des interactions magnétostatiques engendrées par la création d'un domaine inverse dans des tricouches FM-NM-FM en configuration planaire (a) et perpendiculaire (b).



## Chapitre 2

# Couplages magnétiques dans des tricouches à base de cobalt/platine.

### 2.1. Propriétés structurales et magnétiques des multicouches.

Les multicouches que nous avons étudiées sont composées d'empilements de type  $\text{Si/SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n/\text{Pt}(x)/[\text{Co}/\text{Pt}]_m$  à anisotropie perpendiculaire, que nous noterons  $n_xm$ ,  $n$  et  $m$  étant les nombres de répétitions de l'empilement de base de  $[\text{Co}/\text{Pt}]$  pour les couches inférieure et supérieure respectivement, et  $x$  étant, en nanomètres, l'épaisseur de la couche non-magnétique séparant les deux multicouches magnétiques.

Nous avons opté pour une notation du type  $\text{Si/SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n/\text{Pt}(x)/[\text{Co}/\text{Pt}]_m$ . Lorsque  $x = 0$ , la couche étudiée est alors assimilable à une couche unique de  $n+m$  répétitions.

Les propriétés magnétiques et structurales de l'empilement de base  $[\text{Co}/\text{Pt}]$  ont été largement étudiées pour leur utilisation possible comme media pour l'enregistrement magnéto-optique [BER 95], [FER 02], [JOH 96], [KIS 03], et plus récemment au sein du laboratoire pour le développement de media magnétiques discrets [LAN 01], [MOR 03].

#### 2.1.1. Elaboration et propriétés structurales.

Les systèmes sont déposés sur des substrats de  $\text{Si}(0.5\text{mm} ; \text{orientés } 100)/\text{SiO}_2(500\text{nm})$  (oxyde thermique) en *dc* (*direct current*) par pulvérisation cathodique. La pulvérisation s'effectue à température ambiante, sous une pression d'argon de 2.5 Pa, et suite à un vide limite de  $4 \text{ à } 5 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ . Le platine et le cobalt sont déposés à des vitesses respectives de l'ordre de 0.1 et 0.05  $\text{nm} \cdot \text{s}^{-1}$ .

Des mesures de rayons X (XRD : *X-ray diffraction*) aux « grands angles » et de microscopie électronique à transmission (TEM : *Transmission electronic microscopy*) ont révélé une croissance polycristalline des couches, composées de grains d'une dizaine de nanomètres. Les couches croissent selon les directions (111) du platine et (001) du cobalt. Une bonne cohérence verticale des propriétés structurales des grains a été mise en évidence, confirmant une croissance colonnaire. Les échantillons présentent une forte mosaïcité [LAN 01]. L'utilisation de multicouches offre une grande flexibilité pour l'ajustement des propriétés structurales et magnétiques du système.

Comme largement développé dans la thèse de S. Landis [LAN 01] puis de J. Moritz [MOR 03], les épaisseurs des couches de platine et de cobalt de la répétition de base de  $[\text{Co}/\text{Pt}]$  influencent la cristallographie des systèmes (mosaïcité, rugosité d'interfaces, défauts), et par là les champs de nucléation et de propagation de parois, l'anisotropie... Les épaisseurs des couches continues ont été optimisées afin d'obtenir une anisotropie perpendiculaire, des cycles d'hystérésis carrés, et des champs coercitifs de l'ordre de quelques centaines d'Oersteds. La relativement faible coercitivité des couches permet par la suite de réaliser des

media discrets qui possèdent des champs coercitifs de l'ordre de quelques kOe (ordre de grandeur des champs coercitifs requis pour l'enregistrement magnétique, et qui satisfont aux critères d'écriture et de stabilité détaillés au Chapitre 1). La réduction du nombre de centre de nucléation effectif sur les nanostructures (~ 100 nm) par rapport aux couches continues engendre en effet une augmentation du champ coercitif d'un facteur 10 environ.

Les objectifs d'anisotropie, de cycle carré et de champ coercitif « faible » en couche continue ont été obtenus pour des épaisseurs de platine et de cobalt de 1.8 et 0.6 nm respectivement, et pour un nombre de répétitions inférieur à 6 [LAN 01], [MOR 03].

Nous souhaitons également par la suite étudier des systèmes discrets, et avons donc choisi d'utiliser les mêmes épaisseurs de couches de cobalt et de platine, soit un empilement de base de [Co(0.6nm)/Pt(1.8nm)].

Comme nous le justifierons plus en détail par la suite, les systèmes de Si/SiO<sub>2</sub>/Pt/[Co/Pt]<sub>n</sub>/Pt(xnm)/[Co/Pt]<sub>m</sub> sont assimilables à deux couches ferromagnétiques homogènes : [Co(0.6nm)/Pt(1.8nm)]<sub>n</sub> et [Co(0.6nm)/Pt(1.8nm)]<sub>m</sub> séparées par une couche non magnétique. En effet deux couches de cobalt séparées par une couche de platine de 1.8 nm sont très fortement couplées et présentent un comportement collectif, alors qu'au delà d'une épaisseur de couche séparatrice de platine d'environ 3 nm (soit  $x = 1.2$  nm), les couplages de type RKKY et peau d'orange deviennent négligeables [MOR 03], [MOR 04b]. Notons que la strate supérieure de cobalt de la couche à n répétitions est « découplée » de la strate inférieure de cobalt de la couche à m répétitions par une épaisseur égale à  $x+1.8$  nm de platine. Par la suite, nous avons fait varier l'épaisseur  $x$  entre 2.2 et 148.2 nm afin de pouvoir négliger les couplages RKKY et peau d'orange. Lorsqu'un paramètre autre que l'épaisseur  $x$  est variable, comme par exemple le nombre de répétitions, nous avons fixé l'épaisseur  $x$  égale à 2.2 nm, épaisseur suffisante pour minimiser les effets de couplage RKKY et peau d'orange.

Nous allons maintenant résumer brièvement les effets de l'influence du nombre de répétitions de l'empilement de base de [Co/Pt] ou encore de l'épaisseur de la couche tampon sur les propriétés magnétiques des couches. Nous nous appuyerons sur ces résultats dans les paragraphes qui suivront.

### **2.1.2. Influence du nombre de répétitions de [Co/Pt].**

#### **Coercitivité et anisotropie.**

Des cycles d'hystérésis typiques mesurés par effet Hall extraordinaire (EHE : *extraordinary Hall effect*) [CAN 97] sur des multicouches de Si/SiO<sub>2</sub>/Pt/[Co/Pt]<sub>n</sub>/Pt(2.2nm)/[Co/Pt]<sub>4</sub>, avec  $n$  le nombre de répétitions de la couche inférieure variable, sont présentés Figure 2.1(a).

Les cycles d'hystérésis carrés, pour  $n = 1, 2,$  et  $3$ , présentent deux sauts d'aimantation, qui correspondent aux retournements successifs de la couche inférieure dite « douce », puis de la couche supérieure dite « dure » qui présente, elle, 4 répétitions. Remarquons que le retournement successif des couches permet d'accéder à 4 niveaux d'aimantation en champ nul que l'on peut atteindre en décrivant des cycles mineurs, comme discuté au paragraphe 1.4. Pour  $n = 4$  nous n'observons en revanche qu'une seule transition sur le cycle d'hystérésis de la Figure 2.1(a). Cela fait penser à un retournement corrélé des couches.

En effet, pour  $n = 1, 2,$  et  $3$ , étant donné les champs coercitifs relatifs des couches, la couche dure reste saturée lors du retournement d'aimantation de la couche douce, et n'influence pas sur ce retournement. En revanche, pour  $n = 4$ , le champ rayonné par les

domaines de la couche douce durant son retournement d'aimantation est suffisant pour abaisser les barrières de nucléation de la couche dure. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 2.1(a), les couches commencent à se retourner autour de 200 Oe. A partir des courbes pour  $n=1, 2,$  et  $3,$  nous voyons que la couche dure à  $m=4$  répétitions se retourne habituellement à 300 Oe au lieu des 200 Oe observés pour  $n = 4.$  Le champ rayonné par un domaine de la couche douce abaisse la nucléation de domaines dans la couche dure d'environ 100 Oe. Etant donné la distance entre les couches, un tel champ est obtenu pour des domaines dans la couche douce d'une taille de l'ordre du  $\mu\text{m}$  (le calcul est effectué en assimilant le système à un ensemble de plaques chargées dont le principe est détaillé dans l'Annexe 2). Une fois des domaines nucléés dans la couche dure, et comme nous le développerons aux paragraphes 2.2 et 2.3, le champ rayonné par un domaine magnétique d'une couche sur l'autre favorise l'impression mutuelle des configurations de domaines et provoque le retournement d'aimantation corrélé des couches.

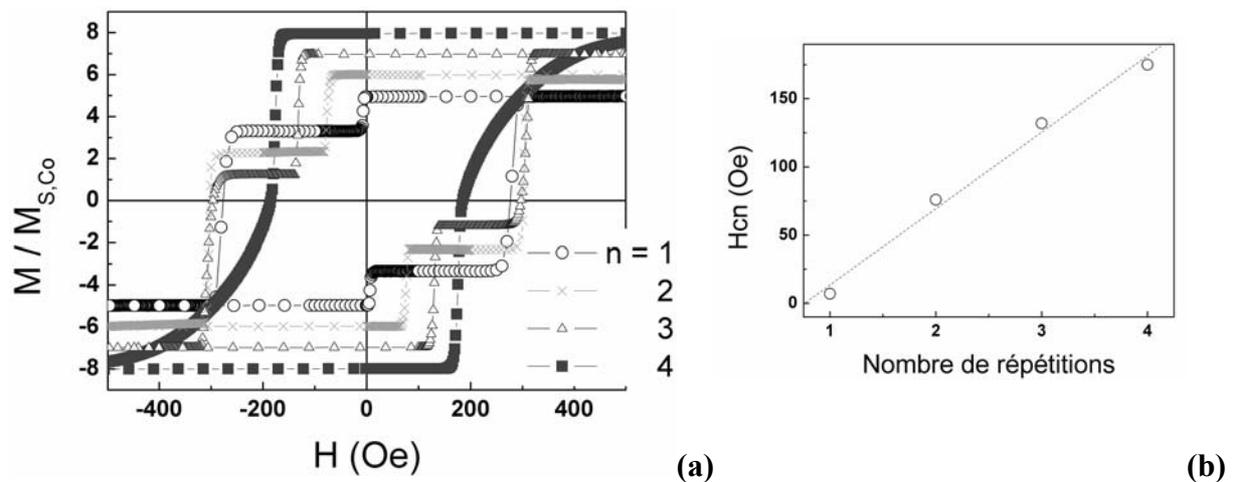


Figure 2.1: Cycles d'hystérésis mesurés par EHE sur des systèmes de composition  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  avec  $n$  le nombre de répétitions de la couche inférieure. Les cycles sont normés sur l'aimantation d'une couche de Co (a). Evolution du champ coercitif de la couche inférieure,  $H_{cn}$ , en fonction du nombre de répétitions,  $n$  (b). Le trait plein est un ajustement linéaire.

Comme nous l'avons vérifié Figure 2.1(b), le champ coercitif d'empilements de  $[\text{Co}/\text{Pt}]$  augmente avec le nombre de répétitions. Cette évolution quasi-linéaire dans le régime des faibles épaisseurs totales de couches est attribuée à des évolutions de la qualité cristallographique des couches en fonction du nombre de répétitions [LAN 01], [MOR 03]. L'augmentation du champ coercitif avec le nombre de répétitions s'accompagne également d'une faible augmentation de l'anisotropie, comme nous l'avons tracé Figure 2.2(b) à l'aide de la méthode des aires [CHI 64] que nous allons présenter.

La Figure 2.2(a) présente des mesures VSM de la saturation de l'aimantation dans le plan des couches pour des systèmes de compositions  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$  avec  $n$  le nombre de répétitions. Ces mesures nous permettent d'accéder à l'anisotropie des couches. En effet, la méthode des aires permet à partir de la mesure des cycles d'hystérésis d'un matériau à anisotropie uniaxiale selon l'axe de facile aimantation et un axe de difficile aimantation d'estimer la constante d'anisotropie uniaxiale  $K_u$ . En considérant une rotation cohérente des spins, la différence d'énergie nécessaire pour aimanter un matériau selon une direction facile

et suivant une direction difficile est donnée par  $\Delta E = K_u - 2\pi M_s^2$ . Cette différence d'énergie correspond également à l'aire comprise entre les courbes d'hystérésis suivant l'axe de facile aimantation et un axe de difficile aimantation  $\Delta E = K_u - 2\pi M_s^2 = \int_{\text{axe, facile}} M dH - \int_{\text{axe, difficile}} M dH$ . Cette aire est schématisée en insert de la Figure 2.2(a). Notons que pour de telles multicouches, l'anisotropie uniaxiale est le résultat de plusieurs contributions, et peut s'exprimer de la façon suivante :

$$K_u = K_v + K_{\text{Pt/Co}/t_{\text{Co}}} + (3/2)\lambda\sigma.$$

Le premier terme est un terme volumique principalement associé à l'arrangement cristallographique des atomes. Le deuxième terme est surfacique et est attribué à l'hybridation des bandes électroniques  $d$  du platine et du cobalt à l'interface Co/Pt [NAK 98]. Cette modification locale des bandes électroniques du cobalt tend à favoriser l'anisotropie hors du plan des couches. Enfin, le troisième terme, négligeable ici [HAS 89], est la contribution magnéto-élastique (avec  $\lambda$  la constante de magnétostriction et  $\sigma$  la contrainte subie par les couches) [JOH 95], [JOH 96].

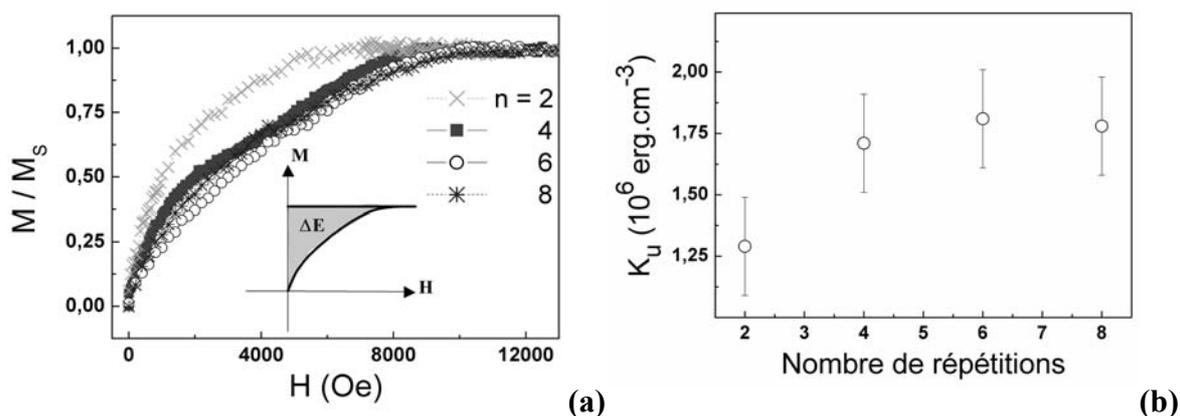


Figure 2.2: Mesures VSM de la saturation de l'aimantation dans le plan des couches pour des systèmes de compositions  $\text{Si/SiO}_2/\text{Pt}[\text{Co/Pt}]_n$  avec  $n$  le nombre de répétitions (a). L'insert schématise la méthode des aires [CHI 64]. Evolution de l'anisotropie uniaxiale,  $K_u$ , déduite de (a), en fonction de  $n$  (b).

Notons que le galbe des courbes témoigne de la présence probable de termes d'anisotropie d'ordres 4, et de distributions d'anisotropies [MOR 03], entraînant des incertitudes de mesures sur  $K_u$ , en plus des incertitudes liées à l'expérience. Les valeurs absolues de l'anisotropie  $K_u$  ainsi que leur évolution avec  $n$ , déduites de la Figure 2.2(a), et tracées Figure 2.2(b), sont cohérentes avec les résultats de la littérature [MOR 03], [LAN 01]. En effet, à partir des données de S. Landis :  $K_v - 2\pi.M_s^2 = -3.39.10^6 \text{ erg.cm}^{-3}$ ;  $M_s = 340 \text{ emu.cm}^{-3}$  ( $M_s = M_{\text{Co}}.e_{\text{Co}}/(e_{\text{Co}}+e_{\text{Pt}})$  [HON 90]), et  $K_{\text{Pt/Co}} = 0.19 \text{ erg.cm}^{-3}$ , et pour une épaisseur de cobalt de 0.6 nm, il est possible de calculer  $K_u = 1,51.10^6 \text{ erg.cm}^{-3}$ , ce qui est en accord avec les valeurs que nous avons mesurées.

### Taille d'équilibre de domaine : modèle de Kaplan.

Certains auteurs tels Kaplan [KAP 93] se sont intéressés à l'évolution des configurations en domaines en fonction de l'épaisseur des couches (ou du nombre de répétitions). Ces configurations résultent du compromis entre gain en énergie démagnétisante et coût en énergie de paroi. Pour ce faire, les interactions magnétostatiques entre surfaces fictives chargées ont été considérées. Le « modèle de Kaplan » traite du cas d'une multicouche isolée. Nous allons par la suite, au paragraphe 2.2, étendre ce modèle au cas de deux multicouches en interactions magnétostatiques.

Considérons un matériau d'aimantation à saturation  $M_s$  qui possède une anisotropie uniaxiale perpendiculaire  $K_u$ , une épaisseur  $t$  suffisamment faible pour pouvoir supposer que les domaines magnétiques de dimension  $d$  sont des bandes parallèles et que le champ démagnétisant est perpendiculaire à la surface de l'échantillon. Les parois sont de type Bloch à  $180^\circ$  d'énergie  $\sigma_w$ . Considérons des dimensions latérales des bandes magnétiques très grandes devant l'épaisseur  $t$ .

Nous nous plaçons dans le cas d'une forte anisotropie uniaxiale  $K_u > 2\pi M_s^2$ , pour laquelle la formation de domaines de fermetures de flux est énergétiquement défavorable. Par conséquent, la distribution de charges magnétostatiques fictives en surface a la forme d'une fonction créneau.

En considérant « l'effet de  $\mu$  » (avec  $\mu = 1 + 2\pi M_s^2 / K_u$ ) qui rend compte du fait que l'aimantation peut s'écarter légèrement de l'axe d'anisotropie uniaxiale sous l'effet du champ démagnétisant, l'évolution de la taille des domaines magnétiques en champ nul en fonction de l'épaisseur de la couche déposée est donnée par la formule théorique suivante [GEH 97a], [KAP 93], [KOO 60] :

$$\ln\left(\frac{d}{t}\right) = \frac{\pi D_0}{2t} + a \text{ pour } \frac{d}{t} > 1.5, \quad (\text{Equation 2.1})$$

$$\text{avec } a = \ln(\pi) - 1 + \mu \left( \frac{1}{2} - \ln(2) \right), \quad \sigma_w = 4\sqrt{AK_u} = 2\pi M_s^2 D_0 \text{ et } \mu = 1 + \frac{2\pi M_s^2}{K_u}.$$

Dans ce régime, la taille des domaines  $d$  diminue lorsque l'épaisseur de la couche  $t$  augmente (Equation 2.1). Les interactions magnétostatiques entre les deux surfaces virtuellement chargées sont responsables d'un tel comportement.

Dans le régime des plus fortes épaisseurs, l'évolution de la taille des domaines est donnée par :

$$d = \sqrt{\frac{\pi^3 (1 + \sqrt{\mu}) D_0 t}{14 \zeta(3)}} \quad (\text{Equation 2.2})$$

$$\text{avec } \zeta(3) = 1,2 \text{ (fonction Zeta) [KIT 46], [GEH 97b].}$$

Dans ce cas, la taille des domaines augmente lorsque l'épaisseur de la couche augmente (Equation 2.2). Ceci résulte de l'augmentation de l'énergie des parois et de la diminution de l'énergie dipolaire.

Des systèmes de compositions  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$ , avec  $n = 4, 5, 6, 7, 8, 10$  et  $20$ , ont été désaimantés afin d'approcher l'état d'équilibre. Comme indiqué sur la Figure 2.3(a), l'échantillon est mis en rotation à  $180 \text{ tours} \cdot \text{min}^{-1}$ . Son axe de rotation étant dans le plan, il est immergé dans un champ magnétique  $dc$  décroissant, de direction constante et perpendiculaire à l'axe de rotation de l'échantillon.

La taille d'équilibre moyenne,  $d$ , des domaines est déduite de mesures de microscopie à force magnétique (MFM : *magnetic force microscope*) comme celle typiquement présentée sur la Figure 2.3(b).

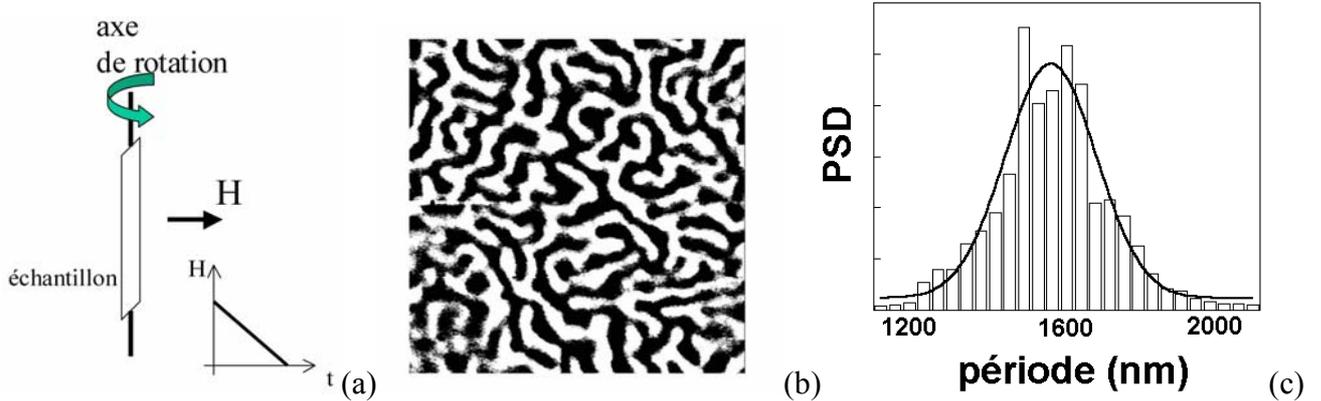


Figure 2.3: Schéma de la configuration utilisée pour la désaimantation (a). Image MFM (de dimensions  $20 \mu\text{m}^2$ ) pour une multicouche de composition  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_6$  (b). Transformée de Fourier de l'image MFM. Le trait plein est un ajustement gaussien (c).

Une transformée de Fourier 2D d'images MFM nous permet de tracer un histogramme de la distribution des périodes de l'image (deux fois la taille d'un domaine), et leur poids relatif (PSD : *power spectral density*). Cette distribution, tracée Figure 2.3(c) pour un système de  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_6$ , peut être approximativement représentée par une Gaussienne centrée sur la période d'équilibre moyenne. Les périodes mesurées sont certainement très proches des périodes d'équilibre dans le cas exact de configurations de domaines en bandes. En effet, lorsque la taille des domaines varie infiniment peu, l'énergie de cet état en bande augmente très fortement pour laisser place à des configurations de domaines entrelacés alors moins énergétiques, comme ceux observés dans notre cas.

L'évolution de  $d$  en fonction de l'épaisseur totale,  $t$ , de la multicouche, est tracée Figure 2.4. Nous pouvons considérer les multicouches comme des matériaux homogènes de faible épaisseur, d'aimantation moyenne  $M_s = 340 \text{ emu} \cdot \text{cm}^{-3}$  ( $M_s = M_{\text{Co}} \cdot e_{\text{Co}} / (e_{\text{Co}} + e_{\text{Pt}})$  [HON 90]). D'après les résultats reportés Figure 2.2(b), nous faisons l'hypothèse d'une anisotropie indépendante du nombre de répétitions et de l'ordre de  $K_u = 1,6 \cdot 10^6 \pm 0,2 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$ . Nous calculons alors  $K_u / 2 \cdot \pi \cdot M_s^2 = 2,2 > 1$  en accord avec l'hypothèse d'une forte anisotropie uniaxiale. L'épaisseur totale des couches est donnée par :  $t = (e_{\text{Co}} + e_{\text{Pt}}) \cdot n$ , avec  $e_{\text{Co}} = 0,6 \text{ nm}$  et  $e_{\text{Pt}} = 1,8 \text{ nm}$ .

L'ajustement des résultats expérimentaux et des calculs théoriques (Equation 2.1), tracés Figure 2.4, nous permet de déterminer la longueur dipolaire  $D_0 = 39 \pm 2 \text{ nm}$ , seul paramètre libre du modèle.

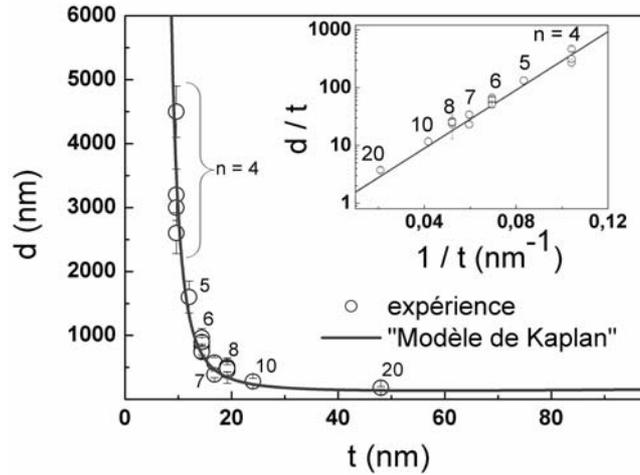


Figure 2.4: Evolution de la taille d'équilibre moyenne,  $d$ , des domaines, en fonction de l'épaisseur totale,  $t$ , de la multicouche, pour des systèmes de compositions  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n$  dans l'état désaimanté. En insert est tracée l'évolution de  $d/t$  en fonction de  $1/t$ , avec une échelle semi-logarithmique.

La connaissance de cette longueur dipolaire permet d'estimer un certain nombre de paramètres physiques des multicouches considérées, comme l'énergie de paroi  $\sigma_w$  ( $\sigma_w = 2 \cdot \pi \cdot M_S^2 \cdot D_0$ ), la constante d'échange  $A_{\text{éch}}$  ( $A_{\text{éch}} = \sigma_w^2 / (16 \cdot K_u)$ ), la température de Curie  $T_C$  (en faisant l'hypothèse que  $T_C = T_{C,\text{massif}} \cdot A_{\text{éch}} / A_{\text{éch, massif}}$ , avec  $A_{\text{éch, massif}} = 6.77 \times 10^{-7} \text{ erg.cm}^{-1}$  et  $T_{C,\text{massif}} = 1390\text{K}$  [ERN 02]) et la largeur de paroi  $l_w$  ( $l_w = \pi \cdot (A_{\text{éch}} / K_u)^{1/2}$ ).

Nous trouvons :  $\sigma_w = 2,8 \pm 0,15 \text{ erg.cm}^{-2}$ ,  $A_{\text{éch}} = (3.2 \pm 0.4) \times 10^{-7} \text{ erg.cm}^{-1}$ ,  $T_C = 620 \pm 80\text{K}$ ,  $l_w = 15 \pm 1,5 \text{ nm}$  (l'hypothèse  $l_w \ll d$  est vérifiée). Les valeurs ainsi calculées sont comparables avec celles de la littérature ([LAN 01] et références citées).

Notons qu'en toute rigueur, la longueur dipolaire  $D_0$  est proportionnelle à l'anisotropie uniaxiale  $K_u$  qui augmente légèrement avec l'épaisseur des couches  $t$ , comme mesuré Figure 2.2(b) pour  $n \leq 8$ . Considérons une variation linéaire de l'anisotropie avec l'épaisseur totale dans la gamme d'épaisseurs étudiée :  $K_u[\text{erg.cm}^{-3}] = (K_{u0} + \kappa \cdot t[\text{nm}])$ , avec  $K_{u0} = 1.1 \times 10^6 \text{ erg.cm}^{-3}$  et  $\kappa = 0.05 \times 10^6 \text{ erg.cm}^{-4}$  [d'après les mesures de la Figure 2.2(b), et en accord avec [MOR 03]]. Dans l'Equation 2.1, on remplace alors  $D_0$  par :  $4 \{ A_{\text{éch}} \cdot (K_{u0} + \kappa \cdot t[\text{nm}]) \}^{1/2} / (2 \cdot \pi \cdot M_S^2)$  et  $\mu$  par  $1 + (2 \cdot \pi \cdot M_S^2) / (K_{u0} + \kappa \cdot t[\text{nm}])$ . L'unique paramètre libre du système est alors  $A_{\text{éch}}$ . L'ajustement du modèle de Kaplan avec les données expérimentales, en tenant compte de la variation de l'anisotropie avec l'épaisseur totale, donne  $A_{\text{éch}} = (3.9 \pm 0.4) \times 10^{-7} \text{ erg.cm}^{-1}$ . Etant donné la faible variation de l'anisotropie avec l'épaisseur totale, cette valeur est en bon accord avec la valeur précédemment trouvée et justifie l'approximation initiale qui consiste à négliger l'évolution de l'anisotropie avec l'épaisseur  $t$ .

### 2.1.3. Influence de l'épaisseur de la couche séparatrice.

#### Coercitivité et anisotropie.

Il a été montré pour des couches de  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}(x)/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  qu'un renforcement de la texture (111) et une diminution de la mosaïcité des couches sont à l'origine de l'augmentation du champ coercitif avec l'épaisseur,  $x$ , de la couche de croissance [LAN 01]. Cette évolution

est reportée Figure 2.5. Par comparaison, nous avons également tracé sur la même Figure les évolutions du champ coercitif de la couche supérieure,  $H_{Cm}$ , en fonction de l'épaisseur de la couche séparatrice de platine,  $x$ , pour des systèmes de compositions  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n/\text{Pt}(x \text{ nm})/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  avec  $n = 2$ , et 4. Ces évolutions sont déduites de mesures VSM. Notons que les cycles d'hystérésis conservent leur aspect carré, et présentent deux sauts d'aimantation, dans toute la gamme de  $x$  explorée, sauf pour le système  $4_{2,2}4$  déjà discuté. Dans les deux cas,  $n = 2$  et  $n = 4$ , le champ coercitif augmente avec  $x$  pour les faibles épaisseurs, puis, au-delà de 30 nm de couche séparatrice de platine, le champ coercitif semble avoir atteint un palier. La coercitivité est vraisemblablement régie par la cristallographie des couches. Il est très probable que l'augmentation de défauts facilite le piégeage des parois de domaines pour les faibles épaisseurs  $x$ , puis, que la cristallographie des couches se stabilise au-delà de  $x = 30$  nm.

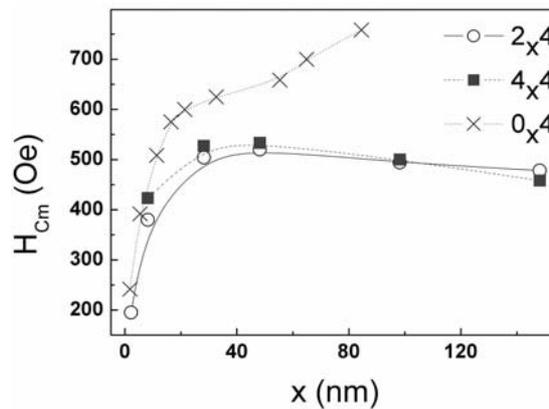


Figure 2.5: Evolutions du champ coercitif de la couche supérieure,  $H_{Cm}$ , en fonction de l'épaisseur de la couche séparatrice de Pt,  $x$ , pour des systèmes de compositions  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n/\text{Pt}(x)/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  avec  $n = 0$  [LAN 00], 2, et 4. Les traits sont des guides pour les yeux.

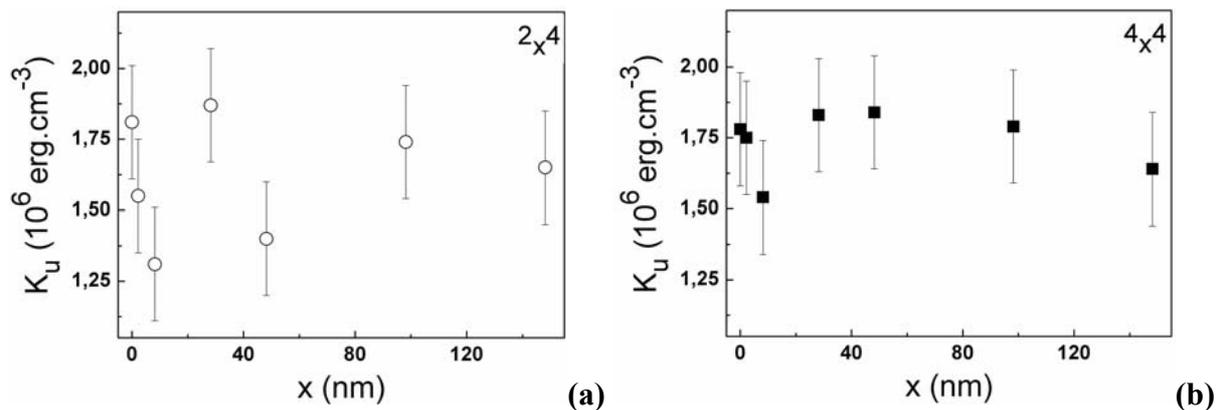


Figure 2.6: Evolutions de l'anisotropie uniaxiale,  $K_u$ , en fonction de l'épaisseur de la couche séparatrice de Pt,  $x$ , pour des systèmes de compositions  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n/\text{Pt}(x)/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  avec  $n = 2$  (a), et 4 (b).

L'évolution de la coercitivité avec l'épaisseur  $x$  n'est alors pas similaire à celle de l'anisotropie tracée Figure 2.6. En accord avec [ZEP 91], nous trouvons que l'anisotropie des couches de  $[\text{Co}/\text{Pt}]$  dépend peu de l'épaisseur de la couche de croissance. Remarquons que les anisotropies présentées Figure 2.6 sont cependant une moyenne entre les anisotropies des

couches inférieure et supérieure, puisque les mesures VSM dans le plan ne permettent pas de distinguer les contributions respectives des couches. Nous avons néanmoins mesuré qu'à épaisseur de couche tampon égale, l'anisotropie n'augmentait que très légèrement entre  $n = 2$  et  $n = 4$  [Figure 2.2(b)].

### Minimisation des couplages RKKY et peau d'orange.

Afin de n'appréhender par la suite que les effets reliés aux interactions magnétostatiques entre deux couches FM non uniformément aimantées, nous avons cherché à minimiser les couplages RKKY et les couplages par effet peau d'orange. L'évolution de l'énergie de couplage entre deux couches FM uniformément aimantées en fonction de l'épaisseur de la couche séparatrice non magnétique a été étudiée expérimentalement et théoriquement pour des empilements de [Co/Pt] à anisotropie perpendiculaire [Figure 2.7(a)] [MOR 03], [MOR 04b]. Cette énergie est déduite du décalage en champ,  $H_{D\acute{e}c}$ , du cycle mineur, comme typiquement montré en insert de la Figure 2.7(b).

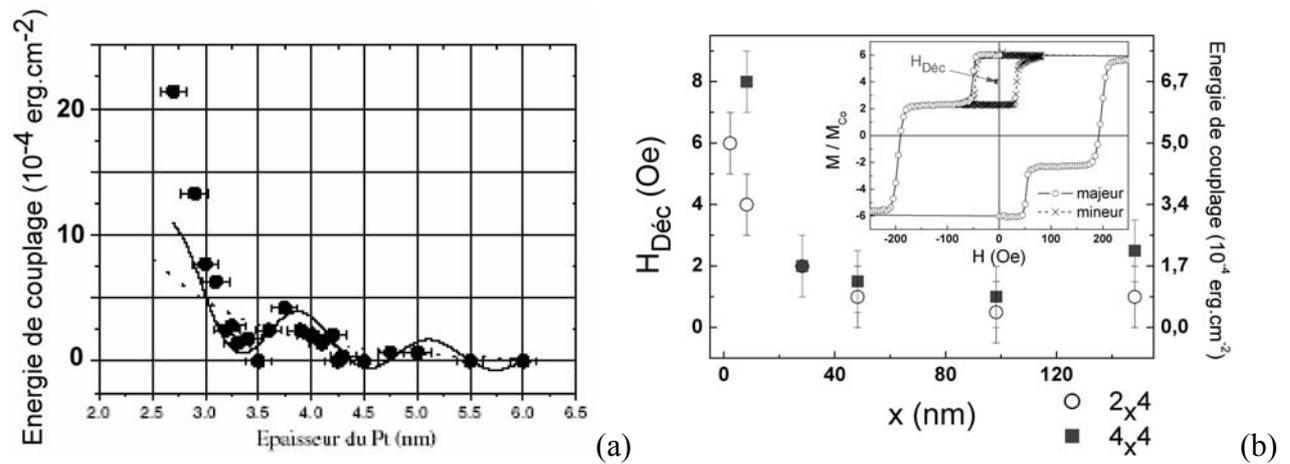


Figure 2.7: (a) Evolution de l'énergie de couplage en fonction de l'épaisseur de la couche séparatrice de Pt, pour des systèmes de compositions  $\text{Si}/\text{SiO}_2/[\text{Pt}/\text{Co}]_4/\text{Pt}(x)/[\text{Co}/\text{Pt}]_3/\text{Co}/\text{FeMn}/\text{Pt}$  [MOR 03]. (b) Evolution du champ de décalage des cycles mineurs,  $H_{D\acute{e}c}$ , en fonction de l'épaisseur de la couche séparatrice de Pt pour des systèmes de compositions  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n/\text{Pt}(x)/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  avec  $n = 2$ , et 4. En insert sont tracés les cycles d'hystérésis majeur et mineur pour un système de  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_2/\text{Pt}(2.2\text{nm})/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$ .

L'intensité du couplage inter-couches décroît de façon oscillante si l'on éloigne les couches. Pour des épaisseurs de platine inférieures à 3 nm, un très fort couplage ferromagnétique entre couches de cobalt a été mis en évidence. D'après la Figure 2.7(a), pour 1.8 nm, épaisseur de platine que nous avons utilisée dans l'empilement [Co/Pt] de base, l'énergie de couplage ferromagnétique,  $\sigma_{D\acute{e}c}$ , entre les couches de cobalt est supérieure à  $3 \times 10^{-3} \text{ mJ.m}^{-2}$  (soit  $3 \times 10^{-3} \text{ erg.cm}^{-2}$  en unités CGS), avec  $\sigma_{D\acute{e}c} = M_{S,\text{Co}} \cdot t_{\text{Co}} \cdot H_{D\acute{e}c}$  (en prenant  $M_{S,\text{Co}}$  l'aimantation à saturation du cobalt égale à  $1400 \text{ emu.cm}^{-3}$ , et  $t_{\text{Co}}$  l'épaisseur de cobalt égale à 0.6 nm). Ce fort couplage ferromagnétique justifie l'approximation qui consiste à considérer, pour de faibles épaisseurs de platine, les multicouches  $[\text{Co}/\text{Pt}]_n$  ou  $m$ , comme une monocouche ferromagnétique uniformément aimantée, et à laquelle sont attribuées des propriétés magnétiques moyennes [HON 90]. Notons que pour des épaisseurs de platine supérieures à 4 nm (soit pour des épaisseurs  $x$  de couche séparatrice de platine supérieures à

2.2 nm), les couplages entre deux couches FM uniformément aimantées résultant d'effets RKKY ou peau d'orange deviennent négligeables, avec une intensité inférieure à  $3 \times 10^{-4}$  erg.cm<sup>-2</sup>, ce qui correspond à des champs de décalage inférieurs à quelques Oe, comme nous l'avons vérifié Figure 2.7(b).

## 2.2. Influence des couplages magnétostatiques sur la taille d'équilibre des domaines des multicouches.

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à l'influence de l'épaisseur de la couche séparatrice de platine sur les couplages magnétostatiques dans l'état stable désaimanté, dans l'optique de mieux appréhender puis de contrôler les effets de ces interactions magnétostatiques durant l'écriture de bits multiniveaux, c'est à dire lorsque au moins une des couches est non uniformément aimantée.

### 2.2.1. Mesures expérimentales.

Une série d'images réalisées par MFM sur des multicouches de Si/SiO<sub>2</sub>/Pt/[Co/Pt]<sub>2</sub>/Pt(x)/[Co/Pt]<sub>4</sub> est présentée Figure 2.8. Les multicouches ont été préalablement désaimantées selon la même procédure de désaimantation que celle présentée au paragraphe 2.1.2.

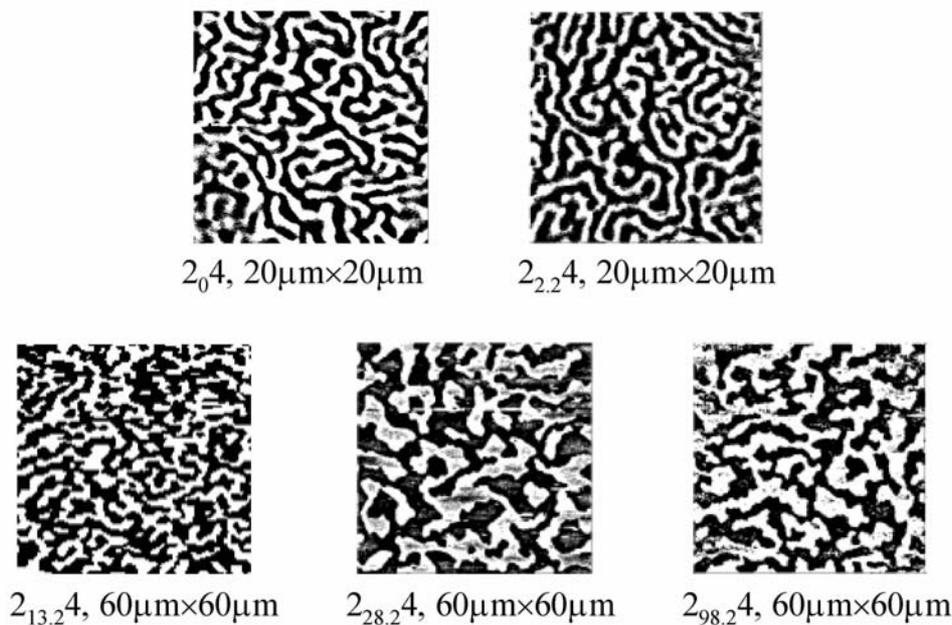


Figure 2.8: Images MFM pour des systèmes de composition Si/SiO<sub>2</sub>/Pt/[Co/Pt]<sub>2</sub>/Pt(x)/[Co/Pt]<sub>4</sub> notés 2<sub>x</sub>4, d'épaisseur de couche séparatrice, x variable.

Pour les épaisseurs de couche séparatrice de platine faibles, nous sondons par MFM le flux émanant des domaines de la couche inférieure douce sommé au flux rayonné par la couche supérieure dure. Les images sont constituées de contrastes clairs et sombres entrelacés. L'absence de contrastes gris clairement identifiables (confirmée par des mesures d'imagerie par effet Kerr), et donc d'états intermédiaires « up-down » et « down-up » est un premier indice de l'intensité des interactions magnétostatiques entre les couches. Cela laisse supposer que les configurations en domaines des couches inférieure douce et supérieure dure

sont superposables. Les contrastes clairs et sombres correspondent alors respectivement aux configurations d'aimantations des couches inférieure et supérieure saturées hors du plan : « up-up » et « down-down ».

Pour des valeurs d'épaisseur  $x$  plus grandes, il est très probable que nous ne sondons plus que le flux rayonné par la couche supérieure dure, l'intensité du flux émanant de la couche inférieure enterrée étant trop faible au niveau de la pointe MFM. Les contrastes correspondent alors aux configurations « up » et « down » de la couche supérieure. Lorsqu'il y a réplification des domaines, la contribution au signal MFM de la couche dure seule est alors également significative de la contribution de la couche inférieure douce répliquée.

La taille d'équilibre moyenne,  $d$ , des domaines pour des systèmes de compositions  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n/\text{Pt}(x)/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  dans l'état désaimanté est déduite comme précédemment (cf. paragraphe 2.1.2) de mesures MFM présentées Figure 2.8. Les évolutions de la taille d'équilibre moyenne,  $d$ , des domaines, en fonction de l'épaisseur de la couche séparatrice de platine,  $x$ , pour  $n = 2$  et  $4$  sont tracées Figure 2.9. Avant de modéliser de telles évolutions, essayons de décrire qualitativement le comportement des configurations en domaines magnétiques des couches inférieure  $\text{FM}_n$  et supérieure,  $\text{FM}_m$ , lorsque l'épaisseur  $x$  de la couche séparatrice varie.

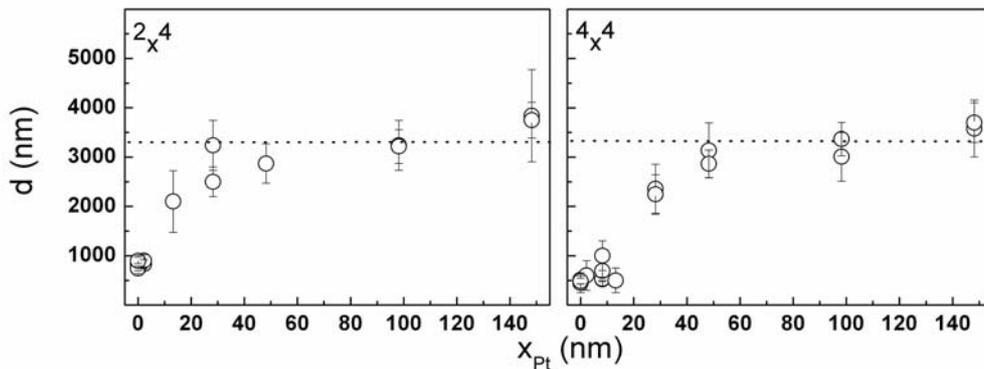


Figure 2.9: Evolutions de la taille d'équilibre moyenne,  $d$ , des domaines, en fonction de l'épaisseur de la couche séparatrice de Pt,  $x$ , pour des systèmes de compositions  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n/\text{Pt}(x)/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  dans l'état désaimanté, pour  $n = 2$  et  $4$ . Le trait en pointillés indique la taille des domaines pour une couche isolée à 4 répétitions.

Pour une épaisseur de couche séparatrice de platine de 148.2 nm, la taille des domaines est de l'ordre de grandeur de la taille d'équilibre des domaines d'une couche unique à 4 répétitions, indiquée en pointillés sur la Figure 2.9 (valeur déduite des résultats expérimentaux discutés au paragraphe 2.1.2 dans le cas de multicouches isolées à nombre de répétitions variable). Pour cette épaisseur de couche séparatrice, nous avons probablement atteint le cas limite pour lequel les couches inférieure et supérieure ne sont plus en interaction. Les tailles d'équilibre de domaines propres à chaque couche sont alors conservées, de l'ordre de  $3.5 \mu\text{m}$  pour une couche de  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  et  $400 \mu\text{m}$  pour une couche de  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_2$  si l'on extrapole le modèle de Kaplan au cas des couches très minces. Intuitivement, nous pensons qu'il devient alors énergétiquement favorable que le flux rayonné par chaque couche se boucle intra-couche, comme schématisé Figure 2.10(a). Au-delà de cette épaisseur de couche séparatrice, la taille d'équilibre de domaine mesurée par MFM

correspond donc à celle de la couche supérieure isolée à 4 répétitions, puisque nous ne sondons plus que le flux rayonné par cette couche, d'autant plus que le champ rayonné par la couche douce est très faible étant donné sa taille d'équilibre de domaine propre.

Dans le régime des plus faibles épaisseurs, nous observons sur la Figure 2.9 que la taille des domaines diminue lorsque l'épaisseur de la couche de platine diminue. Lorsque les tailles des domaines  $d_n$  et  $d_m$  propres aux couches  $FM_n$  et  $FM_m$  deviennent très grandes devant l'épaisseur de couche séparatrice  $x$ , les configurations en domaines des couches  $FM_n$  et  $FM_m$  sont identiques et superposables. Ceci résulte de la forte contribution des interactions magnétostatiques inter-couches, comme schématisé Figure 2.10(b).

La taille d'équilibre ainsi atteinte est inférieure aux tailles d'équilibre des couches isolées. En effet, plus les interactions inter-couches sont fortes, plus le système  $2_x4$  (respectivement  $4_x4$ ) se comporte comme une couche unique à 6 (8) répétitions dont la taille d'équilibre des domaines est inférieure à celle de couches uniques à 2 ou 4 répétitions d'après le « modèle de Kaplan » présenté au paragraphe 2.1.2.

Les épaisseurs des couches inférieure et supérieure restant constantes, l'énergie de parois de domaine demeure indépendante de  $x$ . Lorsque  $x$  diminue, l'intensité du champ d'interaction qui favorise la minimisation de l'énergie dipolaire augmente, ce qui engendre une diminution de la taille des domaines d'équilibre comme observé sur la Figure 2.9. Cette diminution tend vers le cas limite pour lequel les systèmes  $2_x4$  et  $4_x4$  sont équivalents à des couches uniques de 6 et 8 répétitions respectivement, c'est à dire lorsque  $x = 0$ . Les systèmes présentent alors des tailles d'équilibre de domaine de l'ordre de 800 et 500 nm, respectivement, comme nous pouvons le voir à partir de la Figure 2.9, et comme il est possible de le prédire par le « modèle de Kaplan » que nous avons discuté au paragraphe 2.1.2.

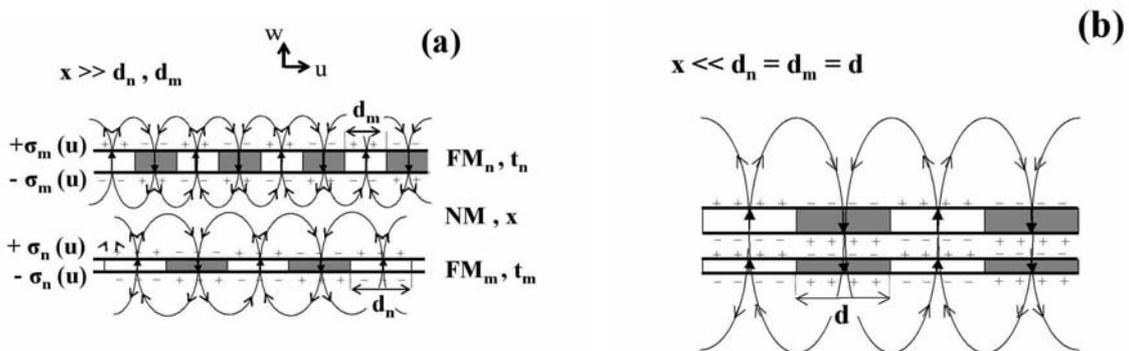


Figure 2.10: Représentation 2D des interactions magnétostatiques entre les couches ferromagnétiques constituant une tricouche  $FM_r/NM/FM_m$  dans l'état désaimanté, pour deux cas limites.

Nous avons calculé l'intensité du champ rayonné par la couche supérieure dure au niveau de la couche inférieure douce pour différentes conditions de taille de domaine et d'épaisseur de couche séparatrice. Les domaines sont représentés par un ensemble de lignes régulièrement espacées. Le principe du calcul est présenté dans l'Annexe 2. L'évolution du champ rayonné en fonction de la direction latérale est tracée sur la Figure 2.11(a). Le maximum de champ rayonné est localisé au niveau des bords des domaines, c'est à dire là où le nombre de coordinations avec les spins orientés dans le même sens est minimum. Les évolutions des champs rayonnés maximum et moyen en fonction de l'épaisseur de la couche

séparatrice de platine sont données Figure 2.11(b). L'augmentation des champs rayonnés par la couche dure sur la couche douce, lorsque l'épaisseur de platine diminue permet de comprendre intuitivement l'évolution des interactions inter-couches avec l'épaisseur de la couche séparatrice.

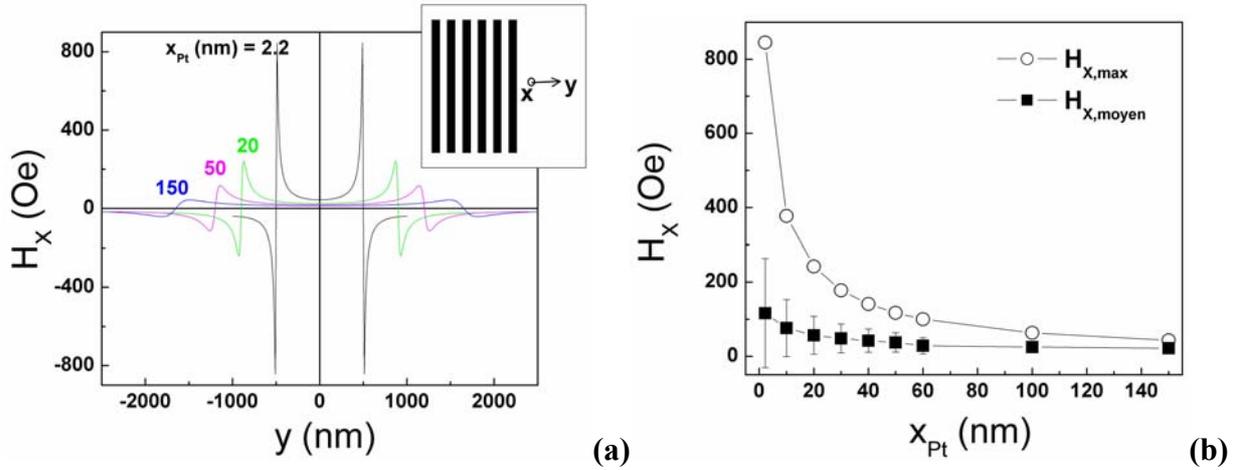


Figure 2.11: (a) Evolution spatiale du champ  $H_x$ , rayonné par la couche supérieure dure dans une configuration désaimantée en bandes (schématisé en insert), au niveau de la couche inférieure douce. Les valeurs de taille de domaine pour les épaisseurs de couche séparatrice indiquées sont tirées des mesures Figure 2.9. (b) Evolution des champs rayonnés maximums et moyens déduits de (a) en fonction de l'épaisseur de la couche séparatrice de Pt.

## 2.2.2. Extension du modèle de Kaplan : cas de multicouches en interactions magnétostatiques.

Nous cherchons maintenant à modéliser l'évolution de la taille d'équilibre des domaines avec l'épaisseur de la couche séparatrice de platine (Figure 2.9) dans le régime de réplication de domaines [lorsque les interactions magnétostatiques inter-couches sont suffisamment fortes pour engendrer une superposition des configurations en domaines des couches inférieure douce et supérieure dure, comme schématisé sur la Figure 2.10(b)].

Considérons le cas de couches ferromagnétiques :  $FM_n$ , et  $FM_m$ , d'épaisseurs  $t_n$ , et  $t_m$  respectivement, de même anisotropie uniaxiale perpendiculaire,  $K_u$ , de même aimantation à saturation  $M_s$ , et séparées par une couche non magnétique, NM, d'épaisseur  $x$ . Considérons le système dans son état de plus basse énergie, composé d'une configuration de domaines en bandes, avec un nombre égal de domaines « up » et de domaines « down ». Nous considérons que les couplages RKKY et peau d'orange sont négligeables (Figure 2.7). Nous étudions l'état d'équilibre en champ nul. Les domaines magnétiques sont séparés par des parois de Bloch à  $180^\circ$ . L'anisotropie uniaxiale étant considérée grande devant le terme démagnétisant :  $K_u > 2.\pi.M_s^2$ , la taille des parois de domaines est négligeable devant la taille des domaines:  $d$ . Nous négligeons alors l'énergie d'anisotropie. De plus, remarquons que les gradients d'anisotropie et d'énergie d'échange sont localisés dans les parois de domaines et ne dépendent pas de l'épaisseur  $x$ .

L'énergie totale par unité de surface peut s'écrire de la façon suivante :

$$E_t = \sigma_w (\beta_n + \beta_m) + E_d [\beta_n, \beta_m, \beta_x], \quad (\text{Equation 2.3})$$

$$\text{avec } \beta_i = \frac{t_i}{d} \text{ et } \beta_x = \frac{x}{d}.$$

Le premier terme de l'Equation 2.3 correspond à l'énergie de paroi par unité de surface, pour les deux couches FM, avec  $\sigma_w = 4\sqrt{AK_u} = 2\pi M_s^2 D_0$ , où  $D_0$  est la longueur dipolaire. Par hypothèse, on considère la longueur  $D_0$  identique pour les deux couches FM. Le second terme correspond à l'énergie magnétostatique du système par unité de surface. Cette énergie se déduit de l'expression dérivée par Kaplan (cf. paragraphe 2.1.2) dans le cas d'une couche FM unique, en considérant les interactions entre toutes les plaques chargées du système, comme schématisé Figure 2.12.

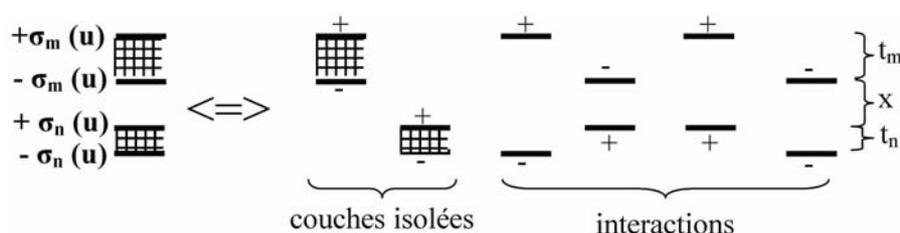


Figure 2.12: Représentation schématique des interactions entre plaques chargées pour un système  $FM_n/NM/FM_m$ .

Les énergies propres de chaque plaque s'annulent deux à deux, et l'énergie d'interactions magnétostatiques peut s'écrire comme suit:

$$E_d [\beta_n, \beta_m, \beta_x] = e_d [\beta_n] t_n + e_d [\beta_m] t_m + e_d [\beta_n + \beta_m + \beta_x] (t_n + t_m + x) \\ + e_d [\beta_x] x - e_d [\beta_n + \beta_x] (t_n + x) - e_d [\beta_m + \beta_x] (t_m + x),$$

avec  $e_d[\beta_i]$ , l'énergie magnétostatique par unité de volume correspondant au cas d'une couche unique d'épaisseur  $t_i$ , et qui présente une configuration de domaines périodique en bandes.  $e_d[\beta_i]$  peut être déduite des expressions d'énergies dérivées par Gehanno *et al* [GEH 97a] et s'exprime de la façon suivante, dans le cas de couches suffisamment minces devant la taille des domaines, telles que  $\beta < 0.6$  :

$$e_d [\beta] = 2\pi M_s^2 \left[ 1 + \frac{2}{\pi} \beta (\ln(\beta) + a - 1) \right], \quad (\text{Equation 2.4})$$

$$\text{avec } a = \ln(\pi) - 1 + \mu \left( \frac{1}{2} - \ln(2) \right), \text{ et } \mu = 1 + \frac{2\pi M_s^2}{K_u}.$$

La relation entre taille d'équilibre des domaines et épaisseur de couche séparatrice se déduit de la minimisation de l'énergie totale (Equation 2.3) par rapport à  $d$ , et s'exprime comme suit :

$$\text{Ln}\left(\frac{d}{t_n + t_m}\right) = \frac{\pi D_0}{2(t_n + t_m)} + a + c[x], \quad (\text{Equation 2.5})$$

$$\text{avec } c[x] = \zeta[t_n] + \zeta[t_m] + \zeta[t_n + t_m + x] + \zeta[x] - \zeta[t_n + x] - \zeta[t_m + x],$$

$$\text{et } \zeta[t_i] = \left(\frac{t_i}{t_n + t_m}\right)^2 \cdot \text{Ln}\left(\frac{t_i}{t_n + t_m}\right).$$

Lorsque  $x$  tend vers 0, nous sommes dans le cas d'une couche FM unique d'épaisseur  $t_n + t_m$ .  $c$  tend alors vers 0, et l'Equation 2.5 devient équivalente à la « relation de Kaplan » donnée au paragraphe 2.1.2 (Equation 2.1).

Pour des couches de  $\text{Si/SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co/Pt}]_n/\text{Pt}(x)/[\text{Co/Pt}]_4$ , nous avons utilisé les paramètres suivants :  $t_n = 4.8$  nm pour  $n = 2$ ,  $t_n = 9.6$  nm pour  $n = 4$ ,  $t_m = 9.6$  nm,  $M_S = 340$  emu.cm<sup>-3</sup>, et  $K_u = 1.6 \times 10^6$  erg.cm<sup>-3</sup>. Le meilleur ajustement du modèle avec les résultats expérimentaux est tracé sur la Figure 2.13. Il est obtenu pour  $D_0 = 40$  nm et  $D_0 = 49$  nm pour  $n = 2$  et 4 respectivement. Ces valeurs sont en accord avec la valeur déduite de l'ajustement du modèle de Kaplan dans le cas de multicouches isolées de nombre de répétitions variable (paragraphe 2.1.2), pour lequel nous avons trouvé une valeur de  $D_0$  égale à 39 nm, et à partir de laquelle nous avons déduit des valeurs de constante d'échange, de température de Curie, et de largeur de paroi raisonnables.

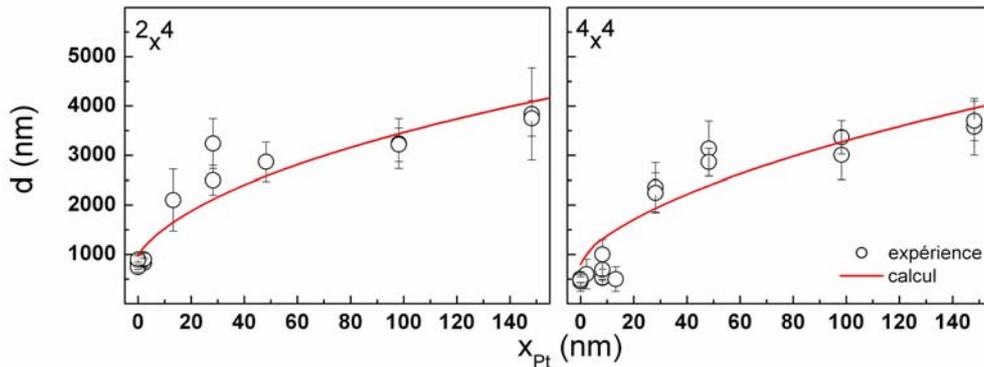


Figure 2.13: Evolutions de la taille d'équilibre moyenne,  $d$ , des domaines, en fonction de l'épaisseur de la couche séparatrice de Pt,  $x$ , pour des systèmes de compositions  $\text{Si/SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co/Pt}]_n/\text{Pt}(x)/[\text{Co/Pt}]_4$  dans l'état désaimanté, pour  $n = 2$  et 4. Les traits pleins correspondent à l'ajustement par le modèle que nous proposons.

Vérifions la validité des hypothèses de départ: i) nous calculons  $\beta_{\text{max}} = [(t_n + t_m + x)/d]_{\text{max}} \cong 0.03 \ll 0.6$ , ce qui est en accord avec l'hypothèse qui permet d'aboutir à l'Equation 2.4 ; ii) dans toute la gamme des épaisseurs  $x$  explorées, nous observons  $d \gg x$  ; iii) nous calculons enfin des largeurs de parois de domaines ( $l_w$ ) de 15 et 20 nm pour  $n = 2$  et 4, valeurs qui sont, comme supposé, très inférieures à la taille des domaines.

Contrairement à ce que nous avons qualitativement supposé, il semble qu'il y ait réplification de domaine dans toute la gamme des épaisseurs étudiées, puisque le modèle semble valable jusqu'à une épaisseur de couche séparatrice de 148.2 nm incluse (Figure 2.13). Etant donné l'erreur sur la détermination de la taille d'équilibre moyenne des domaines, il est possible qu'à cette épaisseur, nous n'ayons pas encore atteint la taille d'équilibre d'une couche isolée à 4 répétitions, c'est à dire la taille limite qui indique que les couches inférieure et supérieure sont découplées. Ce cas limite est certainement atteint pour une épaisseur de couche séparatrice plus grande. Au-delà de cette épaisseur, les couches inférieure et supérieure se comportent comme des couches isolées et leurs tailles d'équilibre ne dépendent alors plus de l'épaisseur de couche séparatrice. Notons que notre modèle prédit une augmentation continue de la taille des domaines avec l'épaisseur de couche séparatrice et n'est plus valable au delà de l'épaisseur limite.

*En résumé, les mesures par microscopie à force magnétique sur un système de deux couches ferromagnétiques séparées par une couche non-magnétique d'épaisseur variable, pour un état stable désaimanté, nous ont permis de mettre en évidence la présence de forts couplages magnétostatiques inter-couches au travers de la couche séparatrice. Ces couplages entraînent une forte corrélation des configurations en domaines des couches ferromagnétiques et permettent de présumer que le retournement d'aimantation d'une couche influe sur la configuration magnétique de l'autre couche. Un modèle analytique simple, bien qu'approximatif, nous a permis de rendre compte de l'augmentation de la taille des domaines avec l'éloignement des couches, dans le régime des faibles épaisseurs de couche séparatrice. Une telle augmentation est attribuée à la diminution des interactions magnétostatiques.*

### **2.3. Influence des couplages magnétostatiques sur la formation de configurations en domaines métastables et sur le déplacement des parois de domaines.**

La minimisation des couplages magnétostatiques inter-couches, dus à la taille finie des domaines, va être cruciale pour le bon fonctionnement de futurs dispositifs multiniveaux à anisotropie perpendiculaire. En effet, comme dans le cas des systèmes à anisotropie planaire, l'état d'aimantation des couches se dégradera-t-il au fur et à mesure de l'utilisation du dispositif [PAR 91] ? Sera-t-il possible d'écrire une configuration en domaine souhaitée qui reste stable sur une échelle de temps suffisante pour assurer la pérennité de l'information ? Le rôle des interactions magnétostatiques est-il le même à toutes les échelles de temps ?

Nous allons maintenant discuter l'influence de ces couplages sur la possibilité de manipuler l'aimantation d'une couche indépendamment de l'aimantation de l'autre couche, en régime quasi-statique, puis en régime dynamique. Nous allons également étudier la stabilité sous champ et dans le temps des configurations de domaines induites.

Cette étude sur l'influence des couplages magnétostatiques sur la formation de configurations en domaines métastables et sur le déplacement des parois de domaines [WIE 05], [WIE soumis], a été majoritairement effectuée par l'équipe d'Optique des Solides (OPTSOL) du Laboratoire de Physique des Solides (LPS) d'Orsay. Ma contribution ne représente qu'une faible part du travail qui va être présenté dans ce paragraphe 2.3 (réalisation des échantillons, discussion autour des comptes rendus de résultats, et relecture des articles avant soumission). Cette étude a été initiée pour étoffer notre compréhension des effets de couplages magnétostatiques inter-couches dans des tricouches FM-NM-FM à anisotropie perpendiculaire. Avec l'accord des contributeurs, les résultats sont discutés dans ce mémoire.

Dans l'optique de réaliser des systèmes multiniveaux pour lesquels les niveaux de stockage sont équidistants en amplitude, nous avons concentré notre étude sur des empilements de  $\text{Si/SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_2/\text{Pt}(2.2\text{nm})/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$ , assimilables à des tricouches  $\text{FM}_2/\text{NM}/\text{FM}_4$ , comme nous l'avons discuté au paragraphe 2.1.3. Nous sommes toujours dans le cas où les couplages RKKY et par effet peau d'orange sont minimisés. Nous ne traiterons donc pas, dans ce mémoire, des effets dynamiques sur ce type de couplages. Ce type d'étude a été par exemple réalisé dans des couches à anisotropie planaire par Pennec *et al* [PEN 04].

Pour cette étude, nous avons effectué des mesures d'imagerie par microscopie. Ces mesures sont basées sur l'effet Kerr polaire magnéto-optique (PMOKE : *Polar Magneto-Optical Kerr Effect*). La résolution du dispositif d'imagerie est de  $0.4 \mu\text{m}$ . Les détails concernant l'expérience sont disponibles dans [WIE 05].

Selon l'amplitude et la durée des impulsions de champ appliquées, nous avons observé que le système relaxe dans différents états rémanents. Nous avons donc distingué deux cas de figure : le cas pour lequel le champ, de « faible » amplitude (de l'ordre de grandeur du champ coercitif de la couche dure) est appliqué pendant un temps « long » (de quelques secondes), et le cas pour lequel le champ est très supérieur au champ coercitif de la couche dure, et est appliqué pendant un temps court (quelques centaines de nanosecondes).

### 2.3.1. États métastables après une impulsion de champ magnétique de « faible » amplitude et de « longue » durée.

#### Etat « en couronne ».

Après avoir saturé l'aimantation de l'échantillon dans un état « up-up », une impulsion de champ négatif de « faible » amplitude, et de « longue » durée est appliquée. La Figure 2.14 est une image PMOKE de l'état rémanent inattendu que nous avons observé. Nous distinguons un contraste central noir entouré par une couronne blanche, le reste de l'image étant grise. Les contrastes noir, gris et blanc correspondent respectivement aux états « down-down », « down-up » et « up-up » respectivement.

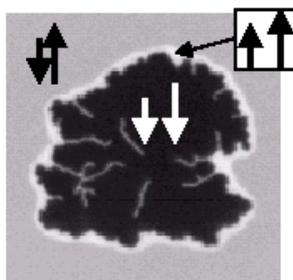


Figure 2.14: Image PMOKE ( $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ ) de l'état magnétique « en couronne » du système  $\text{Si/SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  2 minutes après coupure du champ, et suite à l'application d'un champ de  $-235 \text{ Oe}$  pendant  $5 \text{ s}$  à partir de l'état monodomaine saturé « up-up ».

Sur la Figure 2.14, nous notons également la présence de canaux blancs « up-up » (i. e. parois à  $360^\circ$ ) stabilisés à l'intérieur du domaine noir « down-down ». Ces canaux sont établis d'une part par les interactions dipolaires intra-couche résultant de la proximité de deux parois de domaine [BAU 05], [LEM 97]. D'autre part, et comme nous le verrons par la suite, ces canaux sont stabilisés par de forts champs rayonnés qui résultent de couplages magnétostatiques inter-couches. La largeur des canaux déduite des mesures PMOKE est égale à la résolution latérale de la technique ( $0.4 \mu\text{m}$ ). La largeur réelle est donc éventuellement plus petite.

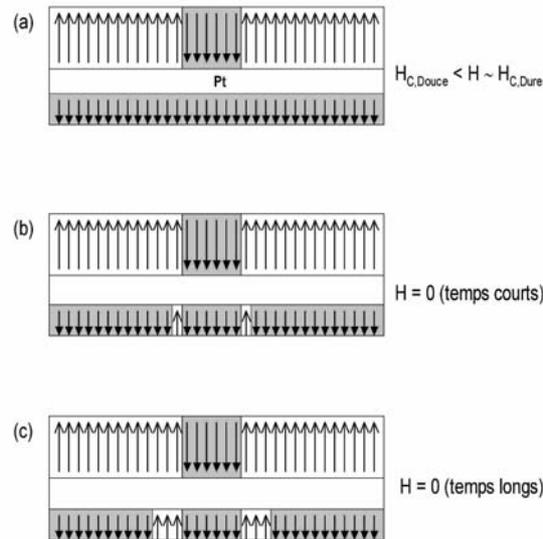


Figure 2.15: Représentation schématique des configurations magnétiques des couches de l'empilement  $\text{Si/SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$ , après l'initiation sous champ d'un domaine dans la couche supérieure dure (a), juste après coupure du champ (b), et longtemps après coupure du champ (c).

Une représentation schématique de la formation de l'état rémanent « en couronne » est donnée Figure 2.15. Par souci de clarté de la Figure, les canaux ne sont pas représentés. Durant l'application du champ négatif à partir d'un état saturé « up-up », la couche inférieure douce se sature « down », et un domaine « down » est initié thermiquement dans la couche supérieure dure [Figure 2.15(a)].

Après coupure du champ externe, de forts champs magnétostatiques agissent au niveau de la couche douce, au regard de la paroi de domaine de la couche dure. L'énergie Zeeman induite est alors suffisante pour nucléer une couronne « up » dans la couche douce au regard de la bordure du domaine « down » de la couche dure [Figure 2.15(b)]. Il en résulte la formation d'un domaine miroir « down » dans la couche douce au regard du domaine « down » de la couche dure.

Le domaine central « down-down » est magnétostatiquement stable. En revanche, la couronne « up-up » s'élargit rapidement jusqu'à une taille de l'ordre de  $0.8 \mu\text{m}$  [Figure 2.15(c)]. La propagation de la paroi externe de la couronne (paroi dans la couche inférieure douce) est régie par la combinaison i) des champs magnétostatiques dus à la taille finie du domaine « down-down » (qui s'estompent avec l'éloignement de la paroi), ii) du faible champ statique ( $H_{D\acute{e}c} = 8 \text{ Oe}$ ) dû au couplage des couches par effet peau d'orange, et iii) des

interactions magnétostatiques internes à la couche douce. Toutes ces interactions favorisent un alignement ferromagnétique des couches inférieure douce et supérieure dure.

Aussitôt donc qu'un canal se réplique de la couche douce, et en l'absence de barrières à la propagation tels des défauts [comme dans le cas observé Figure 2.15(b)], la paroi externe de la couronne se propage rapidement pour former une bande blanche qui entoure le domaine noir.

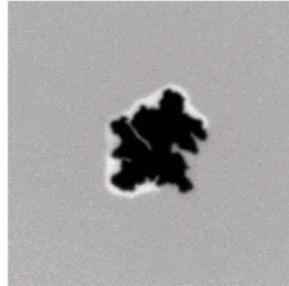


Figure 2.16: Image PMOKE ( $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ ) de l'état magnétique pour lequel la couronne blanche n'entoure pas entièrement le domaine noir.

L'observation d'une couronne de décoration régulière n'est cependant pas toujours immédiate et nécessite parfois l'application d'une séquence de champs supplémentaire. Comme nous le discuterons plus en détail par la suite, la couronne « up-up » est initiée par la présence de canaux « up » internes au domaine « down » de la couche dure. C'est au niveau de ces canaux que les champs magnétostatiques sont les plus efficaces. La propagation régulière de la paroi de la couronne blanche « up-up » n'est pas toujours vérifiée pour des observations peu après coupure du champ. En effet, comme illustré Figure 2.16 la couronne n'encercle pas tout le domaine noir. La paroi se trouve piégée par des défauts (en bordure droite du domaine noir « down-down »). La génération d'une couronne régulière qui entoure tout le domaine noir est alors obtenue en appliquant i) un faible champ positif tel que l'énergie Zeeman fournie soit suffisante pour surpasser l'énergie éventuelle de piégeage, ainsi que l'énergie de propagation de paroi, puis ii) un champ négatif qui permet de contracter la couronne. Après coupure du champ, le système relaxe alors dans l'état imagé précédemment Figure 2.14.

Nous proposons maintenant une approche quantitative du phénomène observé.

Nous allons dans un premier temps évaluer la possibilité de nucléer un domaine inverse « up » dans la couche inférieure douce lorsque le système se trouve dans la configuration décrite Figure 2.15(a), en tenant compte ou non de la présence de canaux. Les calculs ont été réalisés en considérant un domaine carré de  $20 \mu\text{m}$  de côté dans la couche supérieure dure (domaine noir), avec ou sans canal d'aimantation « up » de longueur  $1 \mu\text{m}$  et de largeur  $e$ , comme schématisé en insert de la Figure 2.17. A ce stade, la couche inférieure est saturée « down » (domaine gris) et ne rayonne pas. Les détails des calculs, ainsi que la comparaison de deux méthodes (à partir d'un modèle de fils parcourus par un courant et d'un modèle de plaques chargées) sont donnés dans l'Annexe 2.

D'après les calculs reportés Figure 2.17, le champ rayonné  $H_z$  peut atteindre localement des valeurs élevées : de l'ordre de  $800 \text{ Oe}$  en l'absence de canal, et proche de la bordure du domaine « up » de la couche dure (à  $8 \text{ nm}$ ). Cependant, en l'absence de canal, la zone d'action des champs forts ( $> 400 \text{ Oe}$ ) est réduite à  $0.03 \mu\text{m}$  environ, c'est à dire à peine deux fois la largeur de paroi estimée au paragraphe 2.1.2. La nucléation d'un domaine peut

nécessiter un champ  $H_Z$  suffisamment fort sur une région étendue ( $> 0.1 \mu\text{m}$ ) [FER 02]. Cette condition est obtenue en tenant compte de la présence de canaux dans la couche supérieure dure (cf. Figure 2.17). Il est donc vraisemblable que la nucléation d'un domaine « up » dans la couche inférieure douce soit initiée par couplages magnétostatiques au niveau des canaux de la couche dure. Notons que le champ  $H_{\text{Déc}}$  de 8 Oe résultant des couplages RKKY et peau d'orange est ici négligeable devant le champ rayonné  $H_Z$ .

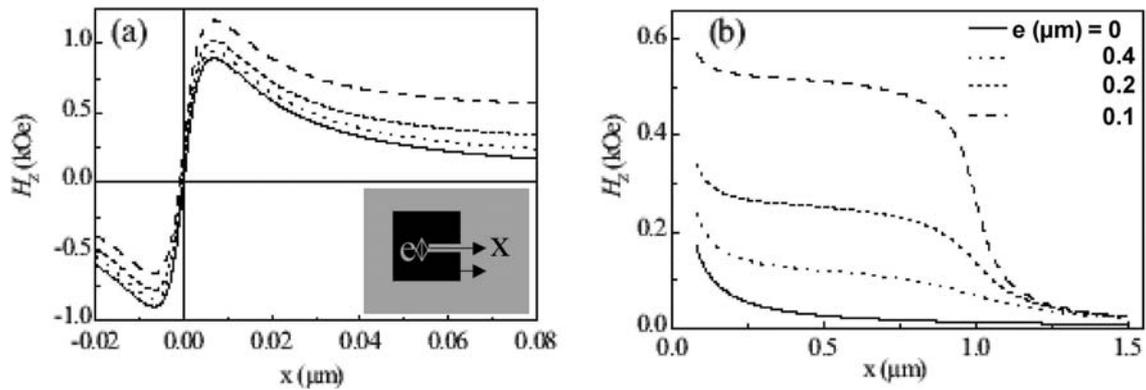


Figure 2.17: Evolutions du champ rayonné  $H_Z$  au niveau de la couche inférieure douce du système  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$ , en fonction de la distance  $x$ , à courte (a) et à longue échelle (b). Ces évolutions sont accompagnées d'une représentation schématique vue de dessus d'un domaine noir « down-down » contenant un canal « down-up » de largeur  $e$ .

Une fois la couronne « up » formée dans la couche inférieure douce, nous pouvons évaluer le déplacement de la paroi nouvellement créée sous l'effet du champ rayonné. Comme schématisé Figure 2.15(b) en coupe et Figure 2.18 en vue de dessus, nous considérons maintenant le cas où le domaine « down » initialement formé dans la couche supérieure dure est répliqué dans la couche inférieure douce. Le champ agissant sur la paroi externe de la couronne blanche (c'est à dire sur la paroi de domaine externe de la couche douce) est alors dû à la taille finie du domaine « down-down ». La couche douce n'est alors plus uniformément aimantée, et la contribution des effets magnétostatiques intra-couche est alors à prendre en compte. L'évolution spatiale du nouveau champ  $H_Z$  agissant sur la paroi en question est tracée Figure 2.18. Cette évolution est assimilable à une décroissance de type  $b/x$  avec  $b = 19 \text{ Oe} \cdot \mu\text{m}$ . Le champ rayonné par les canaux aux distances considérées est négligeable. Les détails des calculs sont donnés dans l'Annexe 2.

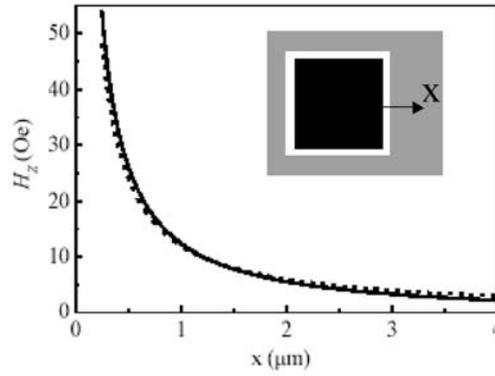


Figure 2.18: Evolution du champ  $H_z$  qui agit sur la paroi de domaine de la couche inférieure douce du système  $\text{Si/SiO}_2/\text{Pt}[\text{Co/Pt}]_2/\text{Pt}[\text{Co/Pt}]_4$ , en fonction de la distance  $x$  (-----), et ajustement avec la loi  $b/x$  (- - -).

La propagation de la paroi aux faibles champs peut être décrite ici en utilisant la théorie du « creep ». En effet, la rugosité de paroi étant faible, le déplacement de cette dernière peut être traité dans l'approximation du mouvement d'une interface 1D dans un milieu faiblement désordonné. La paroi est alors piégée de façon coopérative par une large assemblée de défauts [FER 02], [LEM 98]. D'après cette théorie, la vitesse de propagation dépend du champ  $H$  agissant sur la paroi selon la loi suivante :

$$v[H] = v_0 \cdot \exp[-A(H_{\text{crit}}/H)^{1/4}], \quad (\text{Equation 2.6})$$

avec  $H_{\text{crit}}$  le champ critique de dépiégeage, et  $A$  un paramètre qui rend compte du degré de désordre du milieu.

Dans le cas considéré ici, en champ nul, le champ agissant est le champ magnétostatique  $H_z$  qui diminue avec l'éloignement  $x$  de la paroi. On obtient alors :

$$v[x] = v_0 \cdot \exp[-A(H_{\text{crit}}/H_z[x])^{1/4}], \quad (\text{Equation 2.7})$$

avec  $H_z[x] = b/x$ .

Cette vitesse diminue rapidement lorsque le champ rayonné diminue, c'est à dire lorsque la distance  $x$  augmente (c'est à dire lorsque la paroi s'éloigne du domaine noir « down-down » qui est la principale source de champ rayonné).

En développant, on obtient donc :

$$v[x] = dx/dt = v_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x^{1/4}), \quad \text{avec } \alpha = A(H_{\text{crit}}/b)^{1/4}.$$

Cette équation peut se réécrire de la façon suivante :

$$\exp(\alpha x^{1/4}) dx = v_0 \cdot dt$$

L'équation précédente s'intègre grâce au changement de variable  $u = x^{1/4}$ , et on obtient alors l'évolution temporelle de la largeur  $x$  de la couronne de décoration blanche:

$$t[x] = 4/(v_0 \alpha^4) [6 - \exp(\alpha x^{1/4}) (6 - 6\alpha x^{1/4} + 3\alpha^2 x^{1/2} - \alpha^3 x^{3/4})]. \quad (\text{Equation 2.8})$$

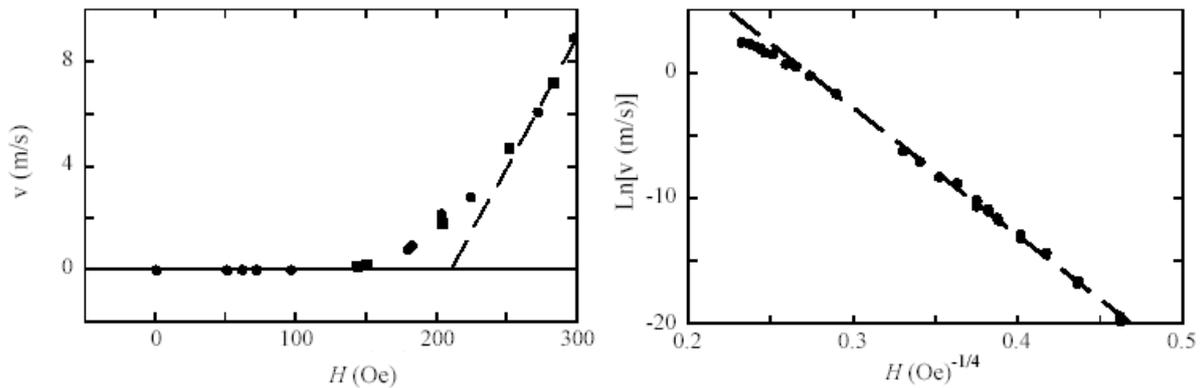


Figure 2.19: Evolution de la vitesse de paroi moyenne,  $v$ , dans la couche inférieure douce du système  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$ , avec le champ magnétique appliqué  $H$  (a). Vérification de la loi de « creep » par le tracé de l'évolution de  $\text{Ln}(v)$  avec  $H^{-1/4}$  (b).

Les paramètres inconnus de l'Equation 2.8 :  $A$ ,  $H_{\text{crit}}$  et  $v_0$  sont obtenus à partir de l'évolution sous champ extérieur de la vitesse de propagation de paroi dans la couche douce du système  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  tracée Figure 2.19. Cette évolution suit également une loi de « creep » régie par l'Equation 2.6. Cette fois ci, le champ  $H$  pris en compte est uniquement le champ extérieur appliqué, car l'expérience a été réalisée avec une couche dure saturée telle que le champ magnétostatique  $H_z$  soit nul. Notons qu'aux très faibles champs, la paroi de domaine se déplace par des sauts mettant en jeu des volumes de Barkhausen relativement grands [REP 04a]. Dans ce cas, seule une vitesse de propagation moyenne sur de larges échelles de temps et d'espace est significative. L'extrapolation de l'évolution de la vitesse de propagation de paroi avec le champ dans le régime visqueux, représentée par le trait en pointillés sur la Figure 2.19(a), nous permet de déterminer  $H_{\text{crit}} = 210$  Oe. L'ajustement des points expérimentaux reportés sur la Figure 2.19(b) par une loi de « creep » nous donne  $A.H_{\text{crit}}^{1/4} = -103$  Oe<sup>1/4</sup> et  $\text{Ln}[v_0] = 30.2$   $\mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ , soit  $A = 27$  Oe<sup>-1/4</sup> et  $v_0 = 2.8 \times 10^{-3}$  m.s<sup>-1</sup>.

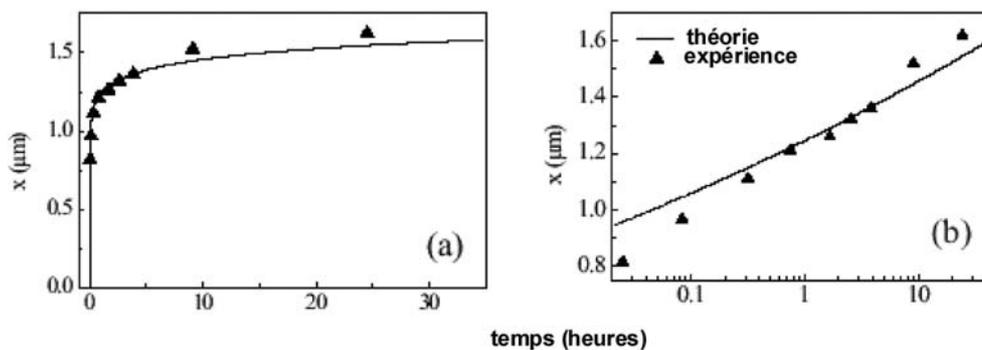


Figure 2.20: Evolution temporelle de la largeur,  $x$ , de la couronne « up-up » [cf. Figure 2.14(a)], tracée sur une échelle linéaire (a) et semi-logarithmique (b).

Connaissant les valeurs de  $A.H_{\text{crit}}^{1/4}$  et de  $v_0$ , nous avons tracé Figure 2.20 l'évolution temporelle théorique de la largeur  $x$  de la couronne « up-up » à partir de l'Equation 2.8. Les mesures expérimentales déduites d'images PMOKE sont en très bon accord avec les calculs théoriques. L'erreur sur la position de la paroi est estimée à  $0.1$   $\mu\text{m}$ . Elle est principalement attribuée à la résolution de la caméra CCD. La largeur de la couronne atteint rapidement une

taille de l'ordre du  $\mu\text{m}$  après la suppression du champ, ce qui est en accord avec les observations de la Figure 2.14(a). Notons que l'expansion initiale de la couronne blanche est dans notre cas plus rapide que le temps d'acquisition de l'image (de quelques secondes). Pour des temps plus longs, même si le champ rayonné est faible, la couronne évolue lentement puisque de faibles couplages RKKY et peau d'orange subsistent ( $H_{\text{Déc}} = 8 \text{ Oe}$ ).

### Evolution sous champ de l'état « en couronne ».

Nous allons maintenant discuter de l'évolution sous champ de la taille de la couronne blanche, en partant de la configuration en domaines de la Figure 2.14, rappelée sur la Figure 2.21(a). Notons que pour ces expériences, les images ont été effectuées sous champ et non à la rémanence comme pour les expériences précédentes.

Après application d'un très faible champ positif de 7 Oe, appliqué dans le même sens que le champ résultant des interactions magnétostatiques, nous voyons sur la Figure 2.21(b) que nous avons augmenté la surface de la zone blanche. Nous venons de propager de façon significative la paroi externe de la couronne en apportant au système une très faible quantité d'énergie Zeeman.

Un champ négatif permet au contraire de réduire la taille de la couronne. Sur la Figure 2.21(b), nous observons en effet une diminution de la surface de la zone blanche après l'application d'un champ de  $-77 \text{ Oe}$ . L'énergie Zeeman à fournir afin de rétracter entièrement la couronne est cependant très élevée car comme nous l'avons discuté précédemment, le champ magnétostatique augmente si la paroi externe de la couronne se rapproche du domaine « down-down ». Comme nous l'avons observé, les canaux sont énergétiquement très stables, et des champs négatifs d'amplitude supérieure à 200 Oe ne suffisent pas à les rétracter.

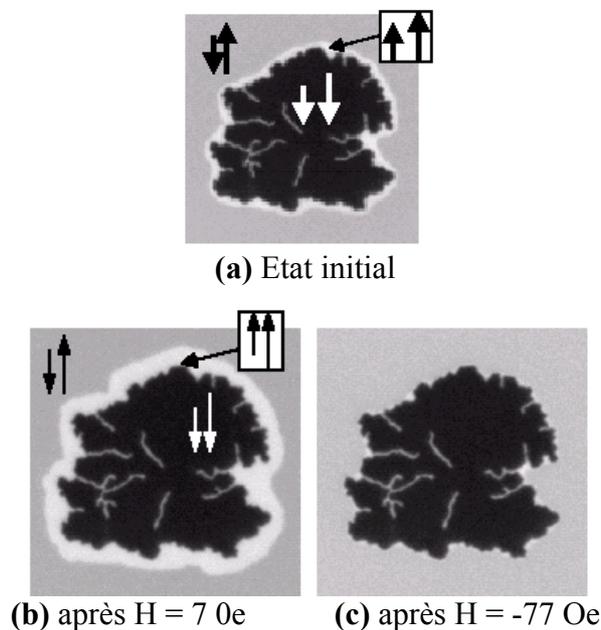


Figure 2.21: Images PMOKE ( $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ ) de l'état magnétique du système  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  obtenues en champ nul, après application d'un champ positif (b) ou d'un champ négatif (c) pendant 2 min à partir de l'état observé en (a).

La dynamique de propagation de paroi sous champ peut également être bien décrite par une loi de « creep » (Equation 2.6). Le champ agissant sur la paroi est alors la somme du champ magnétostatique  $H_z (= b/x)$  et du champ extérieur appliqué (indépendant de la distance  $x$ ). Les évolutions temporelles expérimentales de la largeur moyenne de la couronne pour différents champs extérieurs sont tracées Figure 2.22. Aux temps courts, quand la couronne est fine, l'expansion rapide est essentiellement due à la contribution prépondérante des champs magnétostatiques. Aux temps longs, pour des champs appliqués positifs, l'évolution linéaire de la taille de la couronne est caractéristique d'une propagation régie par le champ appliqué (régime de « creep » usuel). Aux temps longs, pour des champs appliqués négatifs, la paroi est quasiment annihilée à la frontière du domaine « up-up » (seuls les canaux persistent alors).

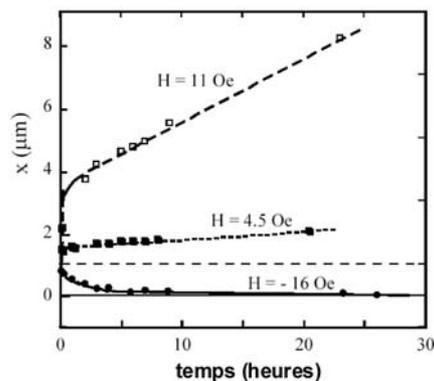


Figure 2.22: Evolution temporelle de la largeur,  $x$ , de la couronne « up-up » (cf. Figure 2.21), pour différents champs extérieurs appliqués. Les traits sont des guides pour les yeux. Le trait horizontal en pointillés indique la largeur initiale.

### 2.3.2. États métastables après une impulsion de champ magnétique de « forte » amplitude et de « courte » durée.

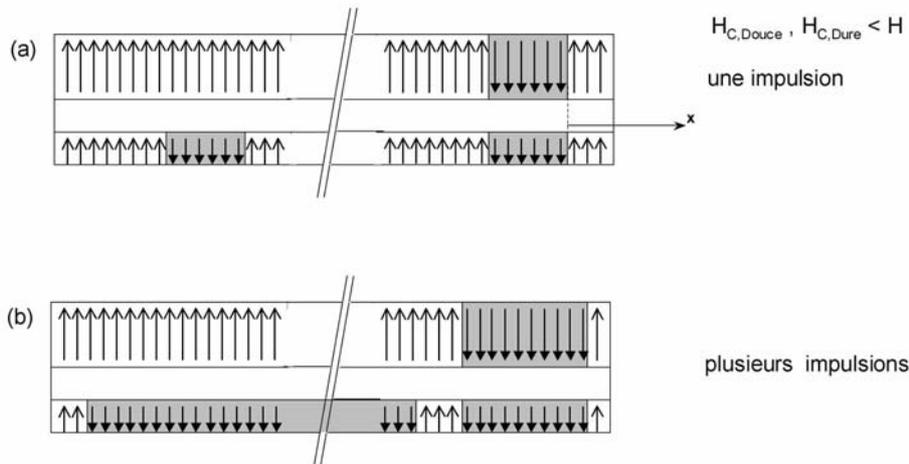
Nous venons d'observer la présence d'états « en couronne », après application pendant un temps long d'un champ de faible amplitude. Nous allons voir que l'utilisation de champs de plus fortes amplitudes (telle que  $H > H_{C,Dure}$ ) et de durées plus courtes conduit à des états rémanents différents. En effet, à partir d'un état saturé, sous l'effet d'un fort champ pulsé ( $H = -540$  Oe durant 600 ns), nous avons observé que le processus de renversement de l'aimantation diffère de façon notable du cas précédent.

Pour des champs de forte amplitude et de durée courte, l'état « up » de la couche douce peut être maintenu suffisamment longtemps pour permettre la nucléation simultanée d'un domaine « down » dans la couche douce, schématisé sur la gauche de la Figure 2.23(a) et d'un domaine « down » dans la couche dure en un autre endroit du film. Aussitôt le domaine « down » initié dans la couche dure, du fait du fort champ magnétostatique rayonné par la couche dure sur la couche douce (notamment au niveau des canaux, comme discuté précédemment), celui-ci est répliqué dans la couche douce pour former un domaine « down-down », comme schématisé sur droite de la Figure 2.23(a).

Un cliché de l'observation PMOKE de ces deux états est présenté Figure 2.24(a). Le domaine « down » dans la couche douce apparaît en gris, et le domaine miroir « down-down »

est noir. Etant donné la courte durée de l'impulsion du champ, ces domaines n'ont pas eu le temps de se propager et le reste du film est dans son état initial « up-up ».

L'observation simultanée de ces deux types de domaines est très inattendue. En effet, cela signifie que malgré des champs coercitifs très différents en régime quasi-statique, il est possible de nucléer indépendamment, pour un même champ, un domaine dans la couche douce et un domaine dans la couche dure.



Le relativement faible taux de nucléation des deux types de domaines nous permet d'étudier le développement sous champ fort de la paroi de la couche douce et de la paroi double qui résulte de la réplication du domaine de la couche dure dans la couche douce. Après l'application de plusieurs impulsions de champ fort négatif, nous avons observé en comparant la Figure 2.24(a) à la Figure 2.24(b), une extension des zones grise et noire. Lorsque les deux types de domaines se rapprochent, leur propagation est freinée. Ils ne se rassemblent pas, mais restent séparés par une région fine blanche « up-up » stabilisée par les couplages magnétostatiques, comme schématisé dans la partie droite de la Figure 2.23(b). Cet état magnétique est similaire à l'état « en couronne », c'est à dire un domaine noir « down-down » séparé d'un domaine gris « up-down » par une couronne blanche « up-up ». La taille du domaine tampon « up-up » de l'ordre du  $\mu m$  est en accord avec nos précédents calculs (cf. paragraphe 2.3.1).

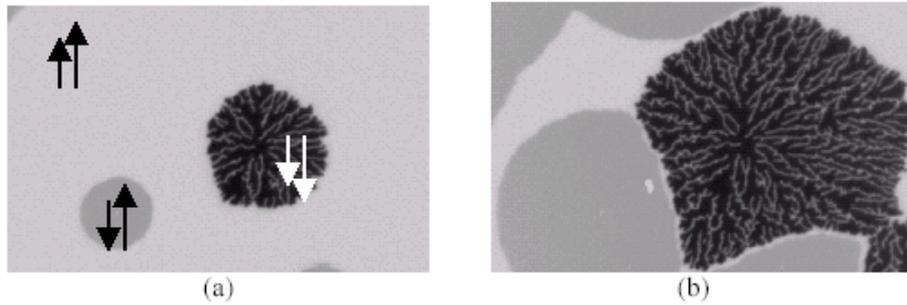


Figure 2.24: Images PMOKE ( $66 \times 42 \mu\text{m}^2$ ) de la configuration en domaines en champ nul du système  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$ , après application d'un premier pulse de champ de  $-540 \text{ Oe}$  pendant  $600 \text{ ns}$  à partir de l'état saturé « up-up » (a), puis d'un second pulse identique (b).

En conclusion, pour les couches à anisotropie planaire, la réplique de domaines est essentiellement attribuée au champ rayonné au niveau des parois de Néel [THO 00]. En revanche, pour les systèmes à anisotropie perpendiculaire, nous avons vu que cet effet est principalement dû à la taille finie des domaines.

Nous avons montré que l'utilisation d'impulsions de champ magnétique de « faible » amplitude et de « longue » durée permet de saturer l'aimantation de la couche douce et d'initier un domaine inverse dans la couche dure. Cela engendre par la suite la formation de configurations de domaines en « couronne » attribuée aux couplages magnétostatiques inter-couches. L'impression de domaines est en effet initiée au niveau de canaux résiduels d'aimantation opposée à celle du domaine de la couche manipulée. C'est au niveau de ces « petits » domaines inverses que les champs rayonnés sont susceptibles d'abaisser suffisamment les barrières d'énergie de nucléation et / ou de propagation, garantant la stabilité magnétique de l'autre couche [WIE 05], [WIE soumis]. Ces canaux (ou parois à  $360^\circ$ ) sont induits par piégeage sur des défauts extrinsèques qui se forment principalement durant la croissance des couches ou au niveau du substrat. Pour des systèmes continus, la suppression de ces canaux (éventuellement via des procédures de croissances ou des nettoyages de substrats particuliers) pourrait suffire à minimiser les couplages magnétostatiques inter-couches et permettre la manipulation indépendante de l'aimantation d'une couche, c'est à dire sans affecter l'aimantation de l'autre couche.

Cette condition de bon fonctionnement de dispositifs multiniveaux est probablement suffisante en régime statique. En régime dynamique, pour des impulsions de champ magnétique de « forte » amplitude et de « courte » durée, nous avons cependant montré qu'il devient possible, pour un même champ, de nucléer et de propager des domaines dans les couches douce et dure simultanément [WIE soumis]. En vue d'une écriture ultra-rapide, la notion de couche douce et couche dure doit alors être définie d'un point de vue dynamique. Des études complémentaires sont en cours afin de mieux comprendre l'influence de la dynamique sur les couplages magnétostatiques.

## 2.4. Mise à profit des couplages magnétostatiques inter-couches.

Nous avons vu que les couplages magnétostatiques inter-couches peuvent être problématiques dans le cadre des applications media continus multiniveaux. Nous allons voir dans ce paragraphe, comment il pourrait être néanmoins possible de tirer profit de ces couplages entre couches continues.

Nous nous intéressons à des systèmes de type  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n/\text{Pt}(13.2)/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  notés  $n_{13.2}4$ .

Sur la Figure 2.25, nous présentons des mesures effectuées par EHE pour des systèmes de composition  $n_{13.2}4$ , avec  $n = 4, 2$  et  $1$ . Pour un système donné, nous avons superposé les courbes de première aimantation (après désaimantation selon la même procédure qu'au paragraphe 2.1.2), le cycle d'hystérésis majeur, et le cycle d'hystérésis mineur effectué sur la couche douce directement après le cycle majeur, c'est à dire lorsque la couche dure est saturée.

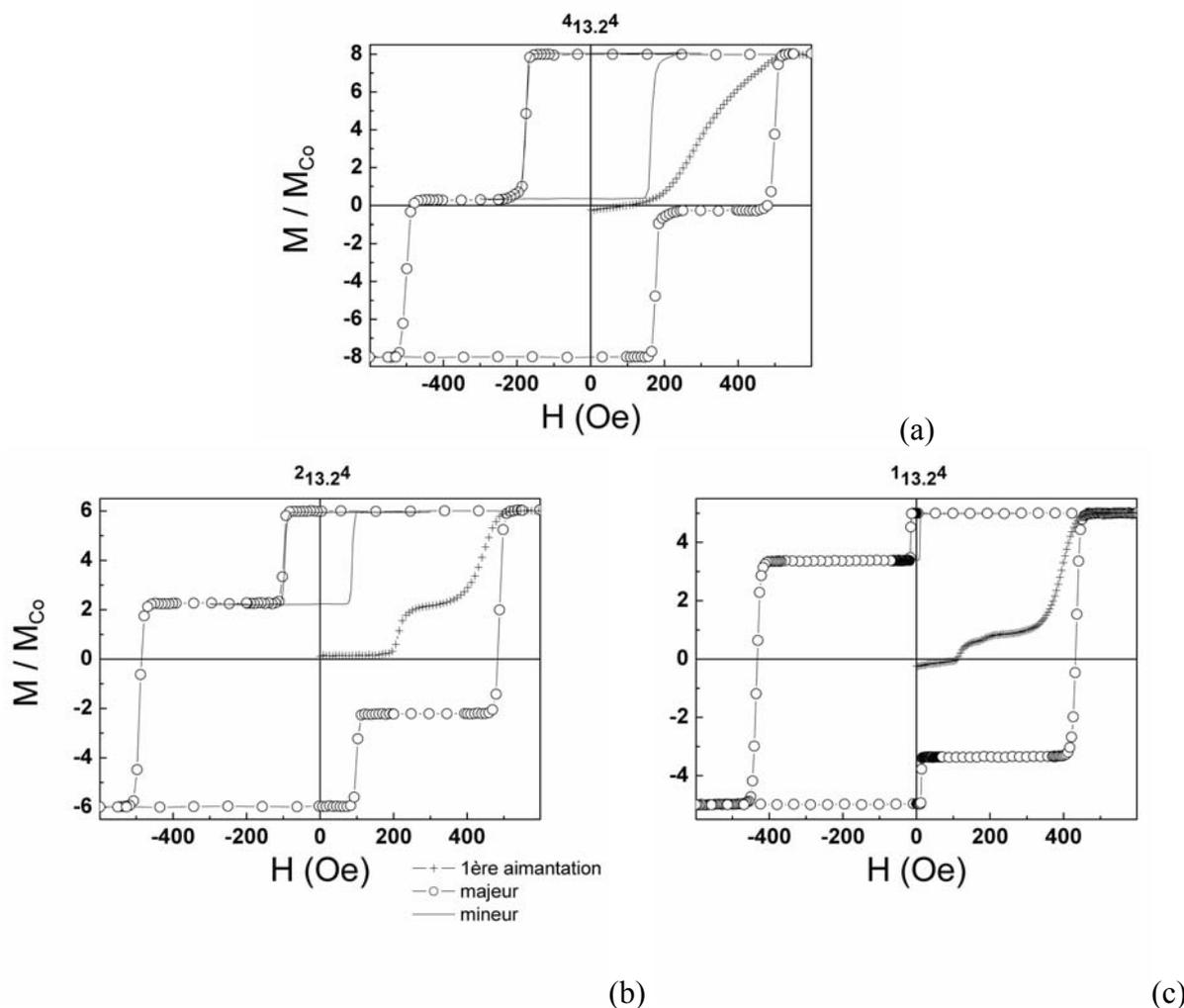


Figure 2.25: Courbes de première aimantation et cycles d'hystérésis majeurs et mineurs effectués par EHE pour des systèmes de composition  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n/\text{Pt}(13.2)/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  notés  $n_{13.2}4$ . Les courbes sont normées par rapport à l'aimantation d'une couche de cobalt.

Pour le système de type  $4_x4$ , nous avons vu précédemment sur la Figure 2.1(a) que pour une faible épaisseur de couche séparatrice ( $x = 2.2$  nm), le cycle majeur ne présente qu'un seul saut d'aimantation. En effet, dans ce cas, le retournement de la couche douce entraîne celui de la couche dure par couplages magnétostatiques. Sur la Figure 2.25(a), pour une plus forte épaisseur de couche séparatrice ( $x = 13.2$  nm), le cycle majeur présente deux sauts d'aimantations qui correspondent au retournement successifs des couches douce et dure.

Les interactions magnétostatiques inter-couches ne sont alors plus suffisantes pour engendrer le retournement de la couche dure durant celui de la couche douce. Moyennant le très faible couplage RKKY et peau d'orange, le cycle mineur est centré en champ.

De façon surprenante, la courbe de première aimantation ne présente, elle, qu'un seul saut d'aimantation au lieu de deux sauts successifs correspondant aux champs coercitifs des couches douce et dure. Cela confirme que les couplages magnétostatiques sont encore efficaces, même pour une forte épaisseur de couche séparatrice. Il semble donc qu'à partir de l'état désaimanté, un champ de l'ordre du champ coercitif de la couche douce ne suffise pas à saturer son aimantation. Le champ rayonné par les domaines de la couche dure sur la couche douce est alors suffisant pour stabiliser une structure en domaine répliquée dans la couche douce et ce, au-delà de son champ coercitif.

Les couplages inter-couches nous ont également permis de désaimanter la couche dure qui possède un champ coercitif d'environ 450 Oe, en mettant l'échantillon en rotation dans un champ décroissant d'amplitude maximale de seulement 300 Oe [THO 00].

Sur la Figure 2.25(b) et la Figure 2.25(c), nous observons, comme dans le cas des faibles épaisseurs de couche séparatrice [Figure 2.1(a)], que les cycles d'hystérésis majeurs des systèmes  $2_{13,24}$  et  $1_{13,24}$  présentent deux sauts successifs d'aimantations. Les cycles mineurs sont centrés en champ.

Contrairement au cas précédemment discuté du système  $4_{13,24}$ , les courbes de première aimantation présentent comme attendu deux sauts d'aimantation correspondant à la saturation successive des couches douce et dure. Nous avons en effet vu au paragraphe 2.1.2 que le champ coercitif de la couche douce diminue si le nombre de répétition diminue. La saturation de la couche douce requière alors moins d'énergie Zeeman. Nous notons cependant que le champ nécessaire à saturer la couche douce (environ 200 et 175 Oe pour les systèmes  $2_{13,24}$  et  $1_{13,24}$  respectivement) est supérieur à son champ coercitif (de l'ordre de 100 et 12 Oe respectivement). Cet effet est également attribué au champ rayonné par les domaines de la couche dure sur la couche douce qui favorisent la corrélation des configurations magnétiques des couches.

L'amplitude du premier saut correspond exactement à la moitié de l'aimantation totale de la couche douce.

A partir de l'état désaimanté, nous avons maintenant effectué un cycle d'hystérésis mineur sur la couche douce en appliquant un champ maximum d'amplitude choisie telle que la couche douce est saturée, mais la couche dure reste désaimantée. A partir des courbes de première aimantation présentées sur la Figure 2.25(b) et la Figure 2.25(c), nous voyons que cette condition est réalisée pour  $H = 240$  et  $200$  Oe pour les systèmes  $2_{13,24}$  et  $1_{13,24}$  respectivement. Sur la Figure 2.26, nous avons reporté les cycles d'hystérésis mineurs ainsi obtenus.

Notons que cette condition n'est pas réalisable pour le système  $4_{13,24}$ , puisque les couches douce et dure sont répliquées quel que soit le champ appliqué à partir de l'état désaimanté [Figure 2.25(a)].

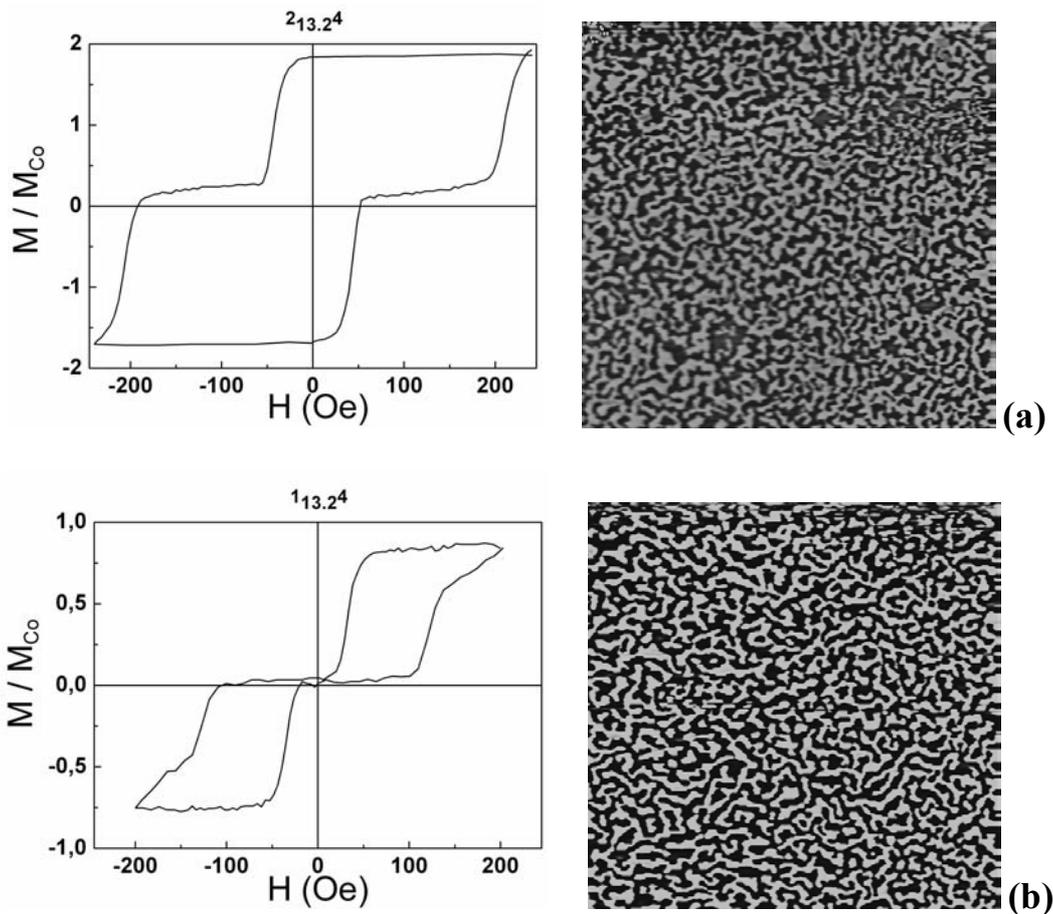


Figure 2.26: Cycles d'hystérésis mineurs effectués sur la couche douce par EHE pour des systèmes de composition  $Si/SiO_2/Pt/[Co/Pt]_n/Pt(13.2)/[Co/Pt]_4$  notés  $n_{13.24}$ , lorsque la couche dure est désaimantée. Les courbes sont normées par rapport à l'aimantation d'une couche de cobalt. Images MFM correspondantes de l'état désaimanté ( $110 \times 110 \mu m^2$ ).

Les cycles mineurs de la Figure 2.26 se composent de deux cycles symétriques, décalés respectivement vers les valeurs de champ positives et négatives. Ces cycles mineurs sont très différents de ceux obtenus Figure 2.25, lorsque la couche dure est saturée.

Notons que l'amplitude totale correspond à l'amplitude donnée par le retournement de toute la couche douce.

Pour le système  $1_{13.24}$ , nous observons une rémanence nulle. Même s'il est possible de saturer la couche douce pour un champ de 200 Oe, cette dernière se désaimante spontanément après suppression du champ. En effet, lorsque la couche dure est désaimantée, il existe un champ rayonné au niveau de la couche douce par les domaines « up » et « down » de la couche dure puisqu'ils sont de taille finie. Ce champ rayonné entraîne un couplage ferromagnétique entre les couches douce et dure et favorise la réplique des domaines de la couche dure dans la couche douce.

Sous champ, les champs rayonnés par les domaines de la couche dure agissent comme des champs de décalage. Le champ engendré par les domaines « up » de la couche dure favorise un décalage du cycle des zones de la couche douce en regard vers les valeurs de champ négatives. En effet, pour retourner ces zones, le champ négatif appliqué doit

contrebalancer le champ coercitif de la couche douce additionné au champ positif rayonné. De même, le champ dû aux domaines « down » engendre un décalage vers les valeurs de champs positives.

Les amplitudes des champs de décalage sont comparables. Comme le champ rayonné dépend de la taille et de la forme des domaines, nous pouvons, à partir de du cycle mineur conclure que les domaines « up » et « down » de la couche dure ont des formes et des tailles similaires. De même, les amplitudes des aimantations des cycles sont identiques. Nous en déduisons que les zones de la couche douce sous influence des champs rayonnés par les domaines « up » et « down » de la couche dure ont même surface et par conséquent que les surfaces totales couvertes par les domaines « up » et « down » sont égales.

Autrement dit, à partir du cycle mineur sur la couche douce, nous pouvons conclure que les domaines « up » et « down » de la couche dure sont symétriques (en taille, en forme et en quantité relative).

Les images MFM de la Figure 2.26 confirment cette interprétation.

Notons que lorsque la couche dure est saturée, le champ qu'elle rayonne au niveau de la couche douce est quasiment nul. Comme nous l'observons sur la Figure 2.25 le cycle mineur sur la couche douce est alors usuel, centré, et présente un saut d'aimantation pour la branche descendante, et un saut pour la branche ascendante.

Remarquons que le champ coercitif de la couche douce dépend fortement de la configuration magnétique de la couche dure. Pour le système  $2_{13,24}$ , il passe de 92 Oe lorsque la couche dure est saturée (Figure 2.25) à 126 Oe lorsqu'elle est désaimantée (Figure 2.26). Pour le système  $1_{13,24}$ , il passe de 12 Oe à 50 Oe.

Partant de  $M = 0$ , pour la branche ascendante, les couches inférieures et supérieures sont en interaction, et la taille des domaines est plus faible que pour la branche descendante, pour laquelle la couche douce est initialement saturée, et pour laquelle cette taille est alors celle d'une couche unique à 4 répétitions (cf. paragraphe 2.2.2). Cette évolution de la taille des domaines évolue en fonction du champ appliqué peut provoquer une légère augmentation du champ coercitif. Pour le système  $1_{13,24}$  par exemple, il est possible de prédire (à partir du modèle que nous discuterons plus en détail par la suite) que cet effet engendre une augmentation du champ coercitif de 10 à 15 Oe, ce qui ne permet pas de rendre compte de l'augmentation observée.

Les domaines de la couche dure sont des barrières à la propagation des parois de la couche douce. Ceci est probablement l'effet prépondérant à l'augmentation du champ coercitif.

Pour le système  $1_{13,24}$ , pour la branche descendante du cycle décalé vers les champs négatifs, et pour la branche ascendante du cycle décalé vers les champs positifs, nous observons une rupture de pente au niveau de la fin du saut d'aimantation [Figure 2.26(b)]. Cette rupture de pente est attribuée à la difficulté d'annihiler les derniers domaines inverses de très faibles dimensions de la couche douce. En effet, la suppression de parois à  $360^\circ$  requière l'apport d'une forte quantité d'énergie Zeeman [BAU 05], [LEM 97].

Il est également possible de sonder différentes configurations magnétiques de la couche dure.

A partir de l'état désaimanté, nous avons effectué des cycles mineurs successifs en appliquant un champ positif maximum ( $H_{\max}$ ) d'amplitude croissante (c'est-à-dire en suivant

la courbe de première aimantation de la Figure 2.25), le champ négatif restant constant. Nous faisons en fait varier l'aimantation relative de la couche dure  $(M/M_S)_{\text{Dure}}$  de 0.5 vers 1 (la couche dure passe donc progressivement d'un état désaimanté à un état monodomaine « up »). Lorsque  $H_{\text{max}}$  augmente, la surface de domaines « up » augmente et celle des domaines « down » diminue.

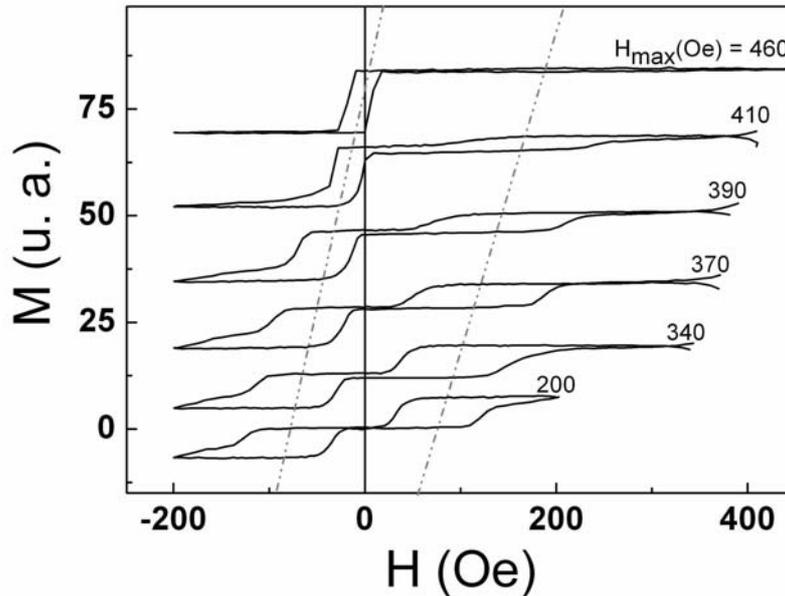


Figure 2.27: Cycles d'hystérésis mineurs effectués sur la couche douce par EHE pour un système de composition Si/SiO<sub>2</sub>/Pt[Co/Pt]<sub>1</sub>/Pt(13.2)/[Co/Pt]<sub>4</sub>, lorsque la couche dure passe progressivement d'un état désaimanté à un état monodomaine. Les traits en pointillés sont des guides pour les yeux. Les cycles ont été artificiellement décalés les uns par rapport aux autres pour faciliter la compréhension.

Les cycles mineurs effectués sur la couche douce pour différents  $H_{\text{max}}$  sont présentés sur la Figure 2.27 pour le système 1<sub>13,2</sub>4 (système pour lequel il est le plus aisé de distinguer les deux cycles). Il est possible de déduire de nombreuses informations sur la configuration de la couche dure à partir de ces cycles mineurs sur la couche douce.

Premièrement, lorsque  $H_{\text{max}}$  augmente, l'aimantation à la rémanence augmente puisque l'aimantation relative de la couche dure augmente. Nous observons également que l'amplitude de l'aimantation du cycle décalé vers les champs positifs diminue alors que celle du cycle décalé vers les champs négatifs augmente. L'amplitude totale reste constante.

Sur la Figure 2.28, nous avons tracé l'évolution de l'aimantation de la couche douce déduite de la Figure 2.27 à partir de la différence relative normée des amplitudes des deux cycles, en fonction de l'aimantation de la couche dure déduite du décalage vertical du cycle mineur à la rémanence.

La correspondance parfaite entre aimantations relatives des couches douce et dure résulte de la réplication de domaine quel que soit la configuration de la couche dure. Ce suivi de l'évolution de la quantité relative des domaines « up » et « down » imprimés dans la couche douce a déjà été observé pour des systèmes à anisotropie planaire [LEW 03], [GID 98], [THO 00].

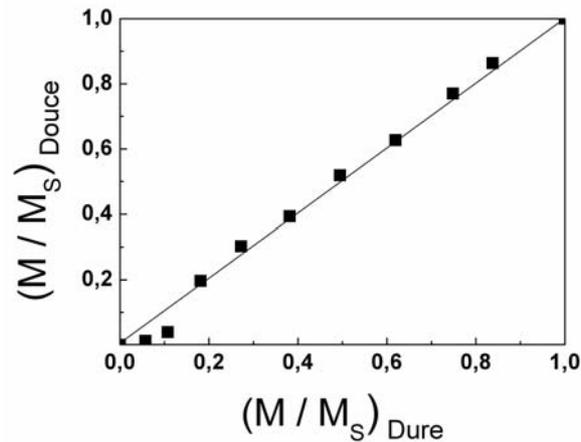


Figure 2.28: Evolution de l'aimantation de la couche douce  $(M/M_S)_{Douce}$  en fonction de l'aimantation de la couche dure  $(M/M_S)_{Dure}$ . Le trait est un guide pour les yeux.

A partir des cycles mineurs de la Figure 2.27, nous observons également une évolution originale des champs de décalage. L'amplitude du cycle décalé vers les champs négatifs décroît et passe de 80 Oe environ à zéro, alors que l'amplitude du cycle décalé vers les champs positifs croît et passe de 80 Oe à 200 Oe environ.

De telles évolutions opposées des champs de décalage des deux cycles, sont attribuées à l'évolution de la taille des domaines « up » et « down ». Lorsque  $(M/M_S)_{Dure}$  augmente, la taille des domaines « up » (domaines responsables du décalage de cycle vers les champs négatifs) augmente. Le champ rayonné par un domaine de taille finie diminue si la taille du domaine augmente. Il devient nul dans le cas limite d'un domaine de taille infinie. Il en résulte que l'amplitude du champ de décalage négatif diminue lorsque  $(M/M_S)_{Dure}$  augmente, et tend vers zéro lorsque la couche dure est saturée.

En contrepartie, lorsque  $(M/M_S)_{Dure}$  augmente, la taille des domaines « down » diminue, et par conséquent l'amplitude du champ de décalage positif augmente. Dans le cas limite pour lequel la couche est saturée, c'est à dire lorsque les domaines « down » de la couche dure ont été annihilés, l'amplitude devient nulle.

Sur la Figure 2.29, nous avons tracés les évolutions des amplitudes de ces champs avec l'aimantation relative de la couche dure  $[(M/M_S)_{Dure}]$ . La branche supérieure correspond au décalage positif, et la branche inférieure au décalage négatif.

Il est possible de calculer théoriquement l'évolution des champs rayonnés par les domaines « up » et « down » en fonction de l'aimantation relative de la couche dure.

Pour ce faire, nous avons utilisé un modèle simplifié pour lequel nous considérons un réseau périodique (de période  $P$ ) de bandes « up » et « down » infiniment longues et parallèles. Lorsque l'aimantation de la couche dure augmente, les domaines « up » croissent et passe d'une taille  $P/2$  à  $P$ , alors que les domaines « down » décroissent d'une taille  $P/2$  à zéro.

Nous avons utilisé l'approximation des plaques chargées présentée dans l'Annexe 2. Le système est donc représenté par un réseau périodique de potentiels  $+V$  et  $-V$ . D'après le théorème de superposition, cette configuration est équivalente à un réseau périodique de potentiels  $+2V$  (superposé à une couche continue de potentiel  $V$ , et dont le champ rayonné est négligeable). Chaque potentiel (c'est-à-dire chaque domaine) est le résultat d'un empilement de 4 paires de plaques chargées alternativement positivement et négativement, chaque pair de

plaque représentant une des 4 sous-couches de cobalt qui constituent la couche dure. Le potentiel en un point dépend de la période, de la taille du domaine, de l'épaisseur de cobalt, et des coordonnées spatiales du point considéré. Le champ rayonné en tout point selon la direction perpendiculaire ( $x$ ) à la couche est donné par :

$$H_x = -2.M_S.\sum dV/dx,$$

avec  $M_S$  l'aimantation du cobalt.

Les champs rayonnés (moyennés sur toute l'extension latérale du domaine) sont ceux créés par la couche dure et ressentis au niveau de l'interface supérieure de cobalt de la couche douce.

En première approximation, la période est considérée constante quelle que soit l'aimantation de la couche dure. Elle est déduite de la transformée de Fourier de l'image MFM (comme discuté au paragraphe 2.1.2) de la Figure 2.26(b) et vaut environ 3200 nm.

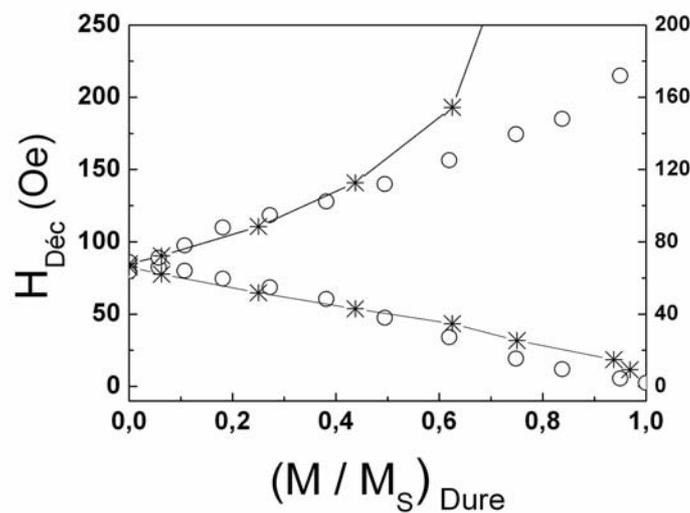


Figure 2.29: Evolution des amplitudes des champs de décalage  $H_{D\acute{e}c}$  en fonction de l'aimantation de la couche dure  $(M/M_S)_{Dure}$ . Le trait donne l'évolution des champs rayonnés calculés pour les domaines « up » et « down »..

La configuration prise en compte dans le modèle étant relativement différente de la morphologie réelle des domaines [images MFM de la Figure 2.26(b)], les résultats des calculs sont normés sur les valeurs expérimentales pour  $M = 0$  (c'est-à-dire avec un facteur 1.25), et sont tracés en ligne continue sur la Figure 2.29. Nous observons un très bon accord avec les résultats expérimentaux jusqu'à  $M/M_S = 0.5$  pour la branche supérieure. Cela confirme le fait que les champs de décalage sont directement reliés au champ rayonné par la couche dure sur la couche douce.

Au-delà de  $M/M_S = 0.5$ , le champ rayonné calculé croît plus rapidement que le décalage mesuré. Il est très probable que lorsque l'on atteint un état pour lequel les domaines minoritaires deviennent très petits, la configuration obtenue n'est plus une alternance de lignes fines avec des lignes beaucoup plus larges. Même dans ce cas très simplifié, il est également possible que certaines de ces lignes fines s'annihilent avant d'autres, ce qui augmenterait la période et résulterait en une diminution du champ rayonné calculé.

Enfin, la Figure 2.30 permet d'illustrer à la fois la variété des configurations de domaines que l'on peut obtenir grâce à diverses procédures de désaimantation, et la grande sensibilité des cycles mineurs correspondants à ces configurations de la couche dure.

Sur la Figure 2.30(a), l'échantillon est désaimanté par application d'un champ planaire de 12 kOe suffisant à saturer la couche dure. L'image MFM, bien que similaire à l'image de la Figure 2.26(b) donne des tailles caractéristiques de domaines plus petites : 900 nm, au lieu de 1600 nm précédemment. Le cycle mineur correspondant est encore symétrique en aimantation et en champ, mais l'amplitude des champs de décalage est de 120 Oe environ au lieu de 80 Oe précédemment. Cette augmentation de 50 % du champ de décalage est en parfait accord avec l'augmentation des champs rayonnés déduits du modèle qui prédit une variation de champ de 70 à 105 Oe, comme présenté sur la Figure 2.31.

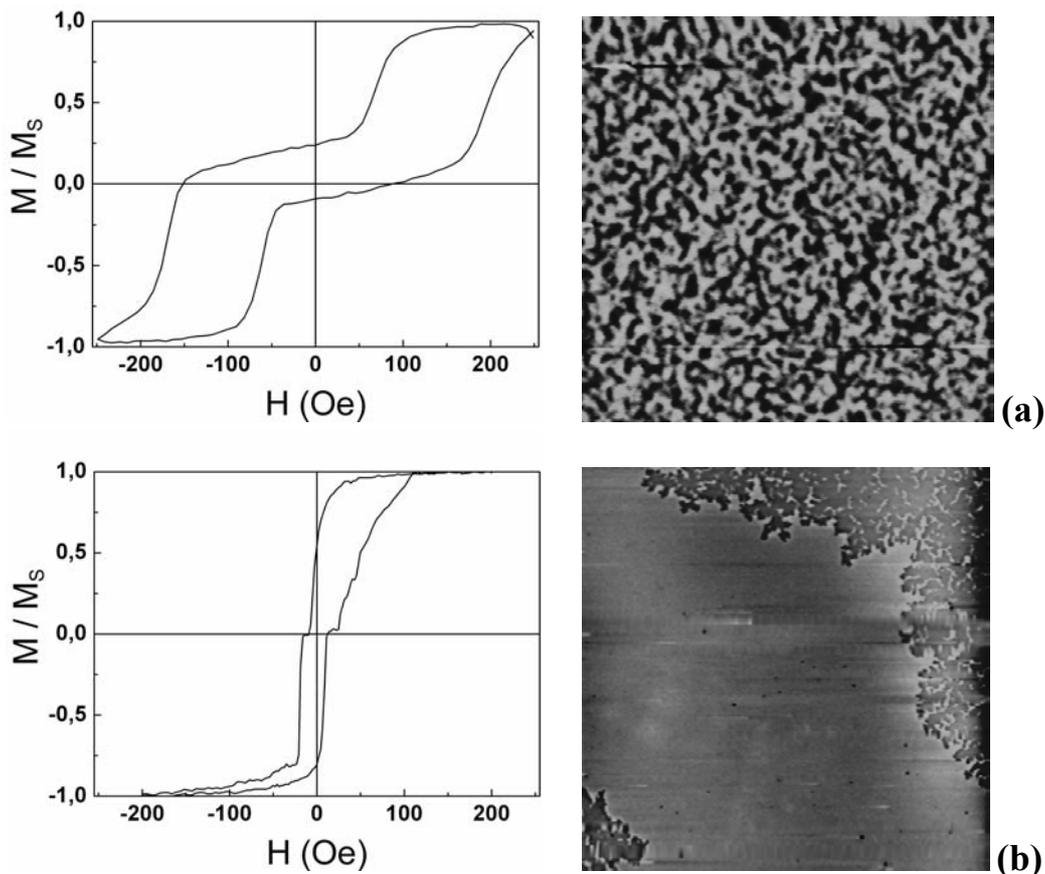


Figure 2.30: Cycles d'hystérésis mineurs effectués sur la couche douce par EHE pour un système de composition  $Si/SiO_2/Pt/[Co/Pt]_1Pt(13.2)/[Co/Pt]_4$ , et images MFM correspondantes à la rémanence, (a) après désaimantation sous champ saturant planaire (image de  $25 \times 25 \mu m^2$ ) et (b) après désaimantation au coercitif (image de  $110 \times 110 \mu m^2$ ).

Sur la Figure 2.30(b), la désaimantation est effectuée en saturant l'échantillon selon un champ perpendiculaire négatif, puis en appliquant un champ positif égal au champ coercitif de la couche dure. L'image MFM n'est plus symétrique et fait ressortir de grands domaines blancs et des domaines noirs d'apparence plus dendritique. Les cycles mineurs correspondants, bien que symétriques en amplitude ne sont plus symétriques en champ. Le cycle décalé vers les champs négatifs se décompose en deux parties et donne l'information sur les domaines clairs. La partie de plus grande amplitude et faiblement décalée en champs

correspond aux grands domaines uniformes. La traînée jusqu'à des champs de l'ordre de 200 Oe, et de plus faible amplitude, est attribuée à la présence des petits filaments que l'on peut observer à l'intérieur des domaines noirs sur l'image MFM. Le cycle décalé vers les champs positifs correspond aux domaines noirs et présente une transition plus graduelle jusqu'à des champs de 100 Oe.

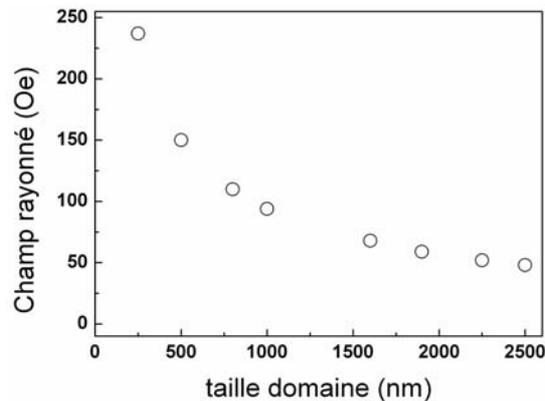


Figure 2.31: Evolution du champ rayonné par la couche dure à 4 répétitions en surface de la couche douce, en fonction de la taille des domaines, pour  $M = 0$ .

Nous pouvons noter que pour des systèmes à anisotropie perpendiculaire, la réplication est engendrée par la taille finie des domaines et est due au champ rayonné au niveau des domaines aux mêmes. La variation de ce champ avec la taille des domaines est alors significative. Cela nous a permis de montrer pour la première fois qu'il est possible de suivre l'évolution de la taille des domaines via les décalages des deux cycles qui constituent le cycle mineur de la couche dure.

*En conclusion, nous avons montré qu'il est possible de sonder les configurations magnétiques d'une couche dure à partir des cycles mineurs d'une couche douce mise en interaction magnétostatique avec cette dernière, et ce grâce aux forts champs rayonnés par les domaines de la couche dure au niveau de la couche douce [ROD 05].*

*Jusqu'à présent, seules des techniques du type MFM ou microscopie MOKE permettaient d'accéder aux configurations magnétiques locales (de quelques dizaines de nanomètres à quelques millimètres) de la couche dure, en l'absence de couche douce. A noter que la taille de la zone sondée est dans notre cas déterminée par les dimensions de la couche douce. Il est donc possible d'effectuer une mesure macroscopique sur toute la couche dure ou même une mesure locale.*

*Notons cependant qu'une interprétation quantitative plus fine des résultats requière l'utilisation de modèles plus sophistiqués. Remarquons également que dans le cas étudié, du fait de l'interaction réciproque entre les couches, la couche douce perturbe légèrement la taille des domaines de la couche dure, comme nous l'avons évoqué au paragraphe 2.2.2. Cet effet réciproque est analogue aux interactions pointe-échantillon dans le cas d'une mesure par MFM. Dans notre cas, cet effet pourrait être minimisé en augmentant l'aimantation de la sonde (c'est à dire de la couche douce) et/ou l'espacement entre les couches douce et dure, afin de se placer dans un régime pour lequel la taille des domaines ne dépend quasiment plus de l'aimantation totale des couches (cf. paragraphes 2.1.2 et 2.2.2).*



## Chapitre 3

### Réseaux de plots multiniveaux pour l'enregistrement magnétique ultra-haute densité.

Comme nous l'avons évoqué au cours de l'introduction, un confinement des couches magnétiques a pour effet une redistribution du poids relatif des énergies mises en jeu dans les systèmes magnétiques (énergie d'échange, énergie d'anisotropie, énergie magnétostatique intra-nanostructure mais également inter-nanostructures, énergie d'activation thermique...) [BOB 04a]. Nous allons étudier l'influence de paramètres qui interviennent à présent dans les couplages magnétostatiques sur le bon fonctionnement de futurs dispositifs discrets FM/NM/FM multicoercitifs. Nous présenterons également des simulations concernant la possibilité d'écrire puis de lire de l'information sur media discrets multiniveaux.

#### 3.1. Couplages intra-plot.

Dans l'optique de réaliser des systèmes multiniveaux pour lesquels les niveaux de stockage sont équidistants en amplitude, nous avons concentré notre étude sur des empilements de Si/SiO<sub>2</sub>/Pt/[Co/Pt]<sub>2</sub>/Pt(2.2nm)/[Co/Pt]<sub>4</sub>. Rappelons que nous avons fixé l'épaisseur de la couche séparatrice de platine égale à 2.2 nm. La couche de cobalt supérieure de la multicouche à 2 répétitions est ainsi séparée de la couche inférieure de la multicouche à 4 répétitions par 4 nm de platine (2.2 + 1.8 nm). Cette épaisseur est suffisante, en couche continue, pour réduire les effets de couplage RKKY et peau d'orange d'une part (cf. paragraphe 2.1.3), et suffisamment faible pour que les matériaux déposés reproduisent le plus fidèlement possible la géométrie des nanostructures d'autre part.

Les couches ont été déposées sur réseaux de plots de silicium pré-gravés de géométries variables (cf. paragraphe 1.4). Les dimensions des plots sont : 100×100, 200×200 et 400×100 nm<sup>2</sup>. Pour chaque surface de plot, trois géométries de réseaux ont été réalisées avec un espacement bord à bord entre plots voisins de 50, 100 et 200 nm. La hauteur des plots est égale à 300 nm. La zone gravée possède une surface de 1×0.1 mm<sup>2</sup>. Un réseau 90/110/300 (même notations qu'au paragraphe 1.4) pour lequel la surface gravée vaut 1 mm<sup>2</sup> vient compléter cette série d'échantillons. Les conditions de dépôts sont les mêmes que pour les couches continues (cf. paragraphe 2.1).

Comme nous le justifierons par la suite, étant donné la géométrie du réseau de plots (quelques dizaines de Gplot.pouce<sup>-2</sup>), le champ dipolaire inter-plots rayonné par les plots voisins sur un plot est de quelques dizaines d'Oersteds, c'est à dire négligeable devant les effets que nous allons discuter.

Nous sommes allés réaliser la majorité des mesures PMOKE présentées dans ce paragraphe 3.1 au Laboratoire de Physique des Solides (LPS) d'Orsay avec l'aide de l'équipe d'Optique des Solides (OPTSOL).

Un cycle d'hystérésis majeur typique réalisé par PMOKE est tracé Figure 3.1. Chaque branche du cycle fait ressortir quatre sauts d'aimantation, alors que nous étudions un système à quatre niveaux qui devrait, comme précédemment, présenter deux sauts d'aimantation pour chaque branche. L'incidence quasiment verticale du faisceau PMOKE permet en fait de sonder le retournement d'aimantation des couches de Pt/[Co/Pt]<sub>2</sub>/Pt(2.2nm)/[Co/Pt]<sub>4</sub> multiniveaux déposées sur le sommet des nanostructures, mais également dans le fond des tranchées.

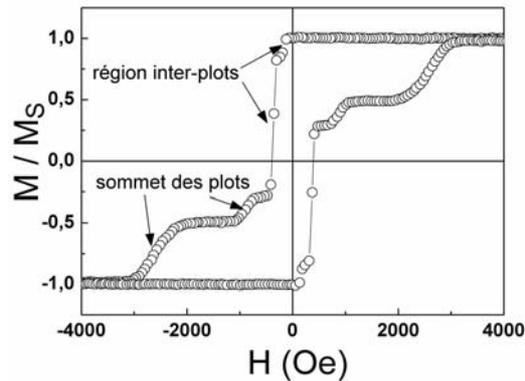


Figure 3.1: Cycle d'hystérésis mesuré par PMOKE ( $\lambda = 543.5$  nm) à température ambiante pour un réseau de plots  $400 \times 100 / 100 / 300$  de composition Si/SiO<sub>2</sub>/Pt/[Co/Pt]<sub>2</sub>/Pt/[Co/Pt]<sub>4</sub>.

Les deux premiers sauts de chaque branche autour de 150 Oe et 360 Oe correspondent au retournement de l'aimantation des couches inférieure douce et supérieure dure de la zone inter-plots (tranchées). Pour la même dynamique de 500 Oe.s<sup>-1</sup>, la zone inter-plots présente en effet des champs coercitifs à peine supérieurs à ceux mesurés sur couche continue. Cette légère augmentation de la coercitivité peut être attribuée au rôle de barrière à la propagation des parois joué par la base des piliers de silicium.

Le troisième ( $H_{R,Douce} = 900$  Oe) et le quatrième ( $H_{R,Dure} = 2600$  Oe) sauts correspondent au retournement de l'aimantation des couches inférieure douce et supérieure dure respectivement, déposées sur le sommet des plots. La très forte augmentation des champs de retournement mesurés pour les nanostructures par rapport aux couches continues est usuelle pour les systèmes à anisotropie perpendiculaire. L'ordre de grandeur des champs coercitifs sur les plots satisfait alors aux critères d'écriture et de stabilité détaillés au Chapitre 1. Une telle augmentation de coercitivité est due à la réduction significative du nombre de centres de nucléation effectifs sur les nanostructures (avec des dimensions latérales de l'ordre de la centaine de nanomètres dans notre cas) par rapport aux couches continues. Il a été notamment montré que le retournement d'aimantation de multicouches nanostructurées est bien décrit par une loi d'activation inversement proportionnelle au champ, dans l'hypothèse où chaque plot comporte un unique centre de nucléation [MOR 05a]. Nous observons également une large distribution de champs de retournement, attribuée aux détails fins de la géométrie des plots, comme par exemple la forme exacte des coins, principaux centres de nucléation et qui diffèrent d'un plot à un autre [LAN 00].

Notons que les rapports des amplitudes PMOKE des différentes contributions observées sur la Figure 3.1 ne sont pas en accord avec les valeurs nominales attendues.

Pour une région donnée (sommet des plots ou tranchées) l'amplitude de la transition correspondant à la couche inférieure douce à 2 répétitions doit être nominalement deux fois

plus grande que celle correspondant à la couche supérieure dure à 4 répétitions. L'écart observé par rapport aux valeurs nominales (Figure 3.1) est usuellement attribué aux différences d'absorptions et de transmissions du faisceau laser selon que l'on sonde la couche inférieure ou la couche supérieure, ou encore au phénomène d'interférences [FER 01].

L'amplitude du signal total (couche douce et dure) correspondant aux tranchées par rapport à celle correspondant au sommet des plots s'écarte également de la valeur nominale. La direction d'incidence du faisceau laser ne peut en fait pas être rigoureusement perpendiculaire à la surface de l'échantillon. Il en résulte qu'une partie de la zone inter-plots est masquée via des effets d'ombrages des plots eux-mêmes. Nous avons également montré que les amplitudes relatives des différentes contributions (tranchées et sommet des plots) sont tributaires de la longueur d'onde utilisée, laissant également penser à des effets d'interférences [FER 01].

Selon la longueur d'onde sélectionnée, il est possible de faire varier l'amplitude relative du signal correspondant à la réponse des zones inter-plots par rapport au signal correspondant à la réponse des plots (signal qui nous intéresse). Sur la Figure 3.2, nous montrons deux cas limites pour lesquels nous avons soit éliminé le signal correspondant aux tranchées en passant d'une longueur d'onde à une autre pour une certaine géométrie de réseau [Figure 3.2(a)], soit éliminé le signal correspondant aux plots pour une autre géométrie de réseau [Figure 3.2(b)].

Remarquons que dans le cas de la Figure 3.2(a), les signaux caractéristiques du sommet des plots et de la zone inter-plots présentent des rotations Kerr de sens opposés.

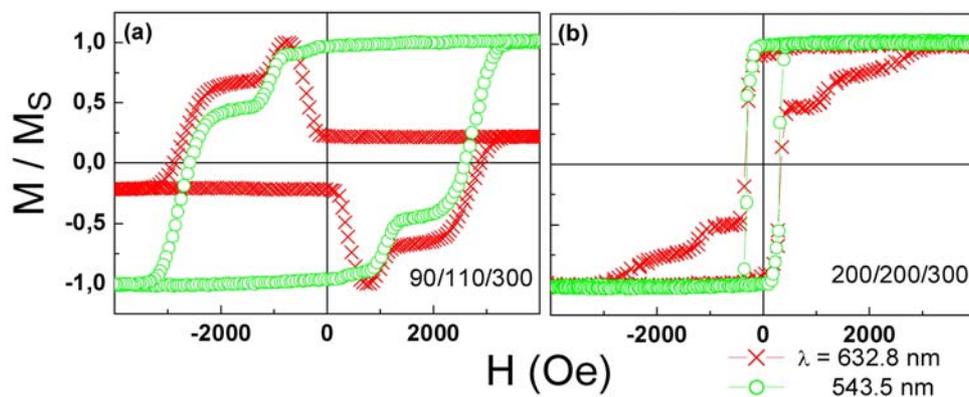


Figure 3.2: Cycles d'hystérésis mesurés à température ambiante par PMOKE pour deux longueurs d'ondes et pour des réseaux de plots 90/110/300 et 200/200/300 de composition  $\text{Si/SiO}_2/\text{Pt}[\text{Co/Pt}]_2/\text{Pt}[\text{Co/Pt}]_4$ .

Des mesures de cycle d'hystérésis par magnétométrie SQUID (avec une résolution de l'ordre de  $10^{-7}$  emu) permettent de s'affranchir de ces artefacts de mesure optique. Elles nous ont permis de confirmer le bon accord entre les amplitudes des différentes transitions avec les valeurs nominales attendues (Figure 3.3). Le signal mesuré pour les tranchées est de l'ordre de 70% du signal total, au lieu des 80% attendus pour la géométrie 90/110. Le rapport des amplitudes entre couche douce et couche dure est cependant plus délicat à déterminer à cause du chevauchement des distributions de champs coercitifs, qui sont d'ailleurs accentuées par la faible dynamique associée à la mesure SQUID.

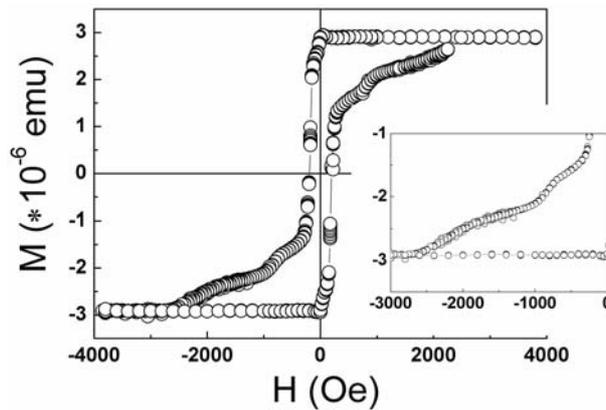


Figure 3.3: Cycle d'hystérésis à température ambiante par SQUID pour un réseau de plots 90/110/300 de composition Si/SiO<sub>2</sub>/Pt/[Co/Pt]<sub>2</sub>/Pt/[Co/Pt]<sub>4</sub>. L'insert est un agrandissement de la contribution du sommet des plots.

Nous avons également effectué des cycles d'hystérésis mineurs. Sur la Figure 3.4(a) sont tracés les cycles d'hystérésis majeurs et mineurs mesurés par PMOKE pour la géométrie 400×100/100/300. Aux plus faibles champs, nous observons les cycles majeurs et mineurs qui correspondent aux tranchées. Aux plus forts champs, nous observons le signal des plots qui nous intéresse. Sur la Figure 3.4(b), afin de faciliter la compréhension des cycles, nous avons isolé la contribution du signal des plots en retranchant artificiellement le signal des tranchées.

A partir de cette Figure, nous observons un très fort décalage du cycle mineur vers les champs négatifs ( $H_{D\acute{e}c}$ ). Ce décalage de l'ordre de plusieurs centaines d'Oersteds favorise donc un alignement ferromagnétique des aimantations des couches douce et dure.

Contrairement à ce que nous avons *a priori* déduit des transitions d'aimantations observées sur les cycles majeurs ( $H_{R,Douce}$  et  $H_{R,Dure}$ ), il semble que le champ coercitif de la couche douce ne soit pas très fortement augmenté par rapport à celui de la couche continue qui est de l'ordre de 100 Oe. En effet, d'après la Figure 3.4(b), le champ coercitif de la couche douce corrigé du fort champ de décalage avoisine les 300 Oe ( $H_{C,Douce} = H_{R,Douce} - H_{D\acute{e}c}$ ) pour le réseau 400×100/100/300. Nous reviendrons par la suite sur l'augmentation relative de la coercitivité de la couche dure et douce par rapport à la couche continue, après avoir mieux compris la nature du fort décalage des cycles mineurs.

Les états intermédiaires « up-down » et « down-up » ne sont pas stables en champ nul puisque le champ de décalage  $H_{D\acute{e}c}$  (d'environ 550 Oe) est supérieur au champ coercitif de la couche douce de tous les plots.

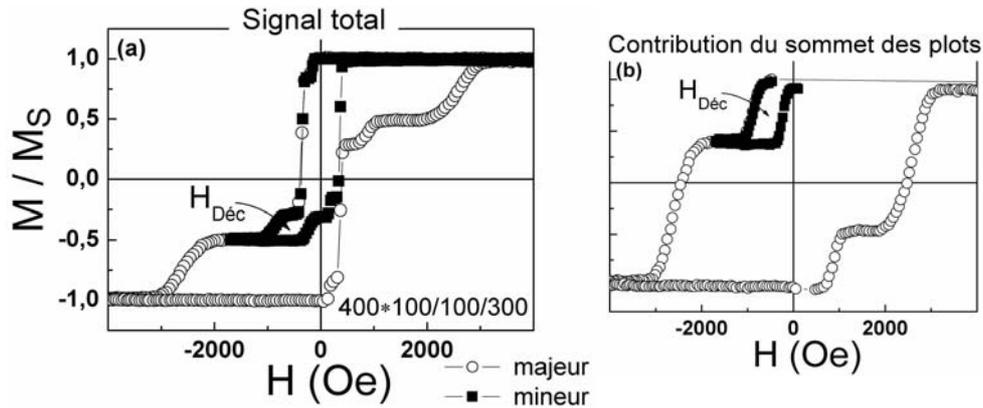


Figure 3.4: Cycles d'hystérésis majeur et mineur mesurés à température ambiante par PMOKE pour un réseau de plots  $400 \times 100 / 100 / 300$  de composition  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  (a). Cycles correspondants pour lequel le signal des tranchées a été artificiellement supprimé (b).

La Figure 3.5 est une image MFM à la rémanence, effectuée après saturation en champ positif, puis application d'un champ négatif d'amplitude légèrement inférieure à  $H_{R,Dure}$  ( $H = -2200$  Oe). Etant donné que la taille d'équilibre des domaines des couches douce et dure de [Co/Pt] est supérieure au micron (comme discuté au paragraphe 2.1.2), c'est à dire bien supérieure aux dimensions des plots, les nanostructures présentent des configurations monodomaines [LAN 01], [MOR 03].

L'image MFM fait ressortir deux contrastes qui correspondent aux configurations « up-up » en blanc et « down-down » en noir. En effet, durant l'application du champ négatif, une majorité de plots est dans l'état intermédiaire « up-down » puisque le champ appliqué est supérieur au champ de retournement de la couche douce de tous les plots, et une partie des plots est dans l'état « down-down » (étant donné la distribution de champs de retournements, le champ appliqué est supérieur au champ de retournement de la couche dure pour une partie des plots seulement). De retour en champ nul, tous les plots qui étaient dans la configuration intermédiaire sont de nouveau saturés « up-up » (le champ de retournement de la branche ascendante de la couche douce étant négatif). Les plots « down-down » restent dans le même état qu'en champ négatif.

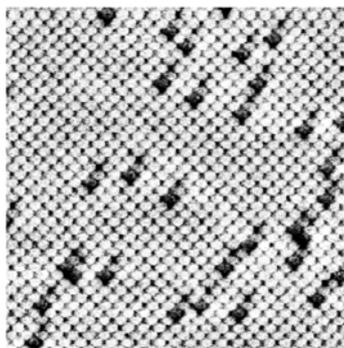


Figure 3.5: Image MFM à la rémanence pour un réseau de plots  $100 / 100 / 300$  de composition  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  suite à l'application d'un champ positif saturant puis d'un champ de  $-2200$  Oe. La taille de l'image est  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ .

Contrairement au cas des couches continues monodomains discuté au paragraphe 2.1.3, l'origine principale du décalage du cycle mineur ne provient pas de couplages inter-couches RKKY ou par effet peau d'orange qui ne suffisent pas à rendre compte d'un si fort champ  $H_{D\acute{e}c}$ . Toujours en comparaison avec le cas des couches continues dans un état uniformément aimanté, le champ rayonné par une couche sur l'autre n'est plus nul, étant donné la taille finie des nanostructures. Ce champ magnétostatique est la cause principale du décalage du cycle. La réduction du champ  $H_{D\acute{e}c}$  lorsque la taille des nanostructures (Figure 3.6) augmente le confirme. En effet, le champ rayonné par un domaine de taille finie est non nul, et diminue lorsque sa taille augmente. Il s'annule dans le cas limite d'un domaine de taille infinie.

Suivant ce raisonnement, le champ de décalage est approximativement le champ rayonné par la couche dure sur la couche douce. Les profils tridimensionnels des champs rayonnés par la couche dure saturée « up » au niveau de la surface supérieure de la couche douce, là où le champ est maximum, sont donnés Figure 3.7 pour des plots de surface  $90\times 90$  et  $400\times 100$  nm<sup>2</sup>. Ces calculs ont été réalisés dans l'approximation de plaques uniformément chargées. Ils sont présentés dans l'Annexe 2. Il apparaît que le maximum de champ rayonné est localisé au niveau des coins des plots (i. e. où le nombre de coordinations est minimum). Sur la Figure 3.6, nous avons reporté le maximum de champ rayonné par la couche dure, c'est à dire dans les coins des plots, au niveau de la surface supérieure de la couche douce, surface la plus proche de la couche dure. Ce calcul fournit le bon ordre de grandeur du champ  $H_{D\acute{e}c}$ .

Remarquons tout de même que le retournement de l'aimantation de la couche douce n'est pas forcément initié au coin des plots, là où le champ rayonné par la couche dure est maximum. En effet, il existe une distribution spatiale de barrières d'énergies dans la couche douce, à cause de l'inhomogénéité de la couche due par exemple à des impuretés, à la rugosité, ou encore à la forme des bords. Il peut donc y avoir des barrières d'énergies plus basses à d'autres endroits qu'aux coins des plots et il est possible que localement, un champ inférieur au champ maximum calculé pour le bord des plots suffise à nucléer un domaine inverse dans la couche douce. Cela pourrait expliquer le fait que le champ calculé pour les plots de surface  $400\times 100$  nm<sup>2</sup> espacés de 100 ou 200 nm soit plus important que le champ de décalage mesuré. Il est également possible que la zone d'action du champ maximum rayonné ne soit pas suffisamment étendue, et ne suffise pas à surpasser l'énergie de création de paroi. Le champ rayonné efficace est alors plus faible que le champ maximum reporté Figure 3.6.

Au contraire, pour les plots de surface  $100\times 100$  nm<sup>2</sup> espacés de 200 ou 50 nm (notés 100/200 et 100/50 comme défini au paragraphe 1.4), le champ calculé avoisine les 800 Oe et est donc inférieur au champ mesuré. Les interactions dipolaires inter-plots pourraient également contribuer à favoriser un alignement ferromagnétique des couches douce et dure. Cependant, la prise en compte de ces interactions dipolaires inter-plots [AIG 98] dans le calcul du champ total rayonné au niveau de la couche douce ne modifie quasiment pas les valeurs de champ  $H_{D\acute{e}c}$  calculées. En effet, comme nous le discuterons par la suite, aux densités étudiées, de l'ordre de quelques dizaines de Gbit.pouce<sup>-2</sup>, les champs dipolaires inter-plots ne dépassent pas les quelques dizaines d'Oesteds. Du fait de l'extension finie des nanostructures, il est également possible que le terme de couplage par effet peau d'orange soit fortement augmenté par rapport à la couche continue, notamment sur les coins des plots, là où le nombre de coordinations est minimum, ce qui pourrait expliquer la différence entre champ calculé et champ mesuré.

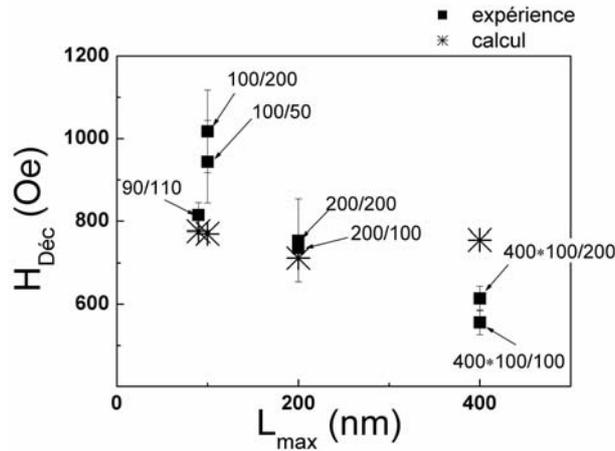


Figure 3.6: Evolution du champ de décalage,  $H_{D\acute{e}c}$ , en fonction de la plus grande dimension latérale,  $L_{max}$  de plots de composition  $Si/SiO_2/Pt/[Co/Pt]_2/Pt/[Co/Pt]_4$ .

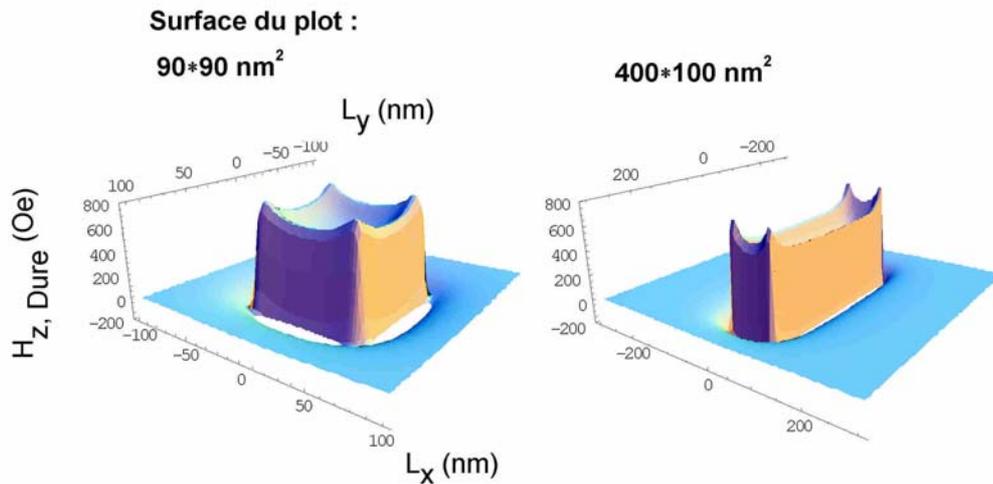


Figure 3.7: Profil tridimensionnel du champ  $H_{Z,Dure}$  rayonné par la couche supérieure dure en surface de la couche inférieure douce, pour des plots de composition  $Si/SiO_2/Pt/[Co/Pt]_2/Pt/[Co/Pt]_4$ .

Par le même type de calculs, il est possible d'estimer le champ rayonné par la couche douce sur la couche dure. Par exemple, pour les plots de surface  $400 \times 100 \text{ nm}^2$ , on trouve un champ rayonné de l'ordre de 500 Oe. Le couplage magnétostatique inter-couches, intra-plots favorise toujours un alignement ferromagnétique des aimantations des couches douce et dure. Le champ coercitif de la couche dure est donc de l'ordre de 3100 Oe [ $H_{C,Dure} = H_{R,Dure} + 500$  (Oe)]. Le champ coercitif de la couche dure pour les plots ( $\sim 3100$  Oe) est alors augmenté d'un facteur 10 environ par rapport à celui de la couche continue ( $\sim 360$  Oe), alors que le champ coercitif de la couche douce des plots ( $\sim 300$  Oe) n'est augmenté que d'un facteur 3 par rapport à celui de la couche continue ( $\sim 100$  Oe). D'après les rugosités relatives des parois de domaines des couches continues douce et dure, nous avons déduit que la couche continue dure possède de gros défauts extrinsèques, au contraire de la couche douce [WIE soumis]. Les effets (comme par exemple l'augmentation de la coercitivité) de la réduction du nombre de défauts, et donc de centres de nucléation, suite au confinement des couches est donc

probablement plus prononcé dans le cas de la couche dure par rapport à la couche douce. Ceci pourrait expliquer le plus fort renforcement de la coercitivité de la couche dure par rapport à la couche douce, pour les nanostructures.

Constatons que le champ rayonné par une couche est proportionnel à son aimantation à saturation. La comparaison des évolutions thermiques, par exemple, de l'aimantation à saturation de la couche dure et du champ de décalage est donc une manière de conforter ou non le fait que le décalage du cycle mineur puisse être attribué au champ rayonné par la couche dure sur la couche douce. Sur la Figure 3.8, nous avons tracé les évolutions de l'aimantation à saturation des couches ainsi que du champ de décalage en fonction de la température, à partir de mesures PMOKE.

Pour les cycles d'hystérésis mesurés à basse température, nous avons pu, avec le banc PMOKE à notre disposition éliminer le signal des tranchées en choisissant une longueur d'onde appropriée, comme nous l'avons discuté précédemment. Pour les mesures à haute température, nous n'avons pas pu éliminer cette contribution. La forte contribution du signal des tranchées par rapport au signal du sommet des plots ne nous a pas permis de distinguer précisément l'aimantation de la couche douce par rapport à celle de la couche dure [Figure 3.8(a)]. Nous pouvons cependant considérer que les aimantations des couches douce et dure suivent la même évolution thermique. Cette hypothèse a été vérifiée pour les couches continues, comme nous pouvons le constater à partir de la Figure 3.9.

Dans l'approximation de la loi de Bloch basée sur l'excitation thermique des magnons [KIT 98], l'aimantation à saturation d'un ferromagnétique suit la loi suivante :

$$M_s[T] = M_s[0K] \times \{1 - B_1 \times T^{3/2}\}.$$

De l'ajustement des données expérimentales de la Figure 3.8(a) avec cette loi de Bloch, nous déduisons que la température de Curie,  $T_C$ , des couches est de l'ordre de 610K. Cette température est en bon accord avec l'ordre de grandeur déduit de l'ajustement de Kaplan au paragraphe 2.1.2.

La pente  $B_1$  de la courbe est reliée au paramètre d'échange,  $A_{\text{éch}}$  ( $B \propto A_{\text{éch}}^{-3/2}$ ) [KIT 98]. A partir de l'ajustement, nous trouvons  $B_1 \sim 6.66 \times 10^{-5} \text{ K}^{-3/2}$  et nous en déduisons  $A_{\text{éch}} \sim 2.6 \times 10^{-7} \text{ erg.cm}^{-1}$ .

Les valeurs du paramètre  $A_{\text{éch}}$  et par conséquent de la température  $T_C$  que nous avons mesurées sont bien plus faibles que celles du matériau massif. En effet, l'environnement atomique local diffère de façon notable entre une couche mince et une couche plus épaisse. Yua *et al* [YUA 03] ont notamment observé une augmentation de la pente  $B$  avec l'épaisseur  $t_{\text{Co}}$  (ou autrement dit une diminution de  $A_{\text{éch}}$  quand  $t_{\text{Co}}$  augmente) pour des multicouches de [Co/Pt] similaires aux nôtres. Notons que les valeurs du paramètre  $A_{\text{éch}}$  et de la température  $T_C$  que nous avons mesurées sont en accord avec les données de  $A_{\text{éch}}$  et de  $T_C$  de la littérature [MOR 03], [YUA 03].

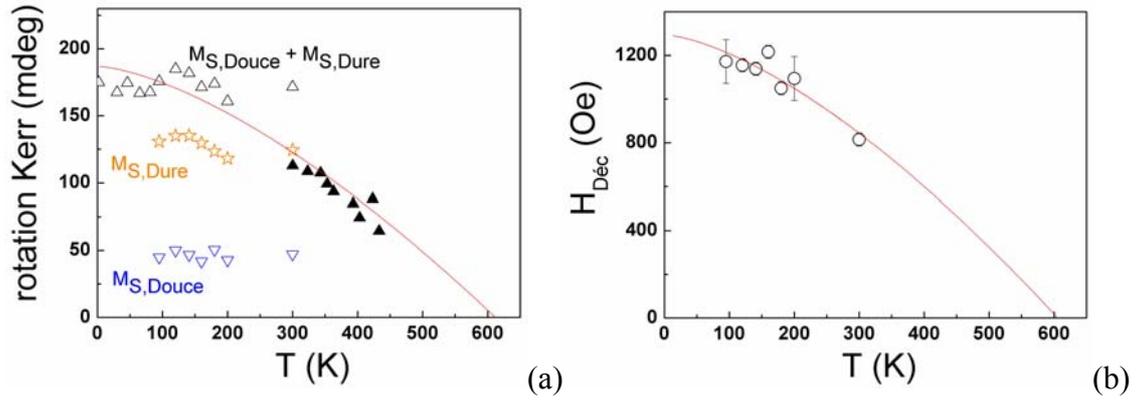


Figure 3.8: (a) Evolution de la rotation Kerr en fonction de la température,  $T$ , pour les couches inférieure  $M_{s,Douce}$  et supérieure  $M_{s,Dure}$  de l'empilement de  $Si/SiO_2/Pt/[Co/Pt]_2/Pt/[Co/Pt]_4$  pour des plots 90/110/300. Les symboles pleins correspondent à des mesures renormées effectuées avec un autre PMOKE (à partir des valeurs 0K). (b) Evolution du champ de décalage,  $H_{D\acute{e}c}$ , déduit de mesures de cycles par PMOKE, en fonction de la température,  $T$ . Les traits pleins sont des ajustements en  $T^{3/2}$ .

Notons que la loi de Bloch n'est pas vérifiée dans le cas de toutes les couches minces [BOB 04a]. Certains auteurs rapportent même un écart à cette loi pour les très basses températures [DEL 05]. Remarquons qu'au de là de 400K les mesures ne sont probablement pas significatives de l'état que nous avons étudié puisque nous avons observé des indices de modifications structurales des couches à partir de cette température. Notons enfin que les mesures effectuées avec les différents PMOKE ont été renormées l'une par rapport à l'autre à partir des valeurs obtenues à 0K suite à un ajustement en  $T^{3/2}$  [YUA 03].

Sur la Figure 3.8(b), nous avons également ajusté les valeurs expérimentales du champ de décalage avec une loi en  $T^{3/2}$  de la forme :

$$H_{D\acute{e}c}[T] = H_{D\acute{e}c}[0K] \times \{1 - B_2 \times T^{3/2}\}.$$

La valeur de la pente  $B_2$  (et donc du paramètre d'échange et de la température de Curie) déduite de l'ajustement des données expérimentales avec cette loi de type Bloch est du même ordre de grandeur que celle déduite des variations thermiques d'aimantation. Nous pouvons donc en conclure que le champ de décalage est proportionnel à l'aimantation à saturation de la couche dure :

$$H_{D\acute{e}c}[T] = \alpha \times M_s[T], \text{ avec } \alpha \text{ le coefficient de proportionnalité.}$$

Le décalage de cycle mineur pour les plots est donc bien principalement dû aux champs longue portée, et pas, comme dans le cas de la couche continue saturée, aux couplages RKKY et peau d'orange à plus courte portée. Cela conforte le fait que le décalage du cycle mineur est dû au champ rayonné par la couche dure sur la couche douce.

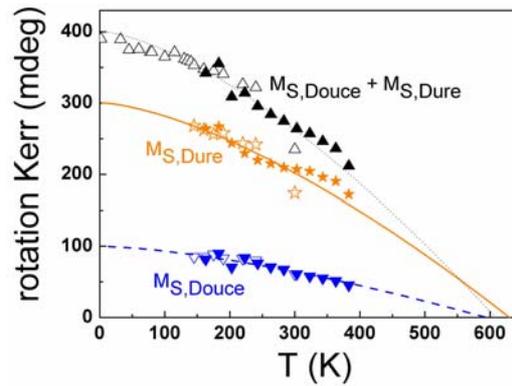


Figure 3.9: Evolution de la rotation Kerr en fonction de la température,  $T$ , pour les couches continues inférieure  $M_{s,Douce}$  et supérieure  $M_{s,Dure}$  de l'empilement de  $Si/SiO_2/Pt/[Co/Pt]_2/Pt/[Co/Pt]_4$ . Les traits sont des ajustements en  $T^{3/2}$ . Les symboles ouverts correspondent à des mesures par PMOKE et les symboles pleins à des mesures VSM renormées à partir des valeurs à 0K.

En conclusion, étant donné la géométrie du réseau de plots utilisée ( $16 \text{ Gplot.pouce}^{-2}$  soit  $32 \text{ Gbit.pouce}^{-2}$ ), le champ dipolaire inter-plots rayonné par les plots voisins sur un plot est, comme nous allons le démontrer au paragraphe suivant, négligeable devant les champs considérés, comme par exemple les champs coercitifs, les champs rayonnés par une couche au niveau de l'autre couche.... La minimisation des effets dipolaires inter-plots nous a alors permis de mettre en évidence les effets dipolaires intra-plot.

Nous avons vu que la taille finie des nanostructures engendre la création de forts champs rayonnés inter-couches intra-nanostructure. De tels champs favorisent un couplage ferromagnétique des couches constituantes d'une même nanostructure. Si le champ de couplage est supérieur au champ coercitif de la couche la plus douce, les niveaux intermédiaires de stockage ne sont pas stables en champ nul. Comme dans le cas des couches continues précédemment étudiées, les couplages magnétostatiques longue portée dus à la taille finie d'un domaine engendrent la réplique de ce dernier de la couche dure dans la couche douce. Les nanostructures étant monodomaines, c'est tout l'état de la couche dure qui est répliqué dans la couche douce. Le bon fonctionnement de systèmes multiniveaux discrets (comme l'accès à tous les niveaux en champ nul) en vue du stockage d'information nécessite également de remédier à ce phénomène de réplique. Dans ce but, il est envisagé de minimiser ce champ magnétostatique relativement au champ coercitif ou encore de favoriser un décalage du cycle de la couche douce selon les champs positifs (soit dans le sens opposé à celui du champ rayonné par la couche dure sur la couche douce). Dans ce dernier cas, l'ajout d'une couche ferromagnétique douce couplée antiferromagnétiquement avec la couche douce initiale pourrait être une solution pour atteindre plusieurs niveaux de stockage en champ nul malgré la présence d'un fort champ magnétostatique inter-couches intra-nanostructure.

Il est également très probable que le phénomène de couplages magnétostatiques intra-nanostructure joue un rôle important durant l'écriture dynamique de l'aimantation d'une des couches. Des études de dynamique de retournement d'aimantation complémentaires sont indispensables à une meilleure compréhension des effets dynamiques sur les couplages magnétostatiques entre couches d'une même nanostructure.

## 3.2. Couplages inter-plots

La prise en compte des champs dipolaires inter-nanostructures est indispensable en vue du bon fonctionnement de futurs dispositifs discrets FM/NM/FM multicoercitifs. Si les champs dipolaires qui agissent au niveau des couches peuvent influencer sur les propriétés de retournement d'aimantation, ceux qui agissent à une plus grande distance peuvent influencer la lecture.

Les calculs présentés dans ce paragraphe ont été réalisés dans l'approximation de plaques uniformément chargées dont le principe est décrit Annexe 2.

### 3.2.1. Champs de couplage inter-plots au niveau des couches et stabilité de l'information.

Comme dans le cas usuel des systèmes discrets à deux niveaux, le champ inter-plot rayonné par les plots voisins à hauteur des couches magnétiques d'un plot « multiniveaux » peut modifier les champs de transition et engendrer un décalage en champ du cycle d'hystérésis du plot considéré. L'amplitude et le sens du décalage dépendent de la configuration magnétique des proches voisins [AIG 98], [LAN 00], [PAR 94], [PAR 96], [REP 04b] (contrairement au cas précédemment traité du champ intra-plot qui favorise un alignement ferromagnétique des couches constitutives d'un même plot indépendamment de la configuration des plots voisins).

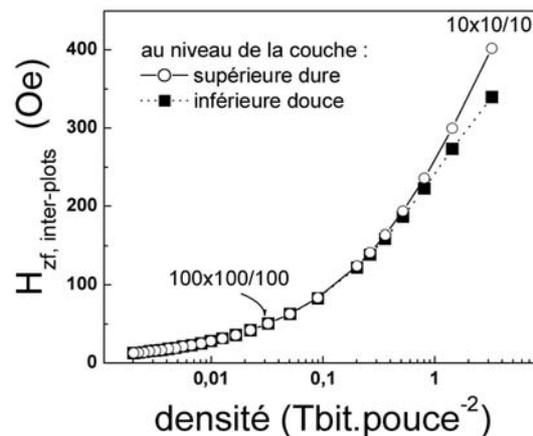


Figure 3.10: Simulation du champ inter-plots rayonné au niveau d'un plot de  $\text{Si/SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_2/\text{Pt}(2.2\text{nm})/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  par les plots voisins, en fonction de la densité de stockage. Nous avons considéré des réseaux carrés de plots de surface  $L \times L \text{ nm}^2$  espacés bord à bord de  $L \text{ nm}$ . Notons que pour un système à 4 niveaux, la densité en  $\text{Tbit.pouce}^{-2}$  est ici égale à 2 fois la densité en  $\text{Tplots.pouce}^{-2}$ .

Par exemple, pour un plot dont l'environnement se trouve dans une configuration dite « favorisante » (c'est à dire pour lequel tous les voisins sont dans l'état saturé « down-down »), le champ inter-plot ( $H_{zf, \text{inter-plots}}$ ) rayonné par les voisins au niveau du plot entraîne un décalage du cycle vers les valeurs de champs négatives. Au contraire, si l'environnement du plot est dans une configuration dite « défavorisante » (pour lequel tous les voisins sont également dans l'état « up-up »), un décalage vers les valeurs positives de champs est observé [LAN 00].

Le décalage en champ du cycle d'hystérésis des couches constitutives d'un plot varie donc entre  $+H_{zf, \text{inter-plots}}$  et  $-H_{zf, \text{inter-plots}}$  selon la configuration magnétique des plots voisins. Si le champ dipolaire inter-plots  $H_{z, \text{inter-plots}}$  devient du même ordre de grandeur que le champ coercitif des couches, des renversements spontanés d'aimantation peuvent se produire. Certains états deviennent alors instables en champ nul selon les configurations magnétiques des plots voisins.

Indépendamment de la stabilité des états d'un plot, le champ dipolaire inter-plot rayonné au niveau des couches magnétiques (même s'il est inférieur au champ coercitif des couches) peut influencer la dynamique de retournement d'aimantation des couches [AIG 98], [LAN 00], [PAR 94], [PAR 96], [REP 04b].

Comme dans le cas des systèmes discrets à deux niveaux, il est indispensable d'optimiser les propriétés magnétiques des couches afin de repousser ce problème lié aux interactions dipolaires inter-plots, et ce d'autant plus que l'amplitude du champ  $H_{zf, \text{inter-plots}}$  augmente avec la densité des plots, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.10.

Remarquons cependant que l'utilisation de systèmes multiniveaux par rapport aux systèmes usuels est avantageuse d'un point de vue des problèmes liés au champ dipolaire inter-plots au niveau des couches. En effet, dans le cas d'un système multiniveaux, il est possible de stocker plus d'information par rapport au cas des systèmes à deux niveaux usuels, pour la même densité de plots, et donc pour une même valeur de champ dipolaire  $H_{zf, \text{inter-plots}}$ . Par conséquent, si l'on prend le problème à l'envers, pour une même densité d'information, il est possible d'utiliser une densité de plots plus faible dans le cas du multiniveaux, et donc de travailler avec des champs dipolaires inter-plots plus faibles.

### **3.2.2. Champs rayonnés au niveau de la tête de lecture : « lecture multiniveaux ».**

Les champs dipolaires qui agissent à une plus grande distance peuvent influencer la lecture de l'information qui nécessite de distinguer les différents niveaux de stockage indépendamment de la configuration des proches voisins et donc indépendamment de l'intensité et du sens des champs dipolaires inter-plots rayonnés au niveau de la tête de lecture.

En effet, le champ rayonné au niveau d'un plot dépend aussi de la configuration magnétique des proches voisins. Pour un plot dans un environnement « favorisant », le champ rayonné (égal au champ rayonné par un plot isolé,  $H_{z, \text{isolé}}$  auquel s'ajoute le champ inter-plots rayonné par les voisins,  $H_{z, \text{inter-plots}}$ ) est renforcé par rapport au cas du plot « isolé ». Au contraire, si l'environnement du plot est dans une configuration « défavorisante » le champ rayonné est diminué par rapport au cas du plot « isolé ». Le champ inter-plots est dans ce cas dans le sens opposé à celui du champ rayonné par le plot.

Pour une densité de 1 Tbit.pouce<sup>2</sup> (soit pour un réseau de plots 18×18/18 pour un système à 4 niveaux), le champ dipolaire inter-plots atteint 150 Oe à 20 nm au-dessus de la surface de la couche supérieure (soit pour une hauteur de vol d'une tête de lecture de l'ordre de 5 nm, en supposant une couche tribologique d'épaisseur 15 nm).

Le bon fonctionnement en lecture du stockage multiniveaux est alors assuré (comme dans le cas usuel) par l'utilisation d'écrans magnétiques situés sur la tête de lecture, de part et d'autre du capteur magnétorésistif et qui canalisent les lignes de flux émanant des plots voisins [DIE 04]. Cela permet alors de ne détecter que le champ  $H_{z, \text{isolé}}$  rayonné par le plot.

Notons enfin que le champ rayonné par les plots au niveau de la zone inter-plots peut être du même ordre de grandeur que le champ rayonné pour un plot dans l'état intermédiaire « up-down » dans un environnement « défavorisant ». Cet effet devra être pris en considération durant la phase de positionnement de la tête.

### 3.3. Validation de principe du stockage multiniveaux.

La validation du principe du stockage multiniveaux magnétique passe dans un premier temps par l'écriture puis la lecture quasi-statique [MOR 04a] de tous les états d'aimantation. L'écriture nécessite de faire passer des courants de différentes amplitudes dans la tête d'écriture, afin de générer une séquence de champs. La lecture nécessite de pouvoir distinguer tous les niveaux de stockage, c'est à dire les champs rayonnés correspondants.

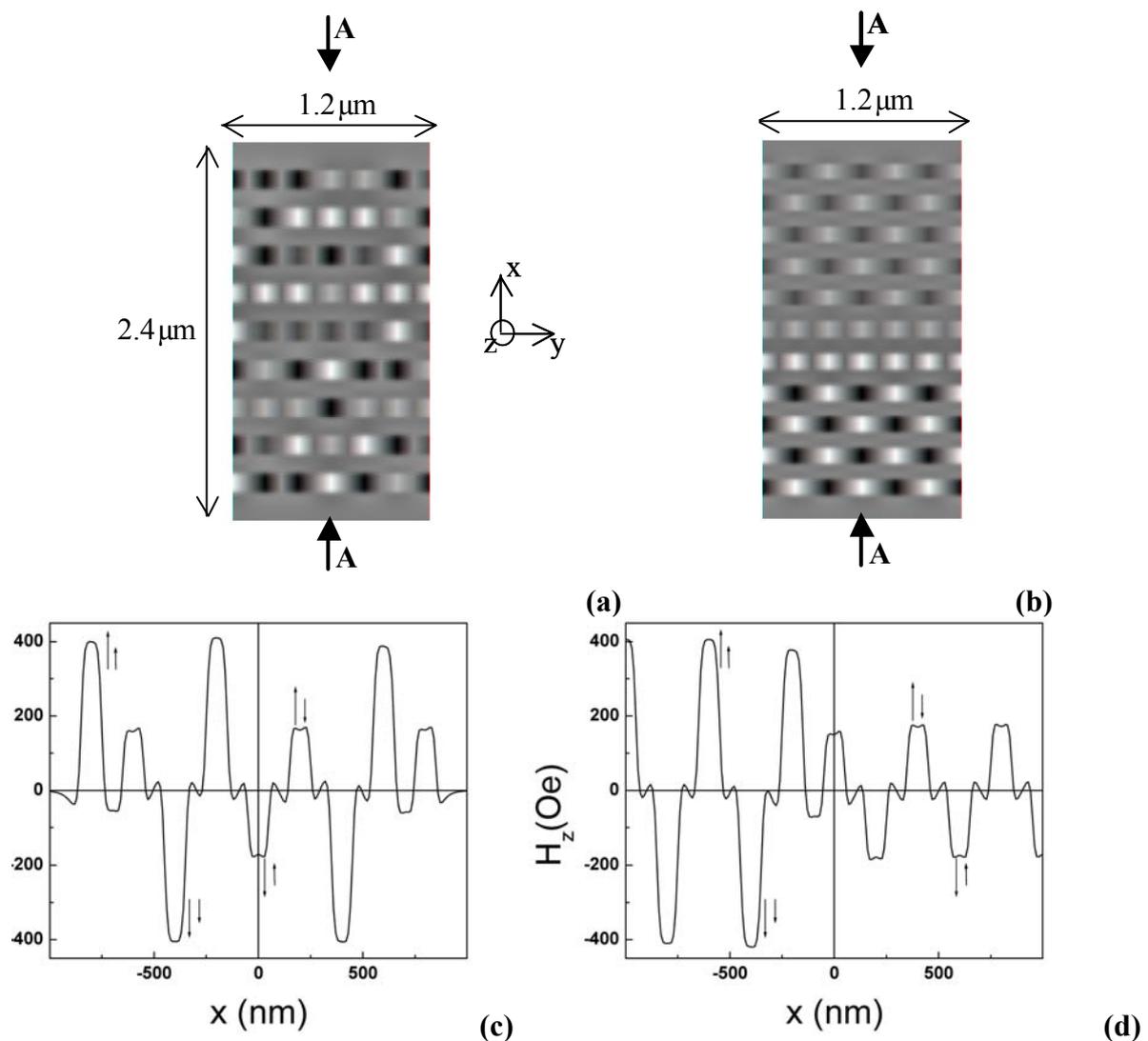


Figure 3.11: Simulation (en niveaux de gris) de l'intensité du champ rayonné selon la direction perpendiculaire,  $H_z$ , pour un réseau de plots  $100 \times 100 / 100$ , de composition  $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_2/\text{Pt}(2.2\text{nm})/[\text{Co}/\text{Pt}]_4$  et dans une configuration « aléatoire » (a) ou en « damier » (b). Coupes A-A correspondantes (c) et (d).

Sur la Figure 3.11 nous avons calculé le profil du champ rayonné  $H_z$  pour un réseau de plots  $100 \times 100 / 100$ , dans une configuration désaimantée et après écriture d'une configuration en « damier ». Il est alors facile de distinguer tous les niveaux de stockage : par exemple pour  $H_z \sim 400$  Oe, l'état inscrit est l'état « up-up » (noir), et pour  $H_z \sim 170$  Oe, l'état inscrit est l'état « up-down » (gris foncé). Les interactions inter-plots maximales (c'est à dire dans la configuration la plus défavorisante) sont, pour cette géométrie de réseau, de l'ordre de 50 Oe et sont à l'origine des variations d'amplitude du champ rayonné pour un même état observées sur la Figure 3.11(c) et sur la Figure 3.11(d). Notons que le rapport des amplitudes des champs rayonnés diffère légèrement du rapport des aimantations des couches à cause de ces champs inter-plots d'une part, et puisque les couches ne sont pas à la même hauteur par rapport à la tête de lecture d'autre part.

Albrecht *et al* [ALB 05b] ont réalisé les premiers tests d'écriture-lecture sur des systèmes 4 niveaux à base de multicouches [Co/Pd] pour lesquels les effets des interactions magnétostatiques intra- et inter-couches, discutées au Chapitre 2 et au Chapitre 3, ont été minimisés. Ces auteurs ont ainsi validé la faisabilité de l'enregistrement multiniveaux sur media continus et discrets dans le régime quasi-statique.

*De nombreux pas supplémentaires restent à franchir pour valider la faisabilité du stockage magnétique discret multiniveaux [BAL 03], [BAL 05a], notamment via des analyses de stabilité des états inscrits, via des analyses de rapport signal sur bruit... Notons également que l'écriture qui nécessite l'application d'une séquence de champs gradués doit être optimisée. D'un point de vue technologique, l'adressage d'un état doit également pouvoir s'effectuer en des temps de l'ordre de la nanoseconde afin d'assurer un taux de transfert de données important en un minimum de temps. Nous nous attelons à ces études dynamiques fondamentales en vue d'une éventuelle utilisation de dispositifs multiniveaux à anisotropie perpendiculaire.*

## **PARTIE II**

# **Effets de taille finie sur les propriétés d'anisotropie magnétique d'échange**



## Chapitre 4

### L'anisotropie magnétique d'échange.

#### 4.1. Historique et phénoménologie.

L'anisotropie magnétique d'échange typiquement observée lorsque l'on met en interaction un matériau ferromagnétique (FM) avec un matériau antiferromagnétique (AF), fait référence au décalage en champ magnétique du cycle d'hystérésis. Ce décalage ( $H_E$ ) s'accompagne généralement d'une augmentation du champ coercitif ( $H_C$ ) du matériau FM [BER 99], [KIW 01], [NOG 99a], [STA 00].

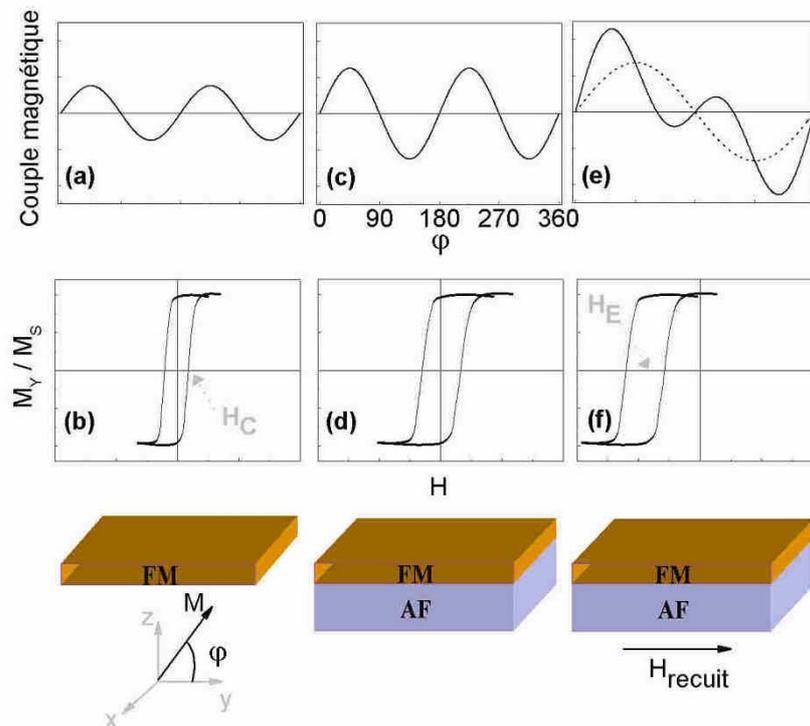


Figure 4.1: schémas représentant des mesures de couple magnétique, et de cycles d'hystérésis pour un FM unique (a) et (b), pour une bicouche FM-AF « brut de dépôt » (c) et (d), et pour la même bicouche après refroidissement sous champ depuis la température de Néel de l'AF (e) et (f).

Les manifestations macroscopiques de l'anisotropie magnétique d'échange ont été mises en évidence en 1956 par Meiklejohn et Bean [MEI 56] dans des nanoparticules de 20 nm de cobalt (Co), oxydées en surface (le cobalt est FM et l'oxyde de cobalt (CoO) est AF jusqu'à 293K). Des mesures de couple magnétique ont ainsi permis de qualifier cette

« nouvelle » anisotropie d'anisotropie unidirectionnelle, en comparaison avec l'anisotropie uniaxiale usuelle.

Les cycles d'hystérésis ainsi que les mesures de couple magnétique schématisés Figure 4.1 illustrent les résultats obtenus par Meiklejohn et Bean et sont inspirés de [OHL 03b].

Pour un FM unique, l'aspect carré et centré du cycle d'hystérésis [Figure 4.1(b)], accompagné de deux états rémanents témoigne de la présence d'une anisotropie magnétique uniaxiale. Le comportement en  $\sin(2\phi)$  du couple magnétique confirme l'aspect uniaxial de l'anisotropie [Figure 4.1(a)]. Notons que l'origine de l'anisotropie uniaxiale d'un FM peut être magnétocristalline, et est alors reliée au couplage spin-orbite qui couple le spin de chaque atome à son moment orbital. Le moment orbital est relié aux propriétés électriques du cristal, et donc à la symétrie du réseau cristallin. Par conséquent, l'énergie magnétique est minimum lorsque le moment orbital est aligné suivant certains axes particuliers du cristal. Elle peut être d'origine magnétoélastique, induite alors par les contraintes dans le matériau ou de forme, régie par la minimisation des charges fictives magnétiques [TRE 99]. Il est également possible d'induire extrinsèquement une anisotropie uniaxiale, en contrôlant par exemple la croissance de grains de polycristaux en colonnes inclinées, via des dépôts en incidence oblique [CAR 00], [CAR 02].

Les courbes de la Figure 4.1(c) et (d) schématisent les propriétés du même FM mis en interaction avec un AF, en l'absence de traitement mécanique, magnétique, thermique ... pendant ou après le dépôt. Qualitativement, nous voyons que les interactions de couplage locales entre les spins FM et AF ne se manifestent globalement que par une augmentation de la coercitivité et de l'amplitude de l'anisotropie uniaxiale du matériau FM.

Des traitements durant ou après le dépôt des couches FM et AF sont en général nécessaires pour induire un décalage macroscopique en champ du cycle d'hystérésis, ainsi qu'une composante unidirectionnelle dans les courbes de couple magnétique. Nous reviendrons plus en détails sur l'influence de ces traitements sur l'organisation locale des spins d'AF au paragraphe 4.3.3, après avoir discuté l'origine locale de l'anisotropie magnétique d'échange.

Les courbes de la Figure 4.1(e) et (f) schématisent des mesures effectuées sur la bicouche FM-AF après traitements thermiques sous un champ dirigé selon l'axe  $y$ . Nous avons représenté la situation pour laquelle  $H_E$  et  $H_{\text{recuit}}$  sont de signes opposés, situation caractéristique de l'échange négatif, en comparaison avec le cas moins usuel de l'échange positif [NOG 96]. La courbe de couple magnétique fait maintenant apparaître, en plus de la contribution uniaxiale en  $\sin(2\phi)$ , une contribution unidirectionnelle en  $\sin(\phi)$ . L'anisotropie magnétique d'échange a été attribuée au départ à la présence d'un fort champ « interne »  $-H_E$ .

Les résultats de Kouvel *et al* sur des bicouches de NiFe-FeMn et de NiFe-NiMn ont permis de souligner le caractère interfacial de l'anisotropie magnétique d'échange [KOU 59], [KOU 60]. En effet, ces auteurs ont montré que le champ  $H_E$  varie selon l'inverse de l'épaisseur du FM ( $t_{\text{FM}}$ ).

Dès les premiers stades de l'étude de ce « nouvel » effet, il apparaît donc que l'anisotropie magnétique d'échange est due à la présence d'un champ interne  $-H_E$  pointant selon la direction du champ de recuit, et relié aux couplages interfaciaux entre les spins FM et AF. Ces observations générales ont permis de conclure aux expressions phénoménologiques du champ effectif agissant sur le matériau FM, et du champ d'échange ci-dessous :

$H_{\text{eff}} = H_{\text{extérieur}} + H_E$  et  $H_E = \sigma_{\text{FM-AF}} / (M_{\text{S,FM}} \cdot t_{\text{FM}})$  avec  $\sigma_{\text{FM-AF}}$  l'énergie interfaciale d'échange qui s'exprime en  $\text{erg.cm}^{-2}$ .

Depuis ces travaux pionniers, de nombreuses approches théoriques et expérimentales ont permis d'affiner la compréhension et l'origine microscopique de ce phénomène d'anisotropie magnétique d'échange. Ces différentes approches vont être discutées dans les paragraphes à venir. Attardons-nous d'abord sur les intérêts appliqués de l'interaction d'échange entre un FM et un AF, qui ont conduit, entre autre, à un tel essor et à un tel engouement de la recherche sur ce sujet.

## 4.2. Anisotropie magnétique d'échange et applications.

Comme schématisé sur la Figure 4.1(f), lorsque le décalage du cycle d'hystérésis devient plus grand que le champ coercitif ( $H_E > H_C$ ), il devient possible de stabiliser un seul état rémanent quelle que soit l'histoire magnétique de la bicouche FM-AF. Une direction, et non plus un axe, est alors énergétiquement favorisée. Cette propriété est mise à profit dans de nombreux dispositifs [TEH 03], fournissant ainsi une direction d'aimantation de référence. Parmi ces dispositifs, on compte par exemple les points mémoires des mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM : *magnetic random access memory*), les éléments de logique re-programmable ou encore les capteurs de champ magnétique comme les têtes de lecture d'ordinateur. Resituons l'avènement des capteurs de type vannes de spin [DIE 91], qui utilisent le couplage ferromagnétique – antiferromagnétique, FM-AF, sur le marché des capteurs de champ magnétique, et en particulier des têtes de lecture d'ordinateur.

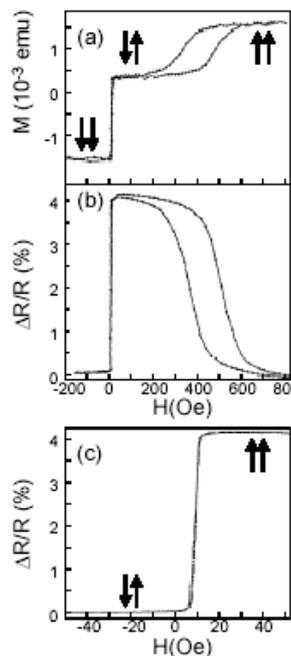


Figure 4.2: cycle d'hystérésis (a) et magnétorésistance correspondante pour une vanne de spin de Ta(5nm)/NiFe(6nm)/Cu(2.2nm)/NiFe(4nm)/FeMn(7nm)/Ta(5nm), [DIE 91], (c) cycle mineur, en fonctionnement.

Depuis le début des années 90, les propriétés de magnétorésistance des métaux de transition magnétiques (fer, nickel, cobalt et leurs alliages) sont utilisées dans les têtes de

lecture d'ordinateurs. De 1992 à 1998, l'anisotropie de magnétorésistance (AMR) [MCG 75] fut l'effet mis à profit. Cet effet résulte de l'hybridation anisotrope des bandes de conduction des spins « up » et des spins « down », résultant du couplage spin-orbite. La résistivité du matériau magnétique dépend alors de l'angle relatif entre la direction du courant de mesure et celle de l'aimantation locale. Ainsi, dans un disque dur d'ordinateur, lors de la lecture de l'information, les variations d'aimantation du media, créant un champ magnétique au niveau de l'élément sensible de la tête de lecture, et donc un couple sur l'aimantation de la couche magnétique, se traduisent par une variation de la résistance du capteur, pouvant aboutir à des variations relatives de résistance de quelques pour cents. La tête de lecture est donc un capteur passif, qui permet de traduire les variations du champ magnétique qui émane du media en variations de résistivité, et donc en variations de signal électrique, typiquement quelques mV suite à l'injection d'un courant de l'ordre de quelques mA.

Avec la découverte et le contrôle des effets de magnétorésistance géante (GMR : *giant magnétoresistance*) [BAI 88] et de magnétorésistance tunnel [MOO 95] (TMR : *tunnel magnétoresistance*), les capteurs basés sur l'effet d'AMR ont été rapidement supplantés par des capteurs pouvant atteindre plusieurs dizaines de pour cents de variations relatives de magnétorésistance. La GMR s'observe dans des tricouches de métaux ferromagnétiques séparés par un métal non-magnétique et résulte de la diffusion dépendant du spin aux interfaces ferromagnétique-métal non magnétique [FER 92], [VOU 99], [TSY 01]. Pour la TMR, la couche séparatrice est isolante, et l'origine de l'effet est l'effet tunnel dépendant du spin [TSY 03].

Dans la plupart des cas, lorsque les aimantations des couches ferromagnétiques sont dans le même sens, la résistance est plus faible que dans le cas où les aimantations sont de sens opposés, comme illustré Figure 4.2(c). L'évolution de la GMR en fonction de l'angle relatif des aimantations des couches ferromagnétiques, permettant de passer d'un état de résistance « haut » à un état de résistance « bas » est donné Figure 4.3(a) [VED 97], [DIE 04]. Le principe de fonctionnement des têtes de lectures basées sur l'effet GMR est le suivant : les variations d'aimantation du media se traduisent par une variation relative des directions des aimantations des couches magnétiques et donc par une forte variation de résistance du capteur.

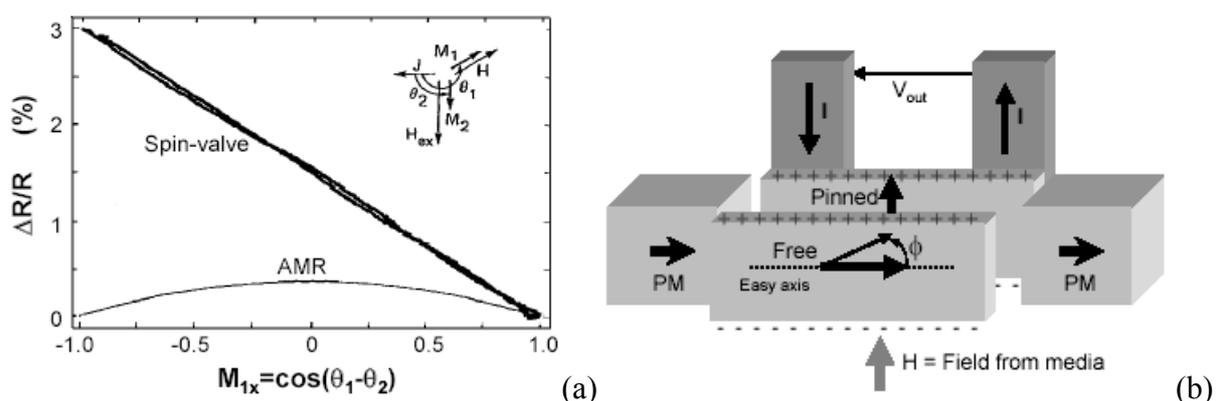


Figure 4.3: (a) variations de GMR en fonction du cosinus de l'angle relatif entre la couche libre et la couche piégée dans une vanne de spin de Si/NiFe(6nm)/Cu(2.6nm)/NiFe(3nm)/FeMn(6nm)/Ag(2nm) [DIE 04]. (b) Représentation schématique d'une tête de lecture magnétorésistive.

Parmi les multicouches produisant les effets de GMR ou de TMR, nous pouvons citer les multicouches couplées antiferromagnétiquement [ROD 93], les multicouches à double coercitif [SHI 90] et les vanes de spin [DIE 91]. Ces dernières se sont avérées être les plus prometteuses. Elles sont composées d'une couche ferromagnétique dite libre de très faible coercitivité (quelques Oe), procurant ainsi une très grande sensibilité en champ magnétique du capteur, séparée d'une couche ferromagnétique, dite piégée, par une couche non-magnétique. L'interaction FM-AF est utilisée pour fixer, à « faibles » champs, la direction de l'aimantation de la couche FM piégée. Le découplage des deux couches FM et l'utilisation d'une couche FM libre douce procurent aux vanes de spin une très bonne sensibilité à faibles champs contrairement aux multicouches couplées antiferromagnétiques. L'introduction d'une asymétrie des forces de piégeage agissant sur les couches FM libre et piégée, permet de s'affranchir des problèmes de magnétorésistance dépendant de l'histoire magnétique du capteur, dus à de fortes interactions magnétostatiques inter-couches lors du retournement de l'aimantation de la couche libre, problèmes jusque là rédhibitoires pour la mise sur le marché des multicouches à double coercitif. Dans une tête de lecture, la direction de l'aimantation de la couche libre douce, extrêmement sensible au champ magnétique rayonné par le media est ainsi comparée à celle de la couche piégée fixe.

Notons que les têtes de lecture utilisant le principe des vanes de spin fonctionnent en régime linéaire. La direction de l'aimantation de la couche piégée est perpendiculaire à la surface du media ( $0^\circ$ ), et celle de la couche libre est maintenue à  $90^\circ$  par des aimants permanents, en l'absence de champ rayonné par le media [Figure 4.3(b)]. Le champ rayonné au niveau de la transition entre bits induit alors une rotation cohérente de l'aimantation de la couche libre, et une variation linéaire de magnétorésistance, permettant au capteur d'être sensible à l'amplitude du signal.

Ajoutons également que pour les têtes de lecture, le courant de mesure est jusqu'à présent appliqué dans le plan des couches (configuration CIP : *current in plane*). La configuration CIP devrait faire place à une géométrie de mesure pour laquelle le courant est injecté perpendiculairement au plan des couches (configuration CPP : *current perpendicular to plane*). La géométrie CPP présente de nombreux avantages par rapport à la configuration CIP : possibilité de réduire la dimension du *gap* de lecture; amplitudes de GMR plus importantes; meilleure dissipation de l'énergie thermique, et donc possibilité d'appliquer de plus forts courants de mesure et donc d'augmenter le rapport signal sur bruit; fabrication plus simple... [DIE 04].

Parmi les autres dispositifs qui mettent à profit le couplage FM-AF, l'un des plus étudiés est la MRAM [PAR 03], comme illustré Figure 4.4. Une MRAM est généralement composée d'une assemblée de jonctions tunnel magnétiques pour lesquelles les couches libre et piégée sont séparées par un matériau isolant électrique (alumine  $Al_2O_3$ , oxyde de magnésium  $MgO$ ...) qui assure la fonction de barrière tunnel. Elle met alors à profit l'effet de TMR. Le codage est binaire : les directions initiales des aimantations des couches libre et piégée sont les mêmes, et seul le sens est détecté : les aimantations dans le même sens correspondent, par exemple, à un bit « 1 » et se traduisent par la mesure d'un état de résistance « bas » et les aimantations dans le sens opposé correspondent à un bit « 0 » et se traduisent par la mesure d'un état de résistance « haut ».

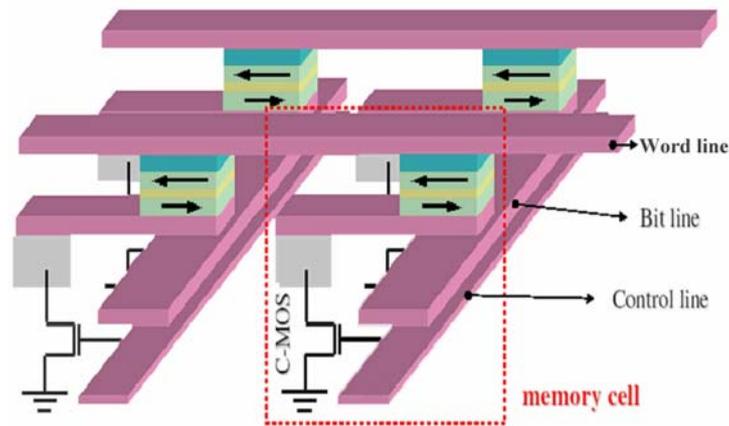


Figure 4.4: schéma représentant une MRAM. L'écriture d'un point mémoire requiert l'injection de courant dans les deux lignes d'écriture orthogonales se croisant au point adressé, le transistor CMOS étant « fermé ». Pour la lecture, un courant est injecté dans la « word line », le transistor de sélection de la cellule adressée étant ouvert, et la résistance du point mémoire permet de remonter à l'information codée.

L'optimisation de la résolution des têtes de lecture et l'amélioration des densités de stockage des dispositifs de type MRAM résulte en un confinement tridimensionnel des couches magnétiques. Il devient alors crucial d'étudier les effets de ce confinement tridimensionnel sur les propriétés de couplage FM-AF en vue du bon fonctionnement des dispositifs à des échelles nanométriques.

Quelles sont les propriétés requises pour le matériau AF utilisé dans capteurs de type vanes de spin ou dans des jonctions tunnel magnétiques ? Afin de stabiliser l'aimantation de la couche piégée, le couplage d'échange FM-AF doit être le plus fort possible ( $H_E > 500$  Oe) aux températures de fonctionnement (typiquement  $100^\circ\text{C}$  dans les têtes de lecture). Le couplage doit être également très stable thermiquement, pour cela, la température de blocage,  $T_B$ , au-delà de laquelle le couplage FM-AF est supplanté par l'agitation thermique doit être la plus grande possible (typiquement  $300^\circ\text{C}$  pour des alliages métalliques de platine-manganèse PtMn). Cependant, comme discuté en détail au paragraphe 4.3.3, le procédé de recuit (qui nécessite en général de dépasser la température  $T_B$ ) ne doit pas influencer les propriétés structurales et par conséquent magnétiques de la vanne de spin ou de la jonction tunnel. Dans le cas particulier des systèmes tout métalliques basés sur l'effet GMR, l'AF doit également respecter des critères de résistivité : grande résistivité dans des géométries de mesure CIP afin de ne pas court-circuiter le courant de mesure, et au contraire faible résistivité dans une configuration CPP afin d'optimiser l'amplitude de magnétorésistance. Dans des têtes de lecture CPP, l'épaisseur de l'AF contribue également à limiter la résolution latérale et doit par conséquent être minimisée [DIE 04].

Afin d'optimiser les propriétés des AF pour leur utilisation dans des dispositifs, et afin de mieux appréhender les mécanismes fondamentaux à l'origine de l'effet d'anisotropie magnétique d'échange, de nombreuses études théoriques et expérimentales ont été réalisées. Nous allons discuter certaines de ces études dans les deux paragraphes qui suivent. De nombreux détails et compléments d'information sont disponibles, par exemple, dans les articles de revues suivants : [BER 99], [KIW 01], [NOG 99a], [STA 00].

### 4.3. Fondements théoriques.

#### 4.3.1. Modèle intuitif : cas d'une interface plane pour un antiferromagnétique non compensé.

Pour ce modèle, Meiklejohn et Bean [MEI 62] considèrent un monocristal qui possède une interface FM-AF parfaitement plane. L'AF est composé d'une succession de plans dont l'aimantation est alternativement  $+M$  (tous les spins du plan sont orientés selon une même direction) et  $-M$  (tous les spins du plan sont orientés dans la direction opposée par rapport à l'orientation des spins du plan précédent). On dit que l'AF est non compensé puisque le plan AF en contact avec le FM possède une aimantation non nulle.

Après avoir, dans un premier temps, considéré la structure des spins d'AF comme rigide, une rotation cohérente de l'aimantation interfaciale de l'AF a été envisagée. L'énergie totale du système comporte un terme Zeeman, un terme d'énergie d'anisotropie du FM, un terme d'anisotropie de l'AF, et une énergie de couplage FM-AF :

$$E_{\text{tot}} = -H_E \cdot M_{S,\text{FM}} \cdot t_{\text{FM}} \cdot \cos(\beta - \theta) + K_{\text{FM}} \cdot t_{\text{FM}} \cdot \cos(\beta) + K_{\text{AF}} \cdot t_{\text{AF}} \cdot \cos(\alpha) - \sigma_{\text{FM-AF}} \cdot \cos(\alpha - \beta).$$

$M_{\text{FM}}$  et  $M_{\text{AF}}$  représentent respectivement les aimantations du FM et de l'AF (le réseau AF étant constitué de deux sous réseaux d'aimantations  $M_{\text{AF}}$  de sens opposés).  $K_{\text{F}}$  et  $K_{\text{AF}}$  sont respectivement les anisotropies du FM et de l'AF. Les notations angulaires sont représentées Figure 4.5. La minimisation de cette énergie totale, en considérant l'anisotropie effective du FM comme négligeable devant celle de l'AF, permet d'aboutir à l'expression du champ d'échange suggérée au paragraphe 4.1 :

$$H_E = \sigma_{\text{FM-AF}} / (M_{S,\text{FM}} \cdot t_{\text{FM}}) \text{ avec } \sigma_{\text{FM-AF}} \text{ l'énergie interfaciale d'échange.}$$

De cette minimisation résulte également une condition importante pour l'observation macroscopique des effets de l'anisotropie magnétique d'échange : l'anisotropie effective de l'AF doit être supérieure à l'énergie interfaciale d'échange ( $K_{\text{AF}} \cdot t_{\text{AF}} > \sigma_{\text{FM-AF}}$ ). Dans le cas contraire, tous les spins d'AF sont entraînés par le retournement des spins de FM.

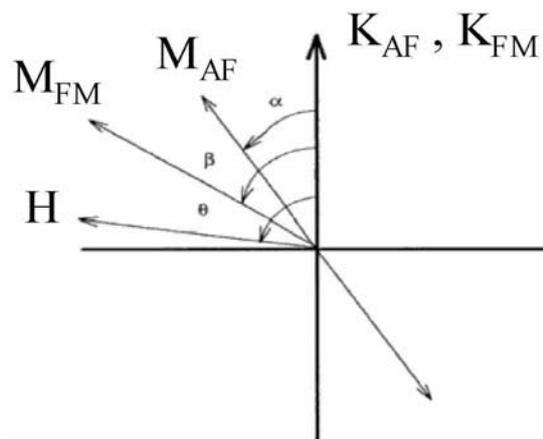


Figure 4.5: schéma représentant les paramètres introduits dans le modèle de Meiklejohn et Bean.

Pour une structure de spins d'AF rigide, on a :

$\sigma_{\text{FM-AF}} = J_{\text{FM-AF}} / (a^2)$ , avec  $J_{\text{FM-AF}}$  l'énergie d'échange entre spins à l'interface FM-AF, et  $a$  le paramètre de maille.

Pour un échange de type Heisenberg,  $J_{\text{FM-AF}}$  vaut typiquement  $10^{-14}$  erg. Avec  $a = 3.5 \times 10^{-8}$  cm,  $\sigma_{\text{FM-AF}}$  est de l'ordre de  $10$  erg.cm<sup>-2</sup>, or les valeurs maximales de  $\sigma_{\text{FM-AF}}$  mesurées sont 2 à 3 ordres de grandeurs inférieures [NOG 99a]. De plus, ce modèle prédit des décalages de cycles nuls dans le cas d'une interface FM-AF parfaitement plane et pour un AF compensé (pour lequel l'aimantation du plan interfacial d'AF est nulle, ce qui est par exemple le cas lorsque ce plan est composé d'une alternance de spins de directions opposées). Ajoutons également que ce modèle prédit un échange plus fort pour des AF monocristallins ordonnés, par rapport à des AF polycristallins désordonnés, ce qui n'est pas forcément la tendance observée expérimentalement [NOG 99a].

De nombreux modèles qui tiennent compte de paramètres pertinents non pris en considération par ce modèle intuitif ont permis de mieux comprendre les mécanismes fondamentaux à l'origine de l'anisotropie magnétique d'échange, et d'estimer des valeurs de champ d'échange en accord avec certains résultats expérimentaux. Nous allons présenter certains de ces modèles.

#### **4.3.2. Influence du renversement de l'aimantation du ferromagnétique sur la structure magnétique de l'antiferromagnétique. Modèle de Néel/Mauri.**

Considérons toujours un monocristal qui possède une interface FM-AF parfaitement plane. Néel [NEE 67], puis Mauri *et al* [MAU 87] suggérèrent la création d'une paroi d'AF parallèle à l'interface durant le retournement de l'aimantation du FM (Figure 4.6).

Cette paroi se forme lorsque l'aimantation du FM est dans le même sens que le champ d'échange, et s'annihile lorsque l'aimantation du FM et le champ d'échange sont de sens opposés. La structure des spins d'AF n'est alors plus rigide. La formation de cette paroi résulte principalement de la compétition entre l'énergie FM-AF d'échange qui favorise, en général, un alignement des spins FM et AF dans le même sens, et l'énergie d'échange entre spins d'AF rigidifiant la structure de spins d'AF.

Dans ce modèle est introduite une notion dynamique importante : le retournement des spins de FM peut influencer la structure de spins d'AF. La prise en compte d'une structure de spins d'AF non rigide permet de réduire considérablement l'ordre de grandeur de  $\sigma_{\text{FM-AF}}$  théorique. Cela a été confirmé expérimentalement, notamment par Scholl *et al.* [SCH 04b] dans des systèmes de cobalt couplé à de l'oxyde de nickel : Co-NiO.

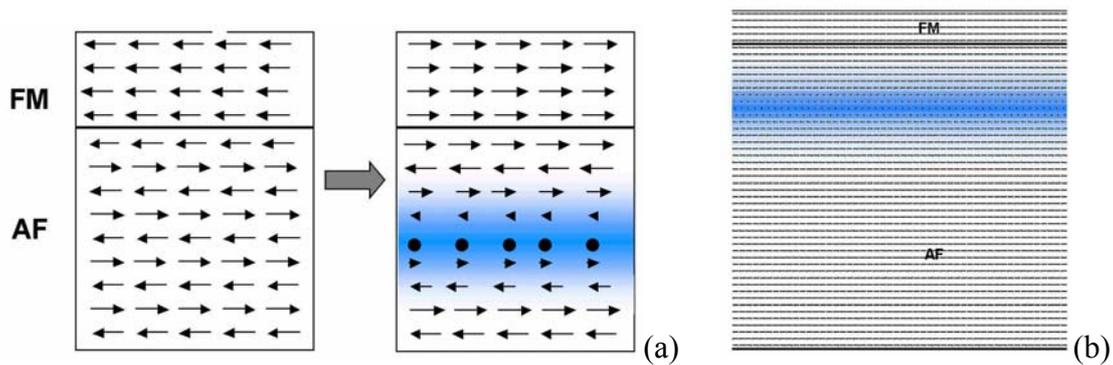


Figure 4.6: schéma représentant la création d'une paroi dans l'AF parallèle à l'interface, suite au retournement de l'aimantation du FM (a). Simulation réalisée à l'aide du code *mi\_magnet* développé par F. Lançon, L. Billard, et F. Ernult [ERN 03] (b).

Notons cependant que ce modèle n'est toujours pas valide dans le cas d'AF compensés. D'autres modèles qui prennent en compte la présence de frustrations magnétiques des spins d'AF permettent également d'aboutir aux bons ordres de grandeur d'échange d'une part, et d'expliquer l'observation d'échange pour des interfaces FM-AF planes avec des AF compensés d'autre part.

### 4.3.3. Rôle des frustrations magnétiques.

#### AF compensé : modèle de Koon.

Koon considère le cas d'interfaces planes d'AF compensés. L'alternance du sens des spins d'AF dans un même plan, la présence d'un FM saturé, et le signe défini de l'interaction d'échange FM-AF ( $J_{\text{FM-AF}}$ ) est source de frustrations magnétiques, comme schématisé sur la Figure 4.7.

Dans son *Spin Flop model* [KOO 97], Koon prédit que les spins d'AF s'orientent, dans le volume de l'AF, à  $90^\circ$  des spins de FM, et ce afin de relaxer les frustrations magnétiques. Les spins interfaciaux sont, eux, légèrement désorientés par rapport à leur axe facile à  $90^\circ$  de celui du FM. Ils présentent alors un moment magnétique interfacial non nul selon l'axe facile du FM. La configuration des spins d'AF étant considérée rigide durant le retournement d'aimantation du FM, cette composante non nulle d'aimantation d'AF figée dans un sens donne lieu à l'anisotropie unidirectionnelle pour des AF compensés.

L'orientation perpendiculaire des spins de FM et d'AF prédite par Koon a été expérimentalement mise en évidence dans de nombreux systèmes : FeMn-NiFe, CoO-Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, CoO-NiFe, FeF<sub>2</sub>-Fe [NOG 99a]. Dans son état de plus basse énergie, en champ nul, l'aimantation interfaciale de l'AF est de sens opposé à l'aimantation du FM, ce qui permettrait d'expliquer l'observation de décalage « positif » de cycles d'hystérésis [NOG 96].

Le modèle de Koon en lui-même demeure cependant controversé à la suite des résultats publiés par Schultess et Butler [SCH 98] qui confirment la possibilité d'aboutir à une configuration de type *Spin Flop*, mais qui infirment l'hypothèse d'un AF compensé rigide en prenant en compte des valeurs réalistes d'anisotropies et de couplages. Selon eux, les spins des sous réseaux AF sont entraînés de manière symétrique durant le retournement d'aimantation du FM, ce qui exclue la présence de décalage de cycle macroscopique, mais

permet seulement d'aboutir à un renforcement de la coercitivité. Pour des AF compensés, l'échange macroscopique est probablement principalement induit par la présence de sources de frustrations additionnelles.

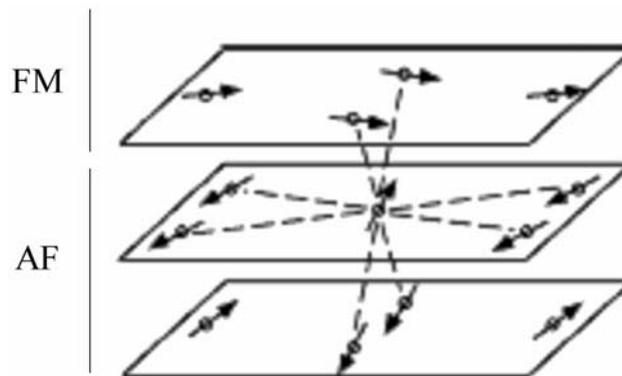


Figure 4.7: schéma représentant le couplage à 90° prédit par Koon dans le « Spin flop model » [KOO 97].

Jusqu'à présent, un comportement collectif des spins d'AF a été considéré. La prise en compte de la présence de frustrations magnétiques des spins d'AF dues à des inhomogénéités locales des propriétés magnétiques du système FM-AF permettent également d'aboutir aux bons ordres de grandeur d'échange, et d'expliquer indifféremment la présence d'échange dans des systèmes d'AF compensés et non compensés.

Pour des AF monocristallins plans et non compensés, il a été montré expérimentalement qu'un très faible pourcentage de spins AF interfaciaux restaient rigides, et contribuaient alors au décalage macroscopique du cycle d'hystérésis. Les spins d'AF entraînés lors du retournement d'aimantation du FM contribuent, eux, à l'accroissement de la coercitivité [OHL 03a], [TAK 97]. Ces résultats expérimentaux suggèrent alors un comportement non collectif des spins d'AF, et permettent de valider, pour certains systèmes, la vision intuitive de Meiklejohn et Bean [MEI 56] :  $\sigma_{\text{FM-AF}} = \alpha \cdot J_{\text{FM-AF}} / (a^2)$ , avec  $\alpha$  le pourcentage de spins interfaciaux d'AF rigides. Il est cependant très probable que la particularisation des spins d'AF résulte d'inhomogénéités spatiales des propriétés magnétiques du système, comme par exemple des défauts ou encore la rugosité à l'interface FM-AF.

### Défauts.

Certains modèles prennent en compte les frustrations magnétiques dans l'AF via des défauts dans l'arrangement atomique des spins d'AF. Par exemple, comme illustré Figure 4.8(a), la présence de défauts dans la structure de spins compensés entraîne, en statique, la formation de parois de domaine d'AF piégées sur ces défauts. C'est également sur ce principe qu'est basé le *domaine state model* [NOW 02] développé par Nowak *et al* [Figure 4.8(b)]. La prise en considération de tels défauts permet également d'expliquer la présence d'échange pour des AF compensés.

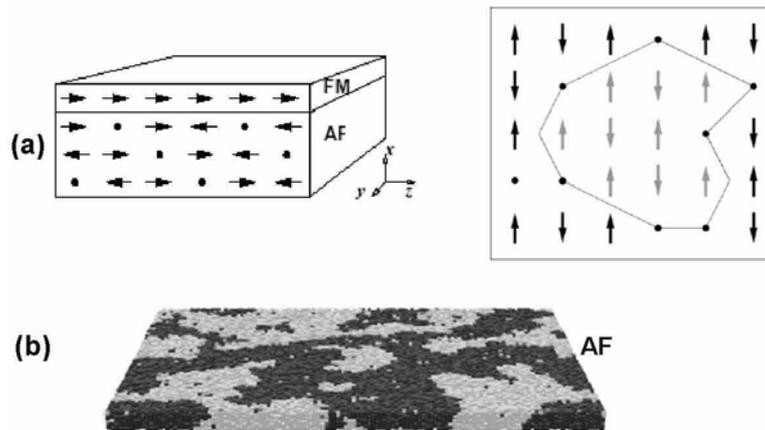


Figure 4.8: schéma représentant une paroi dans l'AF résultant de la présence de défauts (représentés par des points) dans la structure de spins de l'AF (a). Simulation associée [NOW 02] (b).

### Rugosité interfaciale : modèle de Malozemoff.

Pour les modèles évoqués précédemment, on considère une interface FM-AF plane. Dans son modèle statique du « champ aléatoire » appliqué au cas de bicouches FM-AF (*random field model*), Malozemoff prend en compte l'influence de la rugosité à l'interface FM-AF, source de frustrations magnétiques des spins d'AF [MAL 87-88].

La présence d'une marche atomique peut induire la formation d'une paroi de domaine perpendiculaire à l'interface, et à l'aplomb de cette marche atomique [Figure 4.9(a)]. Cette configuration résulte du compromis entre un gain d'énergie interfaciale FM-AF assuré par l'alignement local des spins d'AF avec les spins de FM et une perte d'énergie due à la formation de la paroi de domaines dans l'AF. De cette image statique simple, on retrouve deux notions fondamentales : la formation, et le possible piégeage d'une paroi de domaines d'AF sur une marche atomique, source de frustrations magnétiques.

Lorsque l'on considère maintenant toute une rugosité d'interface, le système FM-AF va dissiper l'énergie de frustration et ainsi minimiser son énergie totale en créant une configuration en domaines dans l'AF, domaines qui peuvent par exemple être représentés par des cylindres ou des bulles, comme simulé Figure 4.9(b). L'énergie interfaciale d'interaction locale devient alors aléatoirement distribuée sur les domaines d'AF. En se basant sur le *random field model* proposé par Imry et Ma [IMR 75], Malozemoff montre que la moyenne statistique des énergies d'échange sur tous les domaines peut être non nulle. Nous reviendrons plus en détail sur le lien entre le champ d'échange macroscopique résultant et certains paramètres pertinents du système FM-AF.

Notons que Malozemoff propose une image statique de la structure en domaines de l'AF et ne tient pas compte de probables réorganisations sous champ de cette structure ; réorganisations suggérées par Néel et Mauri.

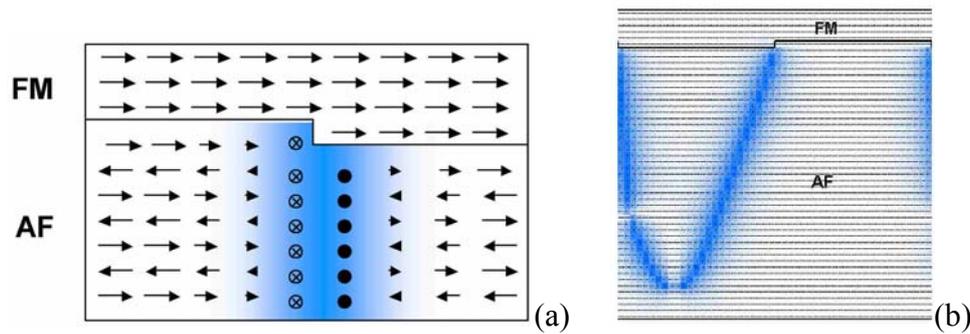


Figure 4.9: schéma représentant une paroi dans l'AF, perpendiculaire à l'interface, et résultant la présence d'une marche atomique à l'interface FM-AF (a). Simulation réalisée à l'aide du code *mi\_magnet* développé par F. Lançon, L. Billard, et F. Ernult [ERN 03], en utilisant des conditions de bords cycliques (b).

### Antiferromagnétiques polycristallins.

A ce stade du manuscrit, les modèles présentés considèrent le cas de monocristaux qui possèdent des structures de spins relativement simples (le plus souvent cubique simple). Certains AF présentent cependant des structures de spins plus complexes, comme par exemple l'iridium-manganèse IrMn ou le fer-manganèse FeMn (Figure 4.10).

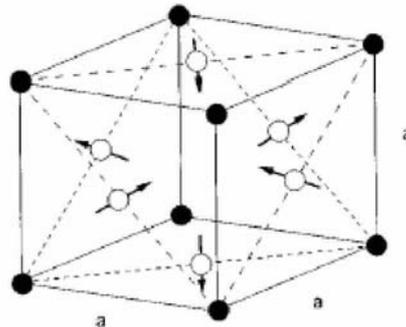


Figure 4.10: représentation de la structure « triple Q » (3Q) des spins de l'alliage d'IrMn<sub>3</sub> [TOM 99].

Il est également possible d'observer les effets d'anisotropie magnétique d'échange dans des AF polycristallins, auquel cas les joints de grains, en plus des défauts ou de la rugosité d'interface, fournissent une source supplémentaire de frustrations magnétiques. A ces frustrations s'ajoute une distribution des propriétés magnétiques locales d'anisotropie, d'échange inter-spins, de températures de blocage ...

Les descriptions des relations entre effets macroscopiques et structure de spins d'AF s'avèrent alors encore plus complexes. Si certains travaux théoriques ont été proposés [STI 99a], [STI 99b], [STI 01], [STA 00], l'utilisation de simulations numériques [NOW 02], [ERN 03], [SUE 03], qui permettent de rendre compte de tous ces effets complexes à l'origine de frustrations magnétiques, se sont avérées essentielles en vue de relier les manifestations macroscopiques de l'anisotropie magnétique d'échange à la structure de spins d'AF et aux effets de frustrations locales (Figure 4.11). Cette remarque est d'autant plus valable qu'aucune technique expérimentale actuelle ne donne accès à une information locale (inférieure à 15 nm)

sur la structure de spins d'AF. La seule technique d'observation directe de la structure en domaines de l'AF est le XPEEM (*x-ray photoemission electron microscope* [SCH 02b], [SCH 03]). Elle est basée sur l'interaction matière et rayonnement photonique polarisé et permet, dans certains cas, d'atteindre des résolutions de la quinzaine de nanomètres.

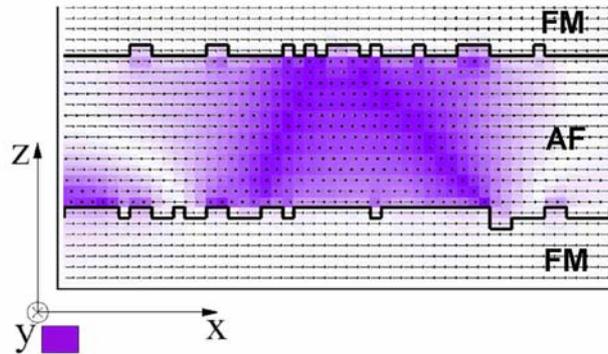


Figure 4.11: structure de spin d'AF complexe simulée dans une tricoche FM-AF-FM, pour des interfaces rugueuses, dans le cas relativement simplifié d'un système monocristallin possédant un réseau cubique simple [ERN 03].

Pour des AF polycristallins, les effets macroscopiques de l'anisotropie magnétique d'échange sont reliés à la structure complexe des spins d'AF. Cette structure résulte des frustrations magnétiques des spins d'AF induits par des écarts à l'uniformité des propriétés structurales ou magnétiques des couches. Remarquons que cette structure complexe n'est pas seulement interfaciale, elle est aussi présente dans le volume de l'AF. Cette structure induit la présence de spins interfaciaux d'AF non compensés. Le décalage macroscopique du cycle d'hystérésis de bicouches FM-AF [Figure 4.1(f)] est attribué au piégeage des spins interfaciaux de FM par les spins interfaciaux d'AF non compensés et rigides selon le mécanisme discuté au paragraphe 4.3.1. L'augmentation de la coercitivité est, elle, principalement attribuée à l'entraînement de spins d'AF ou à des modifications du piégeage des parois de domaines du FM lors du retournement de l'aimantation du FM. Remarquons qu'en plus des spins d'AF interfaciaux non piégés, certains spins dans le volume de l'AF contribuent également à cette augmentation de la coercitivité. Remarquons également que dans le cas de spins d'AF très peu piégés, la réorganisation successive de la structure de spins d'AF lors du retournement de l'aimantation du FM et le passage consécutif par des minimums locaux d'énergie est une cause possible des effets de traînage magnétique observés dans certains systèmes FM-AF [SCH 67].

L'observation d'échange plus important pour des bicouches FM-AF polycristallines à interface rugueuse en comparaison avec des bicouches FM-AF monocristallines à interface plane est probablement en partie à attribuer à un nombre de spins d'AF non compensés rigides plus important de part les nombreuses frustrations magnétiques présentes dans les bicouches FM-AF polycristallines à interface rugueuse.

Comme nous l'avons évoqué au paragraphe 4.1, des traitements des couches FM et AF, durant ou après le dépôt, sont en général nécessaires pour induire un décalage macroscopique du cycle d'hystérésis. Nous allons essayer de commenter pourquoi de tels traitements sont effectués, et quelle est l'influence de ces traitements sur l'organisation des spins FM et AF pour des systèmes polycristallins.

Le décalage de champ macroscopique est souvent observé lorsque le système FM-AF est refroidi sous champ à partir d'une température supérieure à la température de blocage,  $T_B$  de l'AF (température au-delà de laquelle le couplage FM-AF est supplanté par l'agitation thermique) mais inférieure à la température de Curie de la couche FM. Comme nous l'avons présenté, l'état rémanent de l'AF est très probablement composé de domaines magnétiques. Statistiquement, « brut de dépôt », et en l'absence de traitement pendant le dépôt, la répartition aléatoire des spins non compensés d'AF induit un couplage d'échange macroscopique nul. Afin d'induire un échange macroscopique non nul, la bicouche FM-AF est en général recuite sous champ à une température supérieure à la température de blocage  $T_B$ , comme indiqué au paragraphe 4.1.

Au-delà de la température  $T_B$ , la minimisation de l'énergie de la structure de spins d'AF ne s'accommode plus des frustrations interfaciales. Notons cependant que même au-delà de la température  $T_B$ , il est probable que l'AF soit encore en domaines du fait des frustrations induites dans le volume du matériau. Les spins de FM soumis au champ de recuit sont saturés, et induisent une direction privilégiée pour les spins interfaciaux d'AF. Durant le refroidissement, lorsque la température devient inférieure à  $T_B$ , l'énergie d'échange interfaciale locale prend de nouveau le dessus sur le désordre initié par l'énergie d'activation thermique. L'énergie de frustration est alors minimisée, en tenant compte de la direction privilégiée insufflée par les spins FM interfaciaux. L'énergie de couplage interfaciale n'est alors plus totalement aléatoirement répartie, et statistiquement une majorité de spins interfaciaux non compensés d'AF sont orientés dans le même sens que celui des spins de FM lors du recuit, c'est à dire dans le même sens que celui du champ de recuit.

D'autres traitements sont également utilisés pour induire l'échange macroscopique, comme par exemple des dépôts sous champ lorsque la croissance du FM précède celle de l'AF.

*En résumé, il a été suggéré que certains aspects du comportement de systèmes ferromagnétique/antiferromagnétique étaient comparables à ceux des systèmes désordonnés ou des verres de spin. Etant donné donc la complexité et la particularité de cette classe de systèmes, il est illusoire de compter sur un modèle universel. En revanche, comme nous l'avons discuté, les modèles utilisés permettent, chacun, pour des cas particuliers ou pour des effets prédominants, de mettre en évidence les mécanismes de base à l'origine des manifestations macroscopiques de l'anisotropie d'échange. Nombre de ces modèles ont été identifiés comme pertinents pour expliquer qualitativement et même quantitativement certains résultats expérimentaux. Par exemple, l'évolution du champ d'échange avec la taille des domaines d'antiferromagnétique prédite par le « random field model » de Malozemoff s'est révélée appropriée pour les systèmes de  $\text{LaFeO}_3(40\text{nm})\text{-Co}$ , par exemple, étudiés par Scholl et al. [SCH 04a]. Dans des systèmes de  $\text{Co-NiO}$ , Scholl et al. mirent également en évidence expérimentalement la formation de configurations de domaines de type Néel/Mauri [SCH 04b]. L'utilisation de techniques expérimentales comme par exemple l'optique non linéaire (MSHG : magnetic second-harmonic generation) pourrait fournir des informations complémentaires sur ce type de parois dans des bicouches ferromagnétique/antiferromagnétique, ou dans des tricouches ferromagnétique/antiferromagnétique/ferromagnétique [SAM 03]. Il a également été montré expérimentalement qu'un très faible pourcentage de spins antiferromagnétiques non compensés restaient rigides [OHL 03a], [TAK 97], et contribuaient alors au décalage macroscopique du cycle d'hystérésis, permettant ainsi de valider la vision intuitive de Meiklejohn et Bean [MEI 56]. L'orientation perpendiculaire des spins de ferromagnétique et*

d'antiferromagnétique prédite par Koon [KOO 97] a été expérimentalement mise en évidence dans de nombreux systèmes :  $FeMn-NiFe$ ,  $CoO-Fe_3O_4$ ,  $CoO-NiFe$ ,  $FeF_2-Fe$  [NOG 99a].

Selon la prédominance des paramètres mis en jeu, structure de spins, rugosité, défauts, anisotropies, certains modèles s'avèrent donc plus pertinents que d'autre. Chaque modèle contient une parcelle de vérité, mais dans les cas particuliers où les poids des paramètres pertinents sont équilibrés, les simulations numériques se sont révélées indispensables à la bonne compréhension des phénomènes observés et permettent de prendre en compte toute la complexité de ces systèmes frustrés. Très souvent, la simulation numérique [NOW 02], [ERN 03], [SUE 03] a mis en évidence la formation de domaines d'antiferromagnétique « hybrides » résultant de différents mécanismes mis en exergue individuellement dans plusieurs modèles théoriques distincts, comme des configurations locales ferromagnétique/antiferromagnétique à  $90^\circ$ , le réarrangement de la structure de spins AF influencé par la structure de spins du FM, le piégeage de parois d'antiferromagnétique...

#### 4.4. Questions en suspens.

Il reste encore de nombreux points d'interrogations quant à la pertinence et au rôle de certains paramètres sur les manifestations macroscopiques de l'anisotropie magnétique d'échange [NOG 99a]. Nous avons décidé, durant notre travail de thèse d'aborder certains de ces points, afin d'essayer, d'une part d'éclairer la compréhension fondamentale de ces phénomènes, et d'autre part en vue de l'intégration de futurs dispositifs utilisant le couplage d'échange FM-AF, comme par exemple des têtes de lectures ou des MRAM aux dimensions nanométriques ou encore des systèmes à anisotropie perpendiculaire. Le but de ce paragraphe est donc de discuter les points que nous allons traiter, et de situer nos études dans leurs contextes respectifs.

##### 4.4.1. Dimensions caractéristiques pertinentes et effets de taille finie.

Nous avons discuté les domaines d'AF, mais quel est l'ordre de grandeur de la taille de ces domaines ?

Il est commun d'utiliser le parallèle avec les parois de Bloch pour les FM afin d'estimer les tailles ( $\delta$ ) des parois de domaines dans un AF :  $\delta = \pi.(A_{AF} / K_{AF})^{1/2}$ , avec  $A_{AF}$  l'échange entre spins d'AF et  $K_{AF}$  l'anisotropie de l'AF. Il est alors possible d'estimer des tailles de parois de domaines de quelques nanomètres pour le  $FeF_2$ , de quelques dizaines de nanomètres pour l'iridium-manganèse IrMn (environ 25 nm en utilisant les paramètres déterminés par Carey *et al* [CAR 01]) ou le fer-manganèse FeMn, et de quelques microns pour l'oxyde de nickel NiO, par exemple. Les valeurs de  $A_{AF}$  sont en général calculées à partir de la température de Néel de l'AF (température de transition AF-paramagnétique) en utilisant la théorie du champ moléculaire (*mean field theory*). Elles peuvent également être mesurées par des techniques utilisant les propriétés d'interaction matière et rayonnement neutronique. Les valeurs de  $K_{AF}$  peuvent être déterminées à partir de mesures de susceptibilité magnétique.

Estimer directement la taille des domaines d'AF ( $D_{AF}$ ) est plus délicate. Comme nous le détaillerons au paragraphe 5.3.1, le *random field model* de Malozemoff permet notamment de relier la taille des domaines d'AF à l'épaisseur d'AF. L'ordre de grandeur de  $D_{AF}$  ainsi calculé pour l'iridium-manganèse est de quelques centaines de nanomètres pour des épaisseurs d'AF d'une dizaine de nanomètres. Des mesures de XPEEM [SCH 02b], [SCH 03] permettent un accès direct à  $D_{AF}$ . Par exemple, pour des systèmes de CoFeB-IrMn(10nm), Eimuller *et al* [EIM 04] observent des domaines d'AF de l'ordre 300-500 nm.

Remarquons que les effets de taille finie pour des particules FM deviennent en général prononcés pour des tailles de l'ordre de quelques nanomètres [BAT 02], [BOB 04a] (lorsque l'énergie d'activation thermique n'est plus négligeable devant les autres termes énergétiques, c'est à dire au-delà de la limite superparamagnétique), et non pas pour des dimensions de l'ordre de quelques centaines de nanomètres comme dans le cas de certains systèmes FM-AF.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 4.2, l'intérêt de l'étude des effets de taille finie sur le couplage d'échange FM-AF est en partie technologique. D'un point de vue fondamental, la réduction de la taille latérale de nanostructures à des échelles de tailles de l'ordre de grandeur de la dimension des domaines d'AF permettra certainement de mieux comprendre le rôle joué par les domaines d'AF [NOG soumis]. Cela permettra peut être de mettre en évidence plusieurs dimensions caractéristiques pertinentes. On peut également se poser des questions quant au comportement des propriétés macroscopiques de nanostructures : l'amplitude du décalage du cycle d'hystérésis sera-t-elle augmentée ou diminuée par rapport à la couche continue ? En sera-t-il de même pour le champ coercitif ou la température de blocage ? Les évolutions de ces paramètres en fonction des épaisseurs des couches, de la température ... suivront-elles les mêmes lois pour les nanostructures et les couches continues ? Sera-t-il encore possible de stabiliser l'aimantation de la couche FM piégée utilisée dans les dispositifs ?

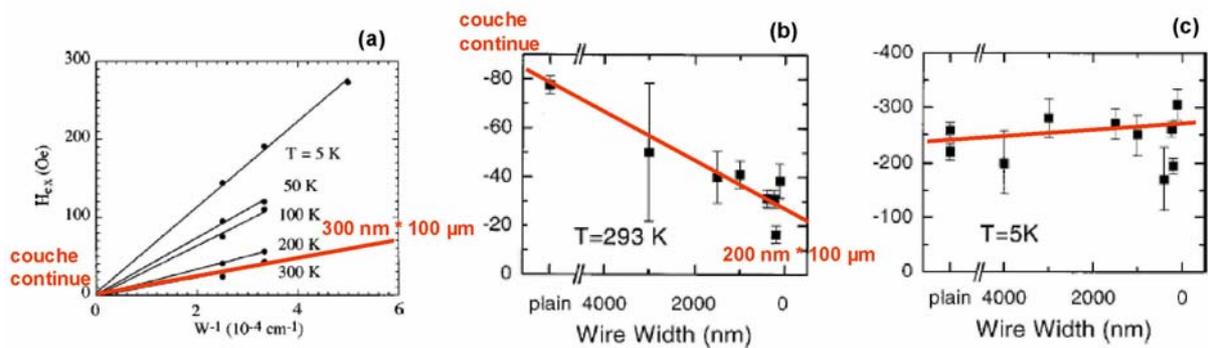


Figure 4.12: Evolution du champ d'échange,  $H_E$ , en fonction de la taille latérale de lignes de  $\text{NiO/NiFe}$  à 300K (a) [NEM 99], de  $\text{NiO/Ni}$  à 293K (b) et à 5K (c) [FRA 00].

Certaines études traitent des effets du confinement des spins d'AF sur les propriétés de couplage d'échange [REF B]. Certaines d'entre elles s'attachent à l'influence de la variation de la taille des nanostructures tout en gardant des épaisseurs de couches constantes [REF C]. Peu d'études prennent en compte les effets de la température ou de l'épaisseur des couches [REF D]. Dans la plupart des cas, il a été observé que la nanostructuration des couches FM et AF entraîne une augmentation du champ coercitif par rapport aux couches continues de même composition [REF E]. Il a été parfois observé l'apparition d'asymétries dans le cycle d'hystérésis après structuration [REF F].

[REF B] : [BOB 04b], [EIM 04], [EIS 05], [FRA 00], [GIR 03], [GUO 02], [HOF 03], [KIM 01a], [LI 05], [LIU 01], [NEM 99], [SHE 02], [SOR 05b], [SOR 04a], [WU 00], [YU 00].

[REF C] : [FRA 00], [GIR 03], [KIM 01a], [NEM 99], [SHE 02], [WU 00], [YU 00].

[REF D] : [FRA 00], [LIU 01], [NEM 99].

[REF E] : [EIS 05], [FRA 00], [KIM 01a], [LI 05], [LIU 01], [SOR 05b], [SOR 04a], [YU 00].

[REF F] : [EIS 05], [GIR 03], [GUO 02], [LI 05], [LIU 01], [SOR 05b].

Les effets du confinement des spins d'AF sur le décalage du cycle d'hystérésis semblent, eux, plus contradictoires d'une étude à l'autre. Si certains auteurs observent une augmentation du champ  $H_E$  dans les nanostructures par rapport à la couche continue [REF G], d'autres auteurs rapportent le comportement opposé [REF H]. Par exemple, pour des systèmes similaires, mesurés à 300K, de NiO-Ni et NiO-NiFe, et donc, pour le même AF, Nemoto *et al* [NEM 99] observent une augmentation du champ  $H_E$  sur les nanostructures alors que Fraune *et al* [FRA 00] observent une diminution [Figure 4.12(a) et (b)]. De même, les effets de la température restent mal compris. Comme rapporté par Fraune *et al* [FRA 00], il est possible d'observer une diminution du champ  $H_E$  sur les nanostructures par rapport à la couche continue à 300K, et au contraire, une faible augmentation à 5K [Figure 4.12(b) et (c)]. Certains autres résultats apparemment contradictoires sont rassemblés dans le Tableau 4.1. Jusqu'à présent, ces différences sont essentiellement attribuées aux différents AF utilisés ou aux méthodes de fabrications (dépôts, structurations...).

*Nous pensons que la prise en compte du rôle joué par les épaisseurs des couches ferromagnétique et / ou antiferromagnétique, ainsi que celui de l'activation thermique sont essentiels pour espérer mieux comprendre l'origine de ces contradictions. L'étude de ces effets sur des couches continues et des nanostructures ferromagnétique/antiferromagnétique à anisotropie planaire et perpendiculaire font l'objet des paragraphes 5.2, 5.3, et 6.2, 6.3, respectivement.*

BICOUCHE	FORME	TEMPERATURE (K)	TAILLE LATÉRALE (nm)	AUGMENTATION/DIMINUTION	REFERENCE
CoO 3nm/Co	dots	5	400	↘	[GIR 03]
CoO 10 nm/Co	wires	77	300	↗	[KIM 01]
NiO 40nm/Ni	wires	300	200	↘	[FRA 00]
NiO100 nm/NiFe	wires	5 to 300	300	↗	[NEM 99]
NiO 50nm/NiFe	dots	300	1000	↗	[WU 00]
IrMn 15nm/NiFe	dots	300	1000	↘	[SHE 02]
IrMn 10nm/NiFe	dots	300	1000	↗	[MAO 99]
FeF <sub>2</sub> 90 nm/Fe	wires	35	300	↘	[HOF 03]
FeF <sub>2</sub> 90 nm (continuous)/Fe(dots)	dots	10 to 77	60	↘	[LIU 02]
FeF <sub>2</sub> 20 nm (continuous)/Fe(holes)	holes	10 to 77	20	↗	[LIU 01]

Tableau 4.1: Quelques systèmes FM-AF nanostructurés pour lesquels l'amplitude du champ  $H_E$  est pour certaines études plus grande ou au contraire, pour d'autres études, plus petite par rapport à la couche continue.

#### 4.4.2. Orientation tridimensionnelle de la structure des spins d'antiferromagnétique et implications.

La plupart des théories sur l'anisotropie magnétique d'échange considèrent des AF pour lesquels les spins pointent dans le plan de la couche. Cependant, si la structure de spin

[REF G] : [FRA 00], [KIM 01a], [LIU 01], [NEM 99], [WU 00].

[REF H] : [BOB 04b], [EIS 05], [FRA 00], [GIR 03], [GUO 02], [HOF 03], [LI 05], [SHE 02], [SOR 05b], [SOR 04a], [YU 00].

du massif est préservée, certaines orientations d'AF (CoO, FeF<sub>2</sub>, FeMn, IrMn représenté Figure 4.10, ...) présentent des spins pointant hors du plan des couches. Intuitivement, la force du couplage FM-AM est liée à la projection des spins interfaciaux non compensés et rigides d'AF sur les spins interfaciaux de FM :  $\sigma_{\text{int}} \propto \mathbf{S}_{\text{AF}} \cdot \mathbf{S}_{\text{FM}} = S_{\text{AF}} \cdot S_{\text{FM}} \cdot \cos(\alpha)$ , avec  $\alpha$  l'angle entre les directions des spins FM et AF. Pour une direction des spins de FM fixée, et en faisant varier la direction relative des spins d'AF via des croissances suivant différents axes cristallographiques, il a été possible de confirmer cette relation pour un alliage AF de fer-fluore FeF<sub>2</sub> [NOG 99b] ou de fer-manganèse FeMn [JUN 95], par exemple.

*Pour une structure de spins d'antiferromagnétique fixée, nous nous proposons, au paragraphe 6.1, d'étudier les propriétés d'échange pour différentes directions de  $S_{\text{FM}}$  en faisant varier l'anisotropie du ferromagnétique (d'une anisotropie hors du plan des couches à une anisotropie planaire). Nous espérons alors mieux comprendre le rôle de l'anisotropie du ferromagnétique et par là de l'orientation relative des spins ferromagnétiques et antiferromagnétiques, sur les propriétés d'anisotropie magnétique d'échange.*

Pour des AF qui possèdent de telles structures de spin tridimensionnelles, et en utilisant un FM à anisotropie perpendiculaire au plan des couches, il devient alors possible d'induire de l'échange perpendiculaire [REF I]. Ce couplage FM-AF perpendiculaire s'avère très intéressant d'un point de vue technologique, et permettra d'implémenter des vannes de spin, des MRAM ou encore des têtes de lecture à anisotropie perpendiculaire. L'utilisation de l'anisotropie perpendiculaire dans les dispositifs présente de nombreux avantages par rapport aux systèmes à anisotropie planaire. Par exemple, les effets de champs démagnétisants sont plus faibles en comparaison avec des systèmes à anisotropie planaire, cela pourrait permettre de résoudre les problèmes rédhibitoires d'interactions (*cross-talks*) dans les dispositifs en réseau de type MRAM. Des essais préliminaires de vannes de spin [GAR 03b] ou de jonctions tunnel à double coercitifs [NIS 02] à anisotropie perpendiculaire ont déjà été réalisés.

*Comme pour les systèmes à anisotropie planaire, l'étude des effets de tailles réduites sur le comportement du couplage ferromagnétique/antiferromagnétique perpendiculaire est essentielle à son utilisation dans de futurs dispositifs, ainsi qu'à une meilleure compréhension du phénomène d'anisotropie magnétique d'échange. Une étude préliminaire sur ces effets de taille finie pour des systèmes à anisotropie perpendiculaire fait l'objet du paragraphe 6.3.*

---

[REF I] : [GAR 02], [GAR 03a], [GAR 03b], [KAG 00], [LIU 03a], [LIU 03b], [LIU 04], [MAA 01], [MAR 03a], [NIS 02], [SOR 04b], [SUN 03], [ZHO 04].

## Chapitre 5

### Bicouches *NiFe-IrMn* à anisotropie planaire.

#### 5.1. Préparation des échantillons et propriétés structurales des couches ferromagnétique et antiferromagnétique.

Les multicouches étudiées par la suite ont été réalisées sur trois types de substrats :

i) des nanostructures réalisées par lithographie *e-beam* et gravure à partir de plaquettes 200 mm (*wafer*) de Si/SiO<sub>2</sub> (2 nm, oxyde natif). Les détails de la structuration des couches de Si/SiO<sub>2</sub>, et les avantages de l'utilisation de substrats pré-gravés (comme par exemple l'absence d'altération des couches à étudier) ont été discutés au paragraphe 1.3.

ii) la partie continue des plaquettes 200 mm qui jouxte les nanostructures, et qui a subi toutes les étapes nécessaires à la gravure d'une partie de la couche (étapes détaillées au paragraphe 1.3).

iii) des substrats continus de barrettes de Si/SiO<sub>2</sub> (500 nm, oxyde thermique) de surface 3×26 mm<sup>2</sup> qui elles, n'ont pas subi toutes les étapes nécessaires à la gravure d'une partie de la couche.

Le sommet des nanostructures i) ainsi que la partie continue des plaquettes ii) sont à la même hauteur et ont subi les mêmes traitements durant la structuration (couchage puis retrait de la résine). Les propriétés de surface de ces deux types de substrats sont donc identiques.

Les deux types de substrats continus ii) et iii) ont été utilisés indifféremment. Nous avons vérifié qu'ils possèdent des rugosités de surface similaires, de l'ordre de 0.2 nm comme présenté Figure 5.1(a) et (b). Ces rugosités sont également identiques à celle mesurée sur le sommet des nanostructures. Les propriétés magnétiques de couches de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(5nm)/Pt(2nm) déposées sur l'un ou l'autre type de substrats continus ii) et iii) sont également similaires, comme en témoignent les mesures de cycles d'hystérésis présentés Figure 5.1(c).

Les couches de Ta/Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Ir<sub>20</sub>Mn<sub>80</sub>/Pt ont été déposées en *dc* (*direct current*) par pulvérisation cathodique, à température ambiante, sous une pression d'argon de 2.5 Pa, et suite à un vide limite de 4 à 5×10<sup>-5</sup> Pa. Hormis le dépôt de tantale, tous les dépôts sont effectués en incidence verticale. Pour des raisons d'encombrement de machine, la cible de tantale était sur une position inclinée, engendrant un dépôt en incidence oblique. Le tantale Ta, le permalloy NiFe, l'iridium-manganèse IrMn, et le platine Pt ont été déposés à des vitesses respectives de l'ordre de 0.06 ; 0.05 ; 0.12 ; et 0.1 nm.s<sup>-1</sup>. Etant donné le mauvais mouillage du permalloy sur le SiO<sub>2</sub>, le tantale sert de couche intermédiaire de croissance, le permalloy est la couche FM, l'iridium-manganèse est la couche AF, et le platine permet de protéger les couches de l'oxydation à l'air.

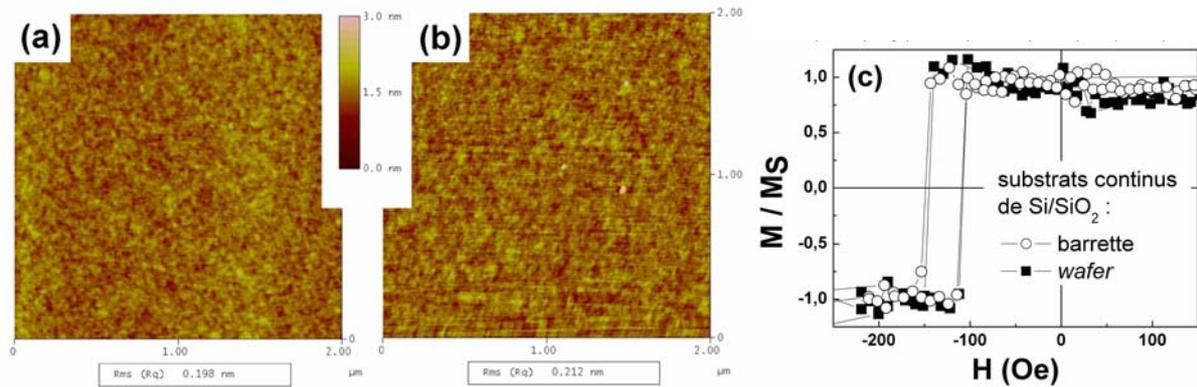


Figure 5.1: Images AFM et analyse de la rugosité RMS pour des substrats de Si/SiO<sub>2</sub> sous forme de barrette de 3×26 mm<sup>2</sup> avec oxyde thermique (a) ou de plaquette (wafer) 200 mm avec oxyde natif. Comparaison des cycles d'hystérésis mesurés par MOKE pour des systèmes de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(5nm)/Pt(2nm) déposés sur les deux types de substrats continus (c).

Comme discuté au paragraphe 4.1, il est parfois nécessaire d'effectuer des recuits sous champ afin d'induire un décalage macroscopique des cycles d'hystérésis mesurés sur des bicouches FM-AF. Dans notre cas, et comme nous le verrons par la suite, des recuits jusqu'à 550K ont été effectués, sous un vide de  $5 \times 10^{-3}$  Pa. Nous avons vérifié par des mesures MFM que les dépôts et les recuits ne modifient ni la forme ni l'état de surface des nanostructures de Si/SiO<sub>2</sub>.

Afin de connaître plus précisément la cristallographie des échantillons étudiés, nous avons effectué des expériences de rayons X (XRD : *X-ray diffraction*) aux « grands » angles, sur couches continues. Nous avons utilisé l'émission K<sub>α</sub> d'une source de cobalt ( $\lambda[K_{\alpha 1}] = 0.178901$  nm).

Préalablement à l'acquisition des données, l'axe q<sub>z</sub> (dans l'espace réciproque) de la machine est désorienté (en général de quelques degrés) relativement à l'axe q<sub>z</sub> de l'échantillon. Cela permet de minimiser la contribution des raies du substrat de silicium Si(100). En l'absence de ce réglage, le signal du silicium, très épais (0.5 μm), masque tout le signal d'intérêt.

Un *scan* θ-2θ (dans le réseau réciproque, on sonde alors q<sub>z</sub> pour q<sub>x</sub> et q<sub>y</sub> nuls) effectué sur un échantillon de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(19nm)/Pt(2nm), Figure 5.2, nous a permis de mettre en évidence les raies de la famille (111) caractéristiques de la phase cubique face centrée (fcc : *face centered cubic*) de l'iridium-manganèse et du permalloy. Nous observons également un résidu de la raie (400) caractéristique de la phase cubique du silicium. Comme nous n'observons que les familles de raies (111) pour l'iridium-manganèse et le permalloy, et aucune raie d'autres familles, nous en concluons que les cristallites d'iridium-manganèse et de permalloy sont orientées de façon privilégiée ; la direction (111) étant perpendiculaire à la surface de l'échantillon.

Notons que le positionnement et l'indexation des pics que nous observons sont en accord avec la littérature [STO 04] (avec une anode de cuivre, comme dans cet article, nos pics se trouveraient à :  $\theta_{\text{IrMn}(111)} = 41,5^\circ$  et  $\theta_{\text{NiFe}(111)} = 44,3^\circ$ . Les auteurs trouvent  $\theta_{\text{IrMn}(111)} = 41,5^\circ$  et  $\theta_{\text{NiFe}(111)} = 44,2^\circ$ ).

Remarquons que les raies caractéristiques de tantale et de platine ne sont pas observées sur ce *scan*  $\theta$ - $2\theta$ . Des mesures complémentaires sur un échantillon de Ta(30nm)/Pt(2nm) présentées en insert de la Figure 5.2 nous permettent de mettre en évidence les raies de la famille (001) de la phase  $\beta$  du tantale hexagonal, et de la famille (111) de la phase fcc du platine, en accord avec [JUN 03]. Confortés par [JUN 03] et [STO 04], il est raisonnable de penser que la phase  $\beta$ -Ta hexagonale orientée (001) est conservée pour une gamme d'épaisseurs de quelques nanomètres à quelques centaines de nanomètres. De même nous avons également mis en évidence l'orientation (111) du platine fcc lorsque la couche de 2 nm de platine croît sur une couche de seulement 5 nm de Ta.

*La structure cristallographique de nos échantillons est donc la suivante : Si(100) cc / SiO<sub>2</sub> amorphe /  $\beta$ -Ta(001) hc / NiFe(111) fcc / IrMn(111) fcc / Pt(111) fcc.*

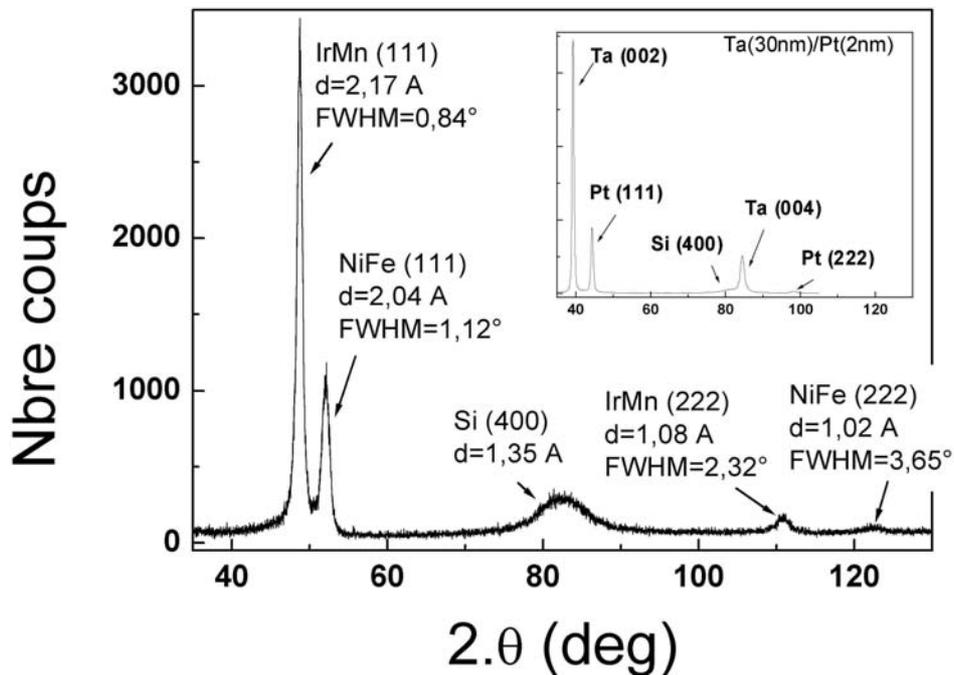


Figure 5.2: Mesures XRD  $\theta$ - $2\theta$  effectuées sur un échantillon de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(19nm)/Pt(2nm) et de Ta(30nm)/Pt(2nm) en insert.

Les tracés comparatifs des *scans*  $\theta$ - $2\theta$  ou  $\omega$  présentés Figure 5.3 nous permettent de discuter les effets du recuit sur les propriétés structurales des couches ainsi que les effets de la variation de l'épaisseur d'iridium-manganèse (la texture de l'AF étant notamment un paramètre pertinent).

Remarquons qu'un *scan* en  $\omega$  revient à sonder  $q_x$  pour  $q_z$  et  $q_y$  nuls, dans le réseau réciproque.

Afin de normaliser les courbes obtenues, pour l'échantillon de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(19nm)/Pt(2nm), nous avons ajusté le bruit de fond pour les expériences réalisées avant et après recuit, Figure 5.3(a) et Figure 5.3(b). Pour comparer les mesures effectuées sur l'échantillon de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(9nm)/Pt(2nm) avec celles sur l'échantillon de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(19nm)/Pt(2nm), nous avons normé l'intensité

recueillie pour le pic (111) du permalloy, Figure 5.3(c) et Figure 5.3(d), l'atténuation de l'intensité des RX à la traversée des couches d'iridium-manganèse étant négligeable.

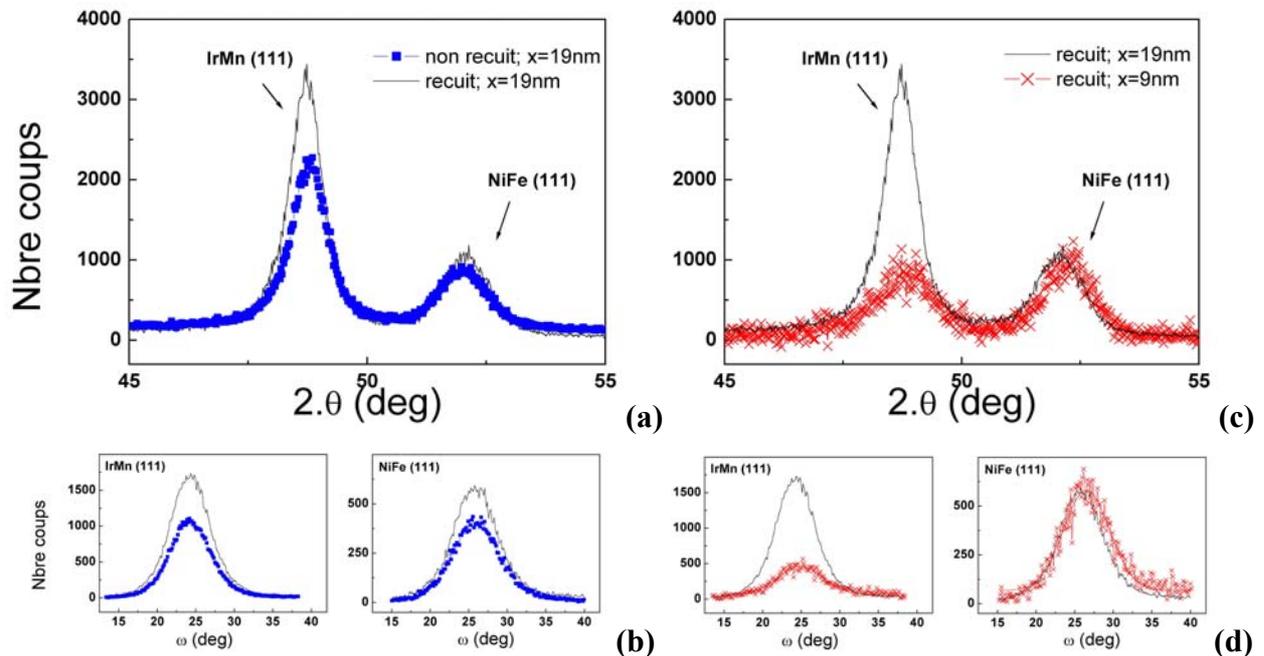


Figure 5.3: Comparaison des mesures XRD  $\theta$ - $2\theta$  effectuées sur un échantillon de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(19nm)/Pt(2nm) avant et après recuit sous champ (a). Comparaison des mesures XRD  $\theta$ - $2\theta$  effectuées sur un échantillon de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(19nm)/Pt(2nm) et sur un échantillon de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(9nm)/Pt(2nm) après recuit sous champ (c). Comparaison des « rocking curves » correspondantes ( $\omega$  scan) autour des pics (111) de l'IrMn et du NiFe pour les mêmes échantillons (b) et (d).

Figure 5.3(a), nous observons une augmentation de l'intensité intégrée de la raie (111) de l'iridium-manganèse engendrée par le recuit (soit une augmentation de l'intensité du pic et faible diminution de la largeur à mi-hauteur). Cela témoigne d'un renforcement de la texture (111) de l'iridium-manganèse, comme typiquement observé [JUN 03], [STO 04]. Le recuit n'induit en revanche qu'une faible augmentation de la texture du permalloy.

Si nous nous intéressons maintenant aux effets de l'épaisseur d'iridium-manganèse pour les échantillons recuits [Figure 5.3(c)], nous observons que l'augmentation de l'épaisseur d'iridium-manganèse n'engendre pas de modification significative de la texture (111). Pour une épaisseur de 19 nm d'iridium-manganèse, le pic de la raie (111) est plus intense que pour une épaisseur de 9 nm. Ramenées à une quantité de matière équivalente, les intensités intégrées des pics pour les deux épaisseurs d'iridium-manganèse sont similaires (l'intensité intégrée pour l'échantillon épais de 9 nm est multipliée par le rapport des épaisseurs au carré).

Les largeurs à mi-hauteur,  $\Delta(2\theta)$  et  $\Delta(\omega)$  des pics obtenus pour les *scans*  $\theta$ - $2\theta$  et  $\omega$  reportées Figure 5.3, nous permettent d'avoir respectivement accès aux longueurs de cohérence verticale,  $L_v$  via la formule de Scherrer, et horizontale,  $L_h$  pour chaque matériau:  $L_v$

=  $(n.K.\lambda)/[\{\Delta(2\theta)^2 - \Delta(2\theta)_{\text{int}}^2\}^{1/2}.\cos(\theta_B)]$  et  $L_h = (n.K.\lambda)/[2.\Delta(\omega).\sin(\theta_B)]$ , avec n l'ordre du pic,  $\Delta(2\theta)_{\text{int}}$  la largeur instrumentale, et K un facteur géométrique caractéristique de la forme des cristallites (en considérant des cristallites allongées, nous avons pris  $K = 0.8$  ; cette approximation se vérifiera par la suite). Notons que la largeur  $\Delta(2\theta)_{\text{int}}^2$  intrinsèque aux conditions expérimentales peut être calculée ( $\sim 0.015^\circ$ ) et est ici négligeable devant la largeur  $\Delta(2\theta)^2$  des pics observés (de l'ordre de  $1^\circ$ ). Les valeurs de  $\Delta(2\theta)$ ,  $\Delta(\omega)$ ,  $L_v$  et  $L_h$  sont reportées dans le Tableau 5.1.

	<b>IrMn (111)</b>					<b>NiFe (111)</b>				
	<b>d Å</b>	<b><math>\Delta(2\theta)^\circ</math></b>	<b><math>\Delta(\omega)^\circ</math></b>	<b><math>L_v</math> nm</b>	<b><math>L_h</math> nm</b>	<b>d Å</b>	<b><math>\Delta(2\theta)^\circ</math></b>	<b><math>\Delta(\omega)^\circ</math></b>	<b><math>L_v</math> nm</b>	<b><math>L_h</math> nm</b>
<b>x = 19 nm non recuit</b>	2.17	0.91	5.29	<b>12.5</b>	<b>2.1</b>	2.04	1.19	6.07	<b>9.4</b>	<b>1.7</b>
<b>x = 19 nm recuit</b>	2.17	0.84	5.15	<b>13.7</b>	<b>2.2</b>	2.04	1.12	5.6	<b>10.1</b>	<b>1.9</b>
<b>x = 9 nm recuit</b>	2.16	1.36	5.87	<b>8</b>	<b>1.9</b>	2.03	1.07	5.98	<b>10.6</b>	<b>1.8</b>
	<b>IrMn (222)</b>					<b>NiFe (222)</b>				
	<b>d Å</b>	<b><math>\Delta(2\theta)^\circ</math></b>	<b><math>\Delta(\omega)^\circ</math></b>	<b><math>L_v</math> nm</b>	<b><math>L_h</math> nm</b>	<b>d Å</b>	<b><math>\Delta(2\theta)^\circ</math></b>	<b><math>\Delta(\omega)^\circ</math></b>	<b><math>L_v</math> nm</b>	<b><math>L_h</math> nm</b>
<b>x = 19 nm non recuit</b>	1.09	2.28	4.73	<b>14.8</b>	<b>2.4</b>	1.02	-	4.87	-	<b>2.2</b>
<b>x = 19 nm recuit</b>	1.08	2.32	4.6	<b>14.6</b>	<b>2.4</b>	1.02	3.65	5.35	<b>10.8</b>	<b>2</b>
<b>x = 9 nm recuit</b>	1.09	-	-	-	-	1.02	-	-	-	-

*Tableau 5.1: Récapitulatif des paramètres mesurés et / ou déduits des expériences XRD avec  $\lambda[K_{\alpha 1, \text{Co}}] = 0.178901 \text{ nm}$  ; d : distance interatomique,  $\Delta(2\theta)$  largeur du pic sur un scan  $\theta - 2\theta$ ,  $\Delta(\omega)$  largeur du pic sur un scan  $\omega$ ,  $L_v$  : longueur de cohérence verticale, et  $L_h$  : longueur de cohérence horizontale.*

Notons que les valeurs de la longueur  $L_v$  ne dépendent pas du traitement de recuit et sont de l'ordre de grandeur des épaisseurs des couches correspondantes. On en déduit une bonne cohérence verticale des propriétés structurales des différentes couches (notamment absence de joints de grains horizontaux). Cela témoigne d'une très probable croissance colonnaire des grains. La cohérence verticale n'est pas altérée par le recuit, et ne dépend pas de l'épaisseur des couches d'AF.

Les largeurs  $\Delta(\omega)$  résultent principalement de la mosaïcité dans le plan des couches ainsi que de la taille finie des grains. Dans le cas d'une faible mosaïcité, la longueur de cohérence horizontale déduite de  $\Delta(\omega)$  est significative de la dimension latérale des grains. Les valeurs de la longueur  $L_h$  que nous obtenons sont très faibles, de l'ordre de 2 nm, c'est à dire un ordre de grandeur inférieur à la taille des grains généralement mesurée dans ce type de matériaux [JUN 03], [STO 04]. Il est donc très vraisemblable que les couches déposées présentent une très forte mosaïcité, qui ne nous permet pas, à partir de ces mesures, de remonter directement à la taille des grains.

## 5.2. Influence de l'anisotropie unidirectionnelle sur les propriétés magnétiques de la couche ferromagnétique.

Intéressons nous maintenant aux propriétés magnétiques des couches continues et des nanostructures. Tout d'abord, étudions l'effet de la mise en interaction de la couche FM avec la couche AF sur les propriétés de la couche FM.

Des cycles d'hystérésis mesurés sur des couches continues et des réseaux de plots (90/110/200) de compositions Ta(5nm)/NiFe(12nm)/Pt(2nm) et Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(5nm)/Pt(2nm), bruts de dépôt et suite à un traitement thermique sous champ vont être discutés.

Les cycles d'hystérésis ont été mesurés à température ambiante par effet Kerr longitudinal ( $\lambda = 670 \text{ nm}$ , MOKE : *magneto-optical Kerr effect*).

Le traitement thermique consiste en un recuit sous champ planaire pendant 30 min à 550K (au-delà de la température  $T_B$ , comme nous le justifierons au paragraphe 5.3.2), puis un refroidissement lent sous champ jusqu'à température ambiante. Le champ de recuit de 2.4 kOe environ est appliqué selon la direction définie par un côté des plots dans le cas des nanostructures, et selon la plus grande longueur de la barrette dans le cas des couches continues. Cette direction est arbitrairement choisie comme la direction  $0^\circ$ .

Afin de quantifier l'anisotropie éventuelle des propriétés magnétiques des systèmes, les cycles ont été mesurés selon différents angles par rapport à la direction de recuit. Cette direction est choisie arbitrairement comme la direction  $0^\circ$ . Par souci de clarté, seules les mesures à  $0, 45, 90^\circ$ , et  $135$  et  $180^\circ$  si nécessaire sont tracées sur les courbes.

Notons que l'obtention d'un seul cycle d'hysteresis pour les nanostructures est délicate et nécessite de nombreuses heures de manipulations et d'expériences.

Remarquons que les forts effets d'ombrages résultants de la géométrie du réseau (plots hauts de 200 nm, puis 300 nm par la suite et espacés de 110 nm), associés au faible angle d'incidence du faisceau laser choisi pour la mesure MOKE ( $30^\circ$ ) permettent de masquer le signal provenant des matériaux déposés dans les tranchées. La hauteur des plots (200 ou 300 nm) permet de négliger les couplages magnétostatiques entre les matériaux déposés dans le fond des tranchées, et sur le sommet des plots [LAN 01].

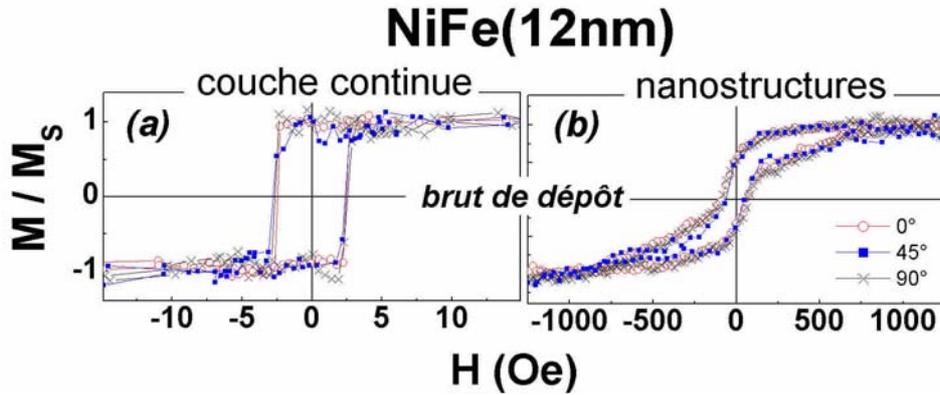


Figure 5.4: Cycles d'hystérésis mesurés par MOKE pour différents angles, sur des couches continues et des nanostructures de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/Pt(2nm) brut de dépôt.

La Figure 5.4(a) témoigne de l'isotropie des propriétés magnétiques de la couche de permalloy, NiFe, brut de dépôt, excluant l'hypothèse d'une anisotropie induite lors du dépôt (par l'incidence oblique du tantale, Ta, notamment). Le permalloy étant un matériau doux, son champ coercitif est faible, ici de l'ordre de 3 Oe.

De même, comme illustré Figure 5.4(b), les nanostructures de permalloy brut de dépôt présentent des propriétés isotropes, malgré l'aspect relativement carré des plots [Figure 1.4(a)]. Des simulations micromagnétiques effectuées par L. Buda ont montré qu'une telle géométrie carrée des plots ne permet cependant pas d'expliquer l'isotropie des propriétés magnétiques. Cet effet est probablement dû au fait que nous intégrons le signal résultant de tout un ensemble de plots. La forme des cycles d'hystérésis Figure 5.4(b), et notamment la rupture de pente lors des sauts d'aimantation, permet de supposer que le retournement de l'aimantation n'a pas lieu via une rotation cohérente, mais probablement via la formation de domaines de fermeture de flux de haute rémanence (*S*, *C*, *fleur*...) [COW 98a], [COW 00].

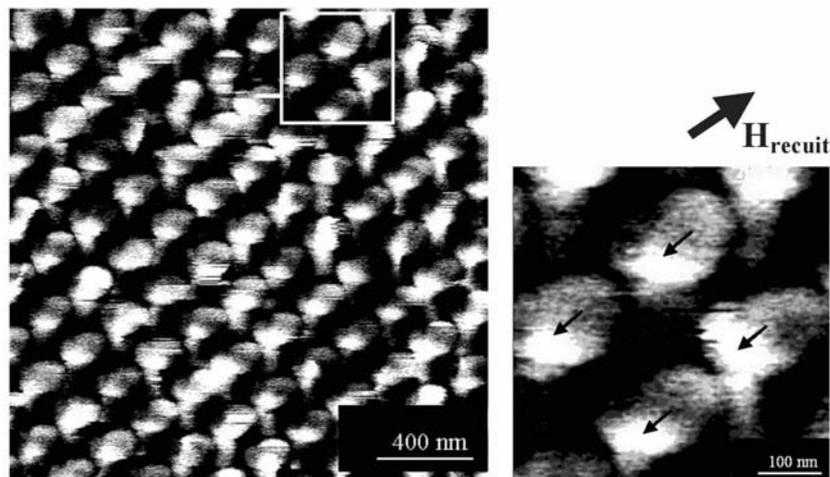


Figure 5.5: Images MFM d'un réseau de plots 90/110/300 de composition Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(5nm)/Pt(2nm) à la rémanence.

Cette configuration est nucléée en champ positif (environ 150 Oe) et s'annihile à de forts champs négatifs (de l'ordre de 800 Oe). Etant donné la dimension des nanostructures (90 nm), et la résolution (environ 30 nm) que nous pouvons atteindre par MFM dans des conditions de mesure classiques (température ambiante, mesure sous pression atmosphérique...), et pour des systèmes présentant une forte topographie, les images MFM que nous avons obtenues ne permettent pas de distinguer des configurations de types *S*, *C*, *fleur*... et monodomaines (Figure 5.5). Nous n'avons donc pas pu, pour cette taille de plots confirmer par des mesures locales sous pointes et sous champ, le mode de renversement d'aimantation suggéré par les mesures macroscopiques.

Notons que la forme des cycles observés Figure 5.4(b) est très similaire à celle mesurée dans le cas de plots circulaires de même composition, et de diamètre 200 nm, préparés par des techniques de lithographie nanosphère [SOR 04a]. Dans ce cas, les mesures MFM exploitables pour ces dimensions confirment un mode de retournement d'aimantation via la formation de domaines de fermeture de flux, associé à l'observation de ce type de forme de cycles.

Remarquons également que dans le cas des plots une large distribution de champs de retournement, attribuée aux détails fins de la géométrie des plots, comme par exemple la forme exacte des coins, principaux centres de nucléation et qui diffèrent d'un plot à un autre, contribue à procurer aux cycles un aspect penché [LAN 00].

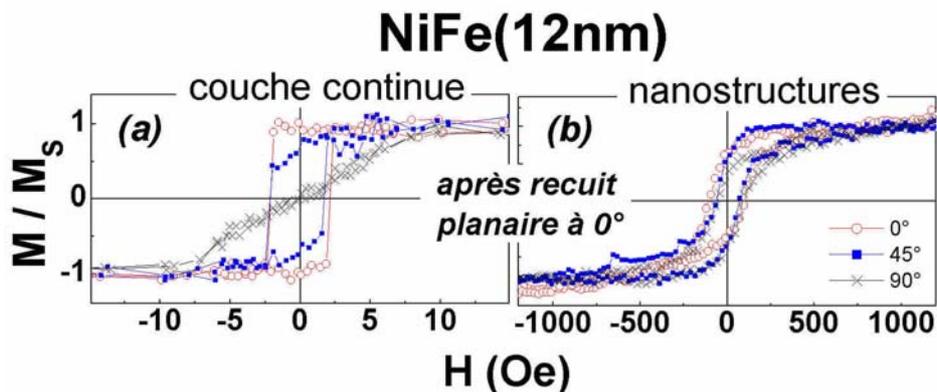


Figure 5.6: Cycles d'hystérésis mesurés par MOKE pour différents angles, sur des couches continues et des nanostructures de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/Pt(2nm) après recuit sous champ planaire selon la direction 0°.

Le recuit de la couche continue de permalloy Figure 5.6(a) engendre l'établissement d'une faible anisotropie uniaxiale de l'ordre de la dizaine d'Oersteds. Cette faible augmentation de l'anisotropie ne s'accompagne pas d'une augmentation de la coercitivité. Ce même recuit n'a pas d'effet apparent sur les propriétés magnétiques des nanostructures de permalloy Figure 5.6(b). Il est très probable qu'une faible anisotropie de la dizaine d'Oersteds est également induite post-dépôt, mais elle reste non visible sur les cycles d'hystérésis mesurés.

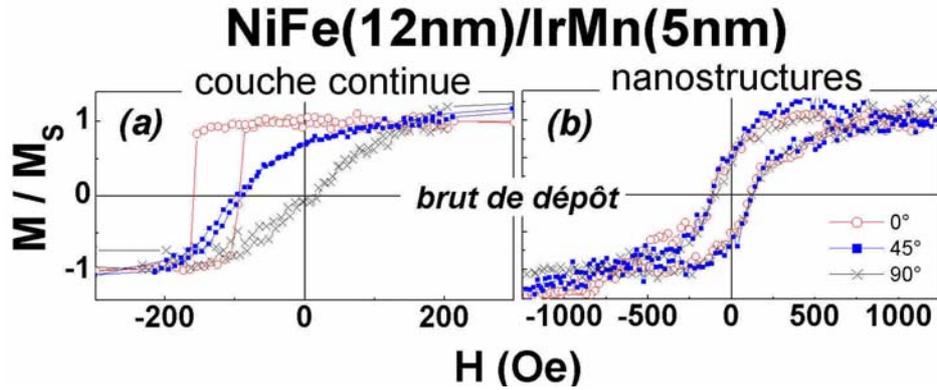


Figure 5.7: Cycles d'hystérésis mesurés par MOKE pour différents angles, sur des couches continues et des nanostructures de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(5nm)/Pt(2nm) brut de dépôt.

Les propriétés magnétiques de la couche continue de NiFe-IrMn ne sont pas isotropes, même avant recuit, comme observé Figure 5.7(a). Nous notons un décalage du cycle d'hystérésis ( $H_E \sim 125$  Oe) accompagné d'un renforcement du champ coercitif ( $H_C = 35$  Oe) par rapport à la couche de permalloy seule et pour une mesure selon la direction  $0^\circ$ . Le champ d'anisotropie unidirectionnel,  $H_A$ , induit avant recuit, est déduit du cycle mesuré suivant l'axe difficile à  $90^\circ$ . Il est de l'ordre de 200 Oe, soit une anisotropie effective  $K_{\text{eff}}$  de l'ordre de  $8 \times 10^4$  erg.cm<sup>-3</sup> (en considérant approximativement une anisotropie cristalline de second ordre, soit  $H_A = 2.K_{\text{eff}}/M_{S,\text{NiFe}}$  avec une aimantation à saturation du permalloy  $M_{S,\text{NiFe}}$  de l'ordre de 800 emu.cm<sup>-3</sup>).

Avant recuit, et sans traitement particulier, nous nous attendions à observer un cycle d'hystérésis centré (avec un décalage en champ moyen nul), accompagné d'un seul renforcement du champ coercitif, comme discuté aux paragraphes 4.1 et 4.3. Il existe cependant un faible champ rayonné par les magnétrons dans la machine de pulvérisation cathodique. Au niveau du substrat, ce champ est orienté selon la grande direction des barrettes, soit  $0^\circ$ . Il est très probablement supérieur aux 3 Oe suffisants à saturer la couche de permalloy seule, le dépôt de permalloy précédant celui d'iridium-manganèse. L'orientation de tous les spins de permalloy durant le dépôt permet d'induire l'établissement d'un sens privilégié pour l'orientation des spins d'iridium-manganèse. Nous avons donc effectué un dépôt sous champ, comme introduit aux paragraphes 4.1 et 4.3.

Dans le cas des nanostructures de NiFe-IrMn, Figure 5.7(b), les manifestations d'échange telles l'anisotropie unidirectionnelle, et le décalage en champ du cycle d'hystérésis ne sont pas établies dans l'état brut de dépôt, et les propriétés magnétiques du système demeurent isotropes. Seule une augmentation du champ coercitif par rapport aux nanostructures de permalloy (d'environ 35 %) témoigne de la présence du couplage local FM-AF. En effet, dans ce cas, le champ rayonné par les magnétrons au niveau du substrat est très probablement inférieur au champ nécessaire à saturer l'aimantation des nanostructures de permalloy, de l'ordre de 1 kOe [Figure 5.4(b)]. Nous sommes maintenant dans le cas équivalent à un dépôt sans traitement en champ (introduit paragraphe 4.1 et 4.3). L'établissement de l'anisotropie unidirectionnelle, et du décalage en champ macroscopique nécessitent dans ce cas un traitement post-dépôt.

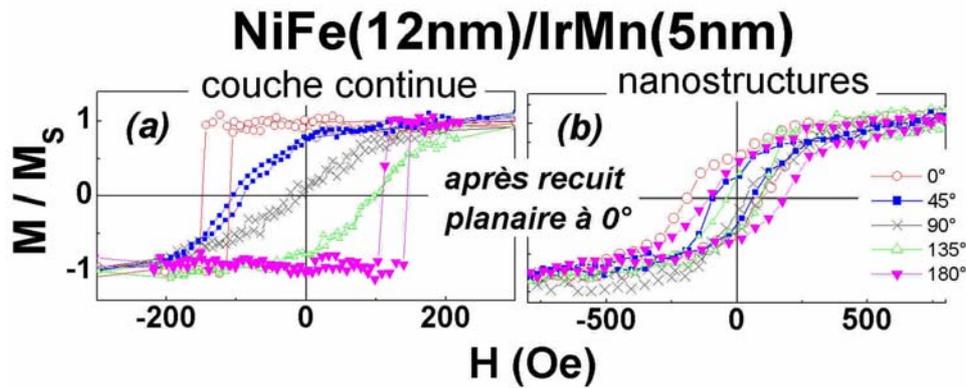


Figure 5.8: Cycles d'hystérésis mesurés par MOKE pour différents angles, sur des couches continues et des nanostructures de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(5nm)/Pt(2nm) après recuit sous champ planaire selon la direction  $0^\circ$ .

Comme dans le cas des couches continues de NiFe, le recuit engendre une diminution de la coercitivité des couches continues de NiFe-IrMn Figure 5.8(a), de 40 % environ, mais n'a pas d'effets observables sur les amplitudes des champs d'échange et d'anisotropie unidirectionnelle établis durant le dépôt. A noter que le champ de recuit est appliqué volontairement dans le même sens que celui du faible champ des magnétrons, qui agit durant le dépôt.

Pour les nanostructures de NiFe-IrMn, le recuit sous champ permet l'établissement de l'anisotropie unidirectionnelle, et du décalage en champ macroscopique Figure 5.8(b), via le processus détaillé au paragraphe 4.3. La périodicité de  $360^\circ$  des mesures de cycle d'hystérésis pour différents angles est un premier indice de la présence d'une anisotropie unidirectionnelle.

Les propriétés magnétiques des nanostructures de NiFe-IrMn après dépôt deviennent anisotropes avec un champ d'anisotropie unidirectionnelle de l'ordre de 250 Oe, soit une anisotropie effective  $K_{\text{eff}} \sim 1 \times 10^5 \text{ erg.cm}^{-3}$ , environ un quart supérieur au champ d'anisotropie de la couche continue.

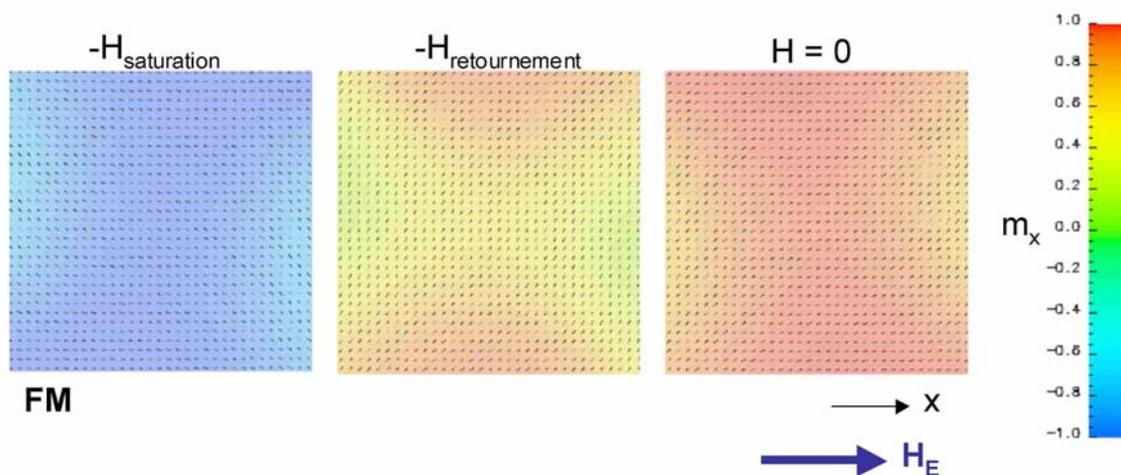


Figure 5.9: simulations micromagnétiques des configurations magnétiques de la couche FM d'un plot carré de côté 90 nm de composition NiFe(12nm)/IrMn(5nm) pour différents champs appliqués.

Des simulations micromagnétiques, dans l'hypothèse approximative de couches FM-AF parfaitement carrées, ont permis de confirmer l'aspect quasi-cohérent du retournement de l'aimantation du matériau FM (Figure 5.9). Notons que l'état rémanent observé en champ nul sur la Figure 5.9 est un état de type *S* [COW 98a], [COW 00]. Notons également que les calculs micromagnétiques sur réseau dense de géométrie 90/110 et sur un plot isolé carré de côté 90 nm ont donné les mêmes résultats. Ceci permet ainsi de conclure que les interactions magnétostatiques inter-plots sont négligeables pour cette géométrie de réseau.

De nouveau, la présence des distributions de champs coercitifs engendre la mesure de cycles penchés selon  $0^\circ$ , pour les nanostructures, par comparaison avec les cycles carrés avec un rapport d'aimantation rémanente sur aimantation à saturation,  $M_R/M_S$ , proche de 1, dans le cas des couches continues.

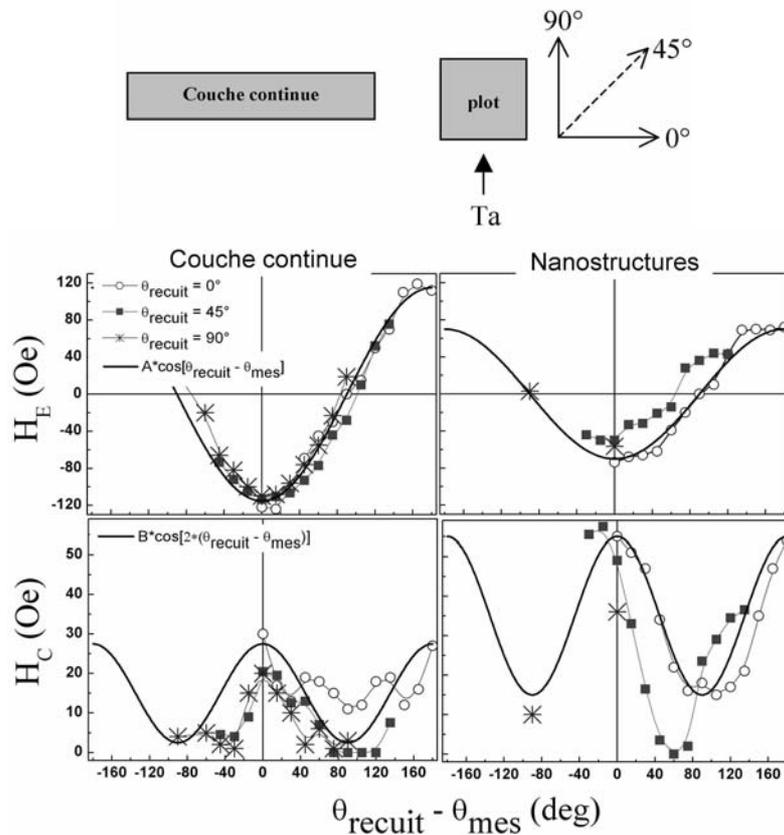


Figure 5.10: Evolutions des champs  $H_E$  et  $H_C$  en fonction de l'angle relatif à la direction de recuit pour des couches continues et des nanostructures 90/110/300 de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(5nm)/Pt(2nm) après recuit sous champ planaire appliqué selon différentes directions, comme indiquées sur le schéma de l'insert.

Les évolutions des champs  $H_E$  et  $H_C$  en fonction de l'angle relatif à la direction de recuit, et pour différentes directions de recuit sont tracées Figure 5.10 pour des couches continues et des nanostructures 90/110/300 de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(5nm)/Pt(2nm).

Pour plus de clarté, les barres d'erreurs ne sont pas incluses sur ces courbes, mais le MOKE, ainsi que le four de recuit que nous avons utilisés ne nous permettent pas de contrôler les angles de mesure  $\theta_{\text{mes}}$  et de recuit  $\theta_{\text{recuit}}$  à moins de quelques degrés. L'erreur sur la différence d'angles  $\Delta\theta = \theta_{\text{recuit}} - \theta_{\text{mes}}$  est estimée à  $10^\circ$ . L'incertitude de mesure sur les champs  $H_E$  et  $H_C$  est estimée à 5 Oe.

Notons que par rapport aux systèmes précédents (Figure 5.8), et pour toute la suite de l'étude, la cible de permalloy a été changée. Les échantillons de NiFe-IrMn réalisés avec les différentes cibles (Figure 5.8 et Figure 5.11) présentent sensiblement le même décalage en champ du cycle d'hystérésis, malgré des coercitivités différentes. Ceci est attribué aux propriétés intrinsèques des cibles.

Quel que soit l'angle de recuit (Figure 5.10), les évolutions des champs  $H_E$  et  $H_C$  en fonction de la différence d'angle  $\Delta\theta$  confirment la prédominance de l'énergie unidirectionnelle induite par recuit devant l'anisotropie de forme ou de croissance.

Les variations en  $\cos[\Delta\theta]$  et en  $\cos[2.\Delta\theta]$  des champs  $H_E$  et  $H_C$ , respectivement, confirment le caractère unidirectionnel de l'interaction établie. Sur la Figure 5.10, pour un recuit à  $0^\circ$ , et pour une mesure selon cette direction de recuit, nous mesurons :  $H_{E,\text{Cont}} \sim 120$  Oe,  $H_{C,\text{Cont}} \sim 30$  Oe,  $H_{E,\text{Plots}} \sim 70$  Oe, et  $H_{C,\text{Plots}} \sim 55$  Oe. Les couches de NiFe(12nm)/IrMn(5nm) de dimension inférieure à 100 nm que nous avons réalisées sont alors utilisables comme couches de référence de têtes de lectures GMR ou de points mémoire TMR à de telles dimensions. Notons que la nanostructuration des bicouches FM-AF engendre un renforcement du champ coercitif. Cet effet peut notamment être mis à profit afin d'augmenter la stabilité des media magnétiques [SKU 03]. Remarquons également qu'à température ambiante et pour une épaisseur d'iridium-manganèse de 5 nm, le champ d'échange, et donc l'énergie interfaciale d'échange, est plus faible pour des plots carrés de côté 90 nm que pour la couche continue de même composition.

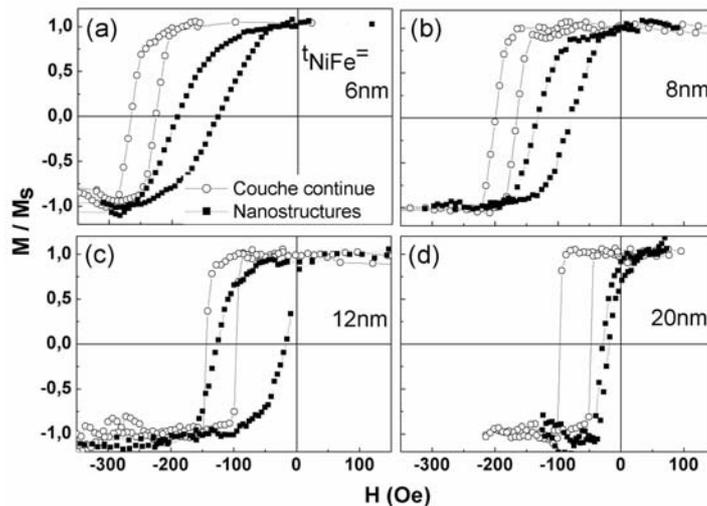


Figure 5.11: Cycles d'hystérésis mesurés par MOKE à température ambiante, pour des couches continues et des nanostructures 90/110/300 de composition Ta(5nm)/NiFe( $t_{\text{NiFe}}$ )/IrMn(5nm)/Pt(2nm).

Le tracé de l'évolution du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de permalloy, Figure 5.12, à partir des cycles d'hystérésis de la Figure 5.11 nous a permis de déterminer plus précisément les énergies d'échange en question. En effet, pour les couches continues, et pour les nanostructures de composition Ta(5nm)/NiFe( $t_{\text{NiFe}}$ )/IrMn(5nm)/Pt(2nm), le champ d'échange est inversement proportionnel à l'épaisseur de permalloy. Notons que jusqu'à présent, ce type d'évolution, connue [REF J], n'avait pas été observé jusqu'à des tailles latérales de structures inférieures au micron [WU 00], [YU 00].

Cette évolution en  $1/t_{\text{FM}}$  souligne le rôle prépondérant joué par les spins interfaciaux du FM, en couche continue et en nanostructures. L'expression  $H_E = \sigma_{\text{FM-AF}} / (M_{\text{S,FM}} \cdot t_{\text{FM}})$  (introduite au paragraphe 4.1) nous permet de trouver une énergie  $\sigma_{\text{FM-AF,Cont}} \sim 0.12 \text{ erg.cm}^{-2}$  dans le cas des couches continues, et  $\sigma_{\text{FM-AF,Plots}} \sim 0.07 \text{ erg.cm}^{-2}$  dans le cas des nanostructures (avec  $M_{\text{S,NiFe}} \sim 800 \text{ emu.cm}^{-3}$ ). Ces énergies interfaciales d'échange sont calculées en considérant que tous les spins interfaciaux participent au décalage macroscopique du cycle d'hystérésis. Cependant, comme discuté au paragraphe 4.3, il est très probable que seul un faible pourcentage de spins d'AF non compensés reste rigide durant le retournement d'aimantation du FM, et participe ainsi à ce décalage de cycle. Les énergies de couplage local mises en jeu sont donc colossales, très probablement de l'ordre de 100 fois supérieures à celles calculées ci-dessus.

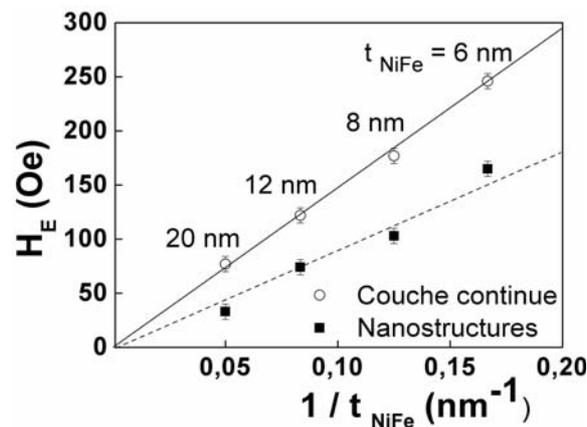


Figure 5.12: Evolutions du champ d'échange,  $H_E$  en fonction de l'inverse de l'épaisseur de la couche de NiFe,  $1/t_{\text{NiFe}}$  pour des couches continues et des nanostructures 90/110/300 de composition Ta(5nm)/NiFe( $t_{\text{NiFe}}$ )/IrMn(5nm)/Pt(2nm). Les courbes en traits pleins sont des ajustements linéaires.

### 5.3. Effet de taille finie et effet d'activation thermique.

#### 5.3.1. Influence de l'épaisseur d'antiferromagnétique à température ambiante.

Comme nous l'avons introduit au paragraphe 4.3, les manifestations de l'anisotropie d'échange sont très probablement reliées à la structure de spin de l'AF. Intéressons nous maintenant à l'effet de la variation de l'épaisseur de l'iridium-manganèse à température ambiante. Les évolutions du champ d'échange  $H_E$  et du champ coercitif  $H_C$  (insert) en

[REF J] : [KOU 59], [KOU 60], [LEI 02], [LI 01], [LIN 95], [NOG 99a].

fonction de l'épaisseur d'iridium-manganèse, sont tracées Figure 5.14, à partir des cycles d'hystérésis de la Figure 5.13.

Pour une taille de plots de 90 nm, et pour une épaisseur de permalloy de 12 nm, lorsque l'épaisseur d'AF varie, nous observons expérimentalement deux comportements différents du champ d'échange, pour la couche continue et les nanostructures. En couche continue, quand l'épaisseur d'AF augmente, le champ d'échange diminue, alors qu'en nanostructures, il semble indépendant de  $t_{AF}$ , et intercepte l'évolution en couche continue.

Comme conséquence de ces deux comportements, pour un AF mince, nous observons une diminution du champ  $H_E$  pour les nanostructures par rapport aux couches continues, et pour un AF épais, au contraire, nous observons une augmentation du champ d'échange pour les nanostructures.

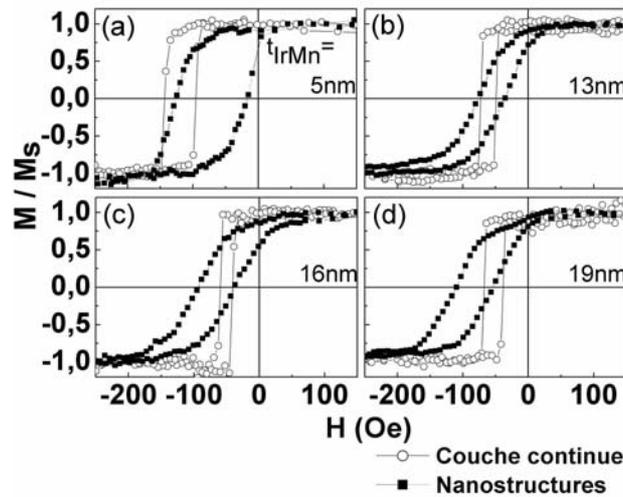


Figure 5.13: Cycles d'hystérésis mesurés par MOKE à température ambiante, pour des couches continues et des nanostructures 90/110/300 de composition Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn( $t_{IrMn}$ )/Pt(2nm), après recuit sous champ.

Comme discuté au paragraphe 4.4.1 les effets de dimensions réduites sur le décalage du cycle d'hystérésis semblaient, *a priori* contradictoires d'une étude à l'autre. Si certains auteurs observaient une augmentation du champ d'échange dans les nanostructures par rapport à la couche continue [REF G], d'autres auteurs rapportaient le comportement opposé [REF H]. Jusqu'à présent, ces différences avaient été essentiellement attribuées aux différents AF utilisés ou aux méthodes de fabrications (dépôts, structurations...). Nous observons ces deux comportements pour un même système de NiFe-IrMn, avec la même méthode de pré-structuration (méthode excluant les éventualités de dégradation des couche post dépôt), en tenant compte du paramètre pertinent qu'est l'épaisseur d'AF (et donc comme nous allons le discuter par la suite la taille des domaines d'AF).

[REF G] : [FRA 00], [KIM 01a], [LIU 01], [NEM 99], [WU 00].

[REF H] : [BOB 04b], [EIS 05], [FRA 00], [GIR 03], [GUO 02], [HOF 03], [LI 05], [SHE 02], [SOR 05b], [SOR 04a], [YU 00].

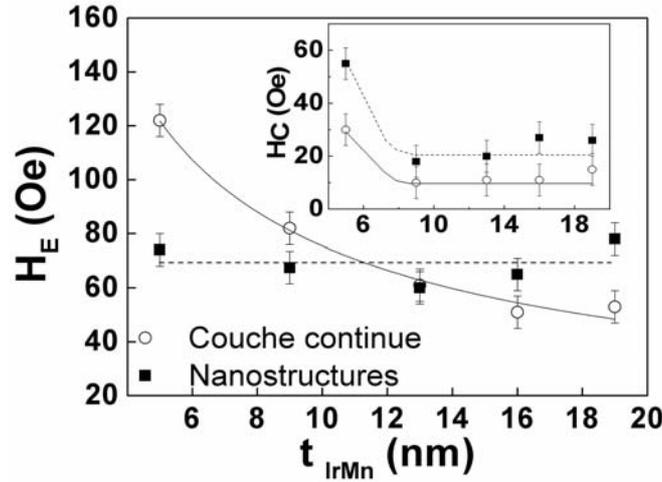


Figure 5.14: Evolutions du champ d'échange,  $H_E$  et du champ coercitif,  $H_C$  (insert) en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn,  $t_{IrMn}$  pour des couches continues et des nanostructures 90/110/300 de composition Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn( $t_{IrMn}$ )/Pt(2nm), après recuit sous champ.

Pour les couches continues, la réduction du champ  $H_E$  quand l'épaisseur  $t_{AF}$  augmente a déjà été observée et modélisée [REF K]. A l'aide du *random field model* [IMR 75], adapté au couplage FM-AF, Malozemoff [MAL 87-88] prédit notamment une relation de proportionnalité entre le champ  $H_E$  et l'inverse de l'épaisseur  $t_{AF}$ . De par le couplage interfacial FM-AF aléatoire (induit par les frustrations locales de surface), le réseau de spins AF se scinde en domaines. La taille de ces domaines ( $D_{AF}$ ) résulte d'un compromis entre le gain en énergie interfaciale ( $\sigma_{FM-AF/S}$ ) que procure l'alignement des spins AF avec les spins FM, et le coût en énergie ( $\sigma_{DW,AF/S}$ ) dû à la formation de parois de domaines (DW : *domain wall*) dans l'AF. L'énergie interfaciale FM-AF locale, dont le signe dépend de l'orientation des spins FM et AF, est donnée par :

$\sigma_l = \pm J_{FM-AF}/a^2$ , avec  $J_{FM-AF}$  la constante d'échange FM-AF interatomique, et  $a$  la distance entre spins.

Sur un domaine d'AF, la moyenne statistique des énergies locales est :

$$\sigma_{FM-AF} = |\sigma_l| / N^{1/2} \text{ avec } N \text{ le nombre de spins contenus dans le domaine : } N = (D_{AF}/a)^{1/2}.$$

L'énergie interfaciale de couplage par unité de surface de domaine est donc :

$$\sigma_{FM-AF} = -J_{FM-AF}/(aD_{AF}).$$

L'énergie de paroi d'AF par unité de surface de paroi est donnée par :

$$\sigma_{DW,AF} = \pi^2 J_{AF}/(4aD_{AF}), \text{ avec } J_{AF} \text{ la constante d'échange entre spins AF.}$$

[REF K] : [ALI 03], [AMB 98] [AND 00], [LI 01], [LIN 95], [MAL 87-88], [NOW 02], [XI 03].

La taille d'équilibre des domaines d'AF est obtenue en minimisant l'énergie totale par unité de surface de domaine d'AF :  $\sigma_{\text{FM-AF}} + \pi(t_{\text{AF}}/D_{\text{AF}})\sigma_{\text{DW,AF}}$ , et permet d'obtenir la relation suivante entre la taille des domaines d'AF et l'épaisseur du film AF :

$$D_{\text{AF}} = \pi^3 J_{\text{AF}} t_{\text{AF}} / (2J_{\text{FM-AF}}).$$

Si on substitue cette équation dans l'expression de l'énergie  $\sigma_{\text{FM-AF}}$ , on retrouve la relation de proportionnalité entre le champ d'échange et l'inverse de l'épaisseur d'AF qui permet d'expliquer la réduction du champ d'échange quand l'épaisseur d'AF augmente, observée Figure 5.14 dans le cas des couches continues. Les détails et hypothèses des calculs précédents sont donnés dans l'Annexe 3.

En comparaison, le champ d'échange semble indépendant de l'épaisseur d'AF dans le cas des nanostructures. Cela suggère que les mécanismes responsables de la variation du champ d'échange pour les couches continues sont éventuellement inhibés dans le cas de nanostructures FM-AF. En prenant des valeurs raisonnables de constantes  $J_{\text{FM-AF}}$  et de  $J_{\text{AF}}$  d'après la littérature [XI 03], soit  $J_{\text{FM-AF}} = 7.6 \times 10^{-15}$  erg et  $J_{\text{AF}} = 16.1 \times 10^{-15}$  erg, il est possible d'estimer que la taille des domaines d'AF est de l'ordre de 160 nm pour  $t_{\text{IrMn}} = 5$  nm et augmente progressivement jusqu'à 620 nm pour  $t_{\text{IrMn}} = 19$  nm. Ces valeurs semblent cohérentes au regard de certaines observations directes de la taille des domaines d'AF par XPEEM [EIM 04]. De plus, par analogie, la taille de parois de domaine de type Bloch dans l'AF peut être estimée à partir de données de la littérature [CAR 01], [OHL 03a], à  $\delta_{\text{IrMn}} \approx \pi (A_{\text{IrMn}}/K_{\text{IrMn}})^{1/2} \approx 25$  nm, avec  $A_{\text{IrMn}} \approx 10^{-6}$  erg.cm<sup>-1</sup> et  $K_{\text{IrMn}} \approx 1.8 \times 10^6$  erg.cm<sup>-3</sup>. Pour des plots sub-100 nm, il apparaît donc que les dimensions latérales limitent physiquement la formation des domaines d'AF, et ce, pour toute la gamme d'épaisseurs d'AF considérée ici. Il est donc probable que l'AF soit monodomaine.

Remarquons que le modèle de Malozemoff ne prend pas seulement en compte le rôle des spins non compensés dans les parois de domaines, mais également les spins non compensés à l'intérieur d'un dit domaine (de par la rugosité, les défauts... toujours présents à l'intérieur d'un domaine) qui contribuent à une énergie de couplage moyenne  $\sigma_{\text{FM-AF}} = \sigma_l / N^{1/2}$  sur le domaine. Plus le nombre de spins  $N$  est élevé et donc plus le domaine est étendu, plus faible est l'énergie de couplage  $\sigma_{\text{FM-AF}}$  et donc le champ d'échange. Puisque la taille des domaines d'AF pour les nanostructures est inférieure à celle pour les couches continues, et comme le champ d'échange est inversement proportionnel à cette taille, le modèle prévoit alors que le confinement des spins AF favorise, pour toutes les épaisseurs d'AF considérées, une augmentation du champ d'échange pour les nanostructures par rapport aux couches continues.

Expérimentalement, à température ambiante, Figure 5.14, cet effet n'est pas confirmé en deçà d'une épaisseur d'AF de 11 nm. Il est donc probable que d'autres paramètres pertinents sont à prendre en considération. Nous allons notamment discuter dans le paragraphe suivant le piégeage des spins d'AF, qui n'est pas pris en compte par le modèle de Malozemoff, qui est un modèle statique et qui néglige l'activation thermique.

Remarquons que sur les cycles de la Figure 5.13, nous observons que le champ coercitif pour les plots est plus grand que le champ coercitif pour le film continu. Cet effet est souvent observé pour des systèmes FM [MAR 03b] et FM-AF nanostructurés, et est principalement attribué, pour les bicouches FM-AF à un entraînement des spins AF lors du

retournement des spins FM plus prononcé dans le cas des nanostructures [NOG 99a]. Notons également que les variations du champ coercitif dans des systèmes FM-AF pour des couches continues et pour des nanostructures peuvent être attribuées à des modifications de propagation de parois du FM [NOG 99a], [LEI 02]. Ce type de considération a notamment permis à Duboug *et al* [DUB 02] de mettre en évidence l'influence de la cohérence cristalline sur la corrélation entre champ coercitif et champ d'échange. Comme nous le discuterons par la suite, l'état d'énergie magnétostatique (S, C, fleur...) du FM nanostructuré pourrait également contribuer à l'augmentation de la coercitivité [ZHA 01].

Remarquons également à partir de la Figure 5.14 que d'un point de vue technologique, il devient possible de faire varier l'épaisseur d'AF pour ajuster certaines propriétés des dispositifs, comme par exemple les propriétés électriques ou thermiques, sans altérer les propriétés d'échange du système nanostructuré.

### 5.3.2. Influence de l'activation thermique.

Nous avons étudié les effets d'activation thermique à « haute » température (au-dessus de la température ambiante), en utilisant une procédure de recuits successifs communément utilisée [SOE 94] qui consiste en :

- i) un recuit sous champ positif,  $H_{\text{recuit1}} = 2.4 \text{ kOe}$ , au-delà de la température de blocage maximum  $T_{B,\text{max}}$  des échantillons ( $T_{\text{recuit1}} = 550\text{K}$ ), suivi d'un refroidissement jusqu'à température ambiante, toujours sous champ positif,
- ii) un second recuit mais cette fois-ci à une température plus faible ( $T_{\text{recuit2}} < T_{B,\text{max}}$ ), suivi d'un refroidissement jusqu'à l'ambiante, mais sous champ négatif cette fois,  $H_{\text{recuit2}} = -2.4 \text{ kOe}$ ,
- iii) puis une mesure du cycle d'hystérésis à température ambiante.

Notons que tous les recuits ont été effectués sous un vide de  $5 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ . S'il existe des effets thermiquement activés à  $T = T_{\text{recuit2}}$ , l'échange initialement induit après le premier recuit va être réduit à cause d'une perte partielle de l'efficacité de piégeage de spins AF. Les systèmes FM-AF présentent en fait une distribution de températures de blocage qui résulte typiquement d'inhomogénéités locales de l'interface FM-AF (rugosité, défauts...) ou de variations dans la taille des cristallites AF [NOG 99a]. Durant le second recuit, les spins des régions AF pour lesquelles  $T_B < T_{\text{recuit2}}$  vont se réorienter selon la direction opposée à celle initialement induite durant le premier recuit. Ce réaligement engendre une diminution globale du champ d'échange une fois de retour à température ambiante. Il est donc possible, par cette procédure, d'extraire des informations sur les effets d'activation thermiques qui agissent à la température  $T_{\text{recuit2}}$ , via une mesure à l'ambiante.

Sur la Figure 5.15 sont tracés les cycles d'hystérésis mesurés à température ambiante, suite à différentes procédures de recuit à la température  $T_{\text{recuit2}}$ , lors du second recuit. Nous observons que le champ d'échange diminue progressivement lorsque  $T_{\text{recuit2}}$  est augmentée, ce qui est attribué à une augmentation des effets thermiquement activés à plus haute température [SOE 94]. En revanche, notons que le champ coercitif,  $H_C$  semble indépendant de la température  $T_{\text{recuit2}}$ , et ce aussi bien pour les nanostructures que pour la couche continue [SOE 94].

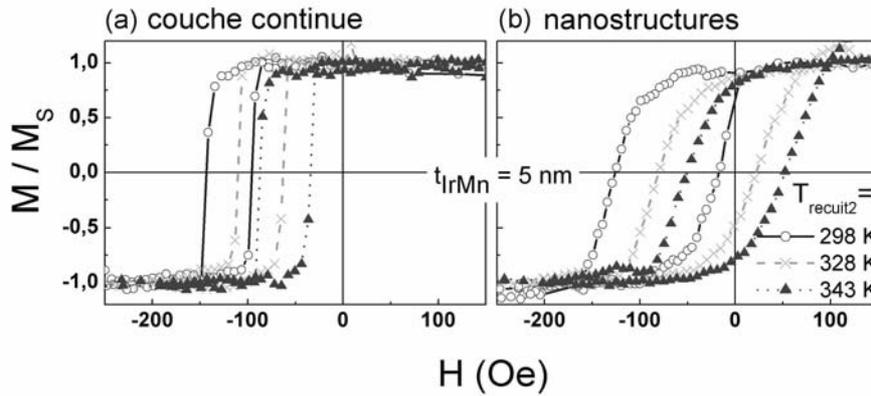


Figure 5.15: Cycles d'hystérésis mesurés par MOKE à température ambiante, pour une couche continue (a) et des nanostructures 90/110/300 (b) de compositions Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(5nm)/Pt(2nm), ayant subi les traitements thermiques suivants : i) recuit sous champ positif,  $H_{\text{recuit1}} = + 2.4$  kOe au delà de  $T_{B,\text{max}}$ , puis ii) recuit sous champ négatif,  $H_{\text{recuit2}} = - 2.4$  kOe à la température  $T_{\text{recuit2}}$ .

Si cette procédure de recuit permet de sonder les effets d'activation thermique sur le champ d'échange, les conséquences de l'activation thermique sur le champ coercitif ne sont pas visibles. En effet, la coercitivité d'un système FM-AF est principalement attribuée aux spins d'AF non figés lors du retournement d'aimantation du FM [OHL 03a]. Durant le recuit, à  $T = T_{\text{recuit2}}$ , la force de couplage de ces spins est altérée, mais de retour à la température ambiante, le couplage retrouve sa force initiale. Il en résulte donc que le champ coercitif  $H_C$  demeure indépendant de  $T_{\text{recuit2}}$ .

Les évolutions du champ d'échange  $H_E$ , en fonction de la température de recuit  $T_{\text{recuit2}}$  et déduites des cycles d'hystérésis mesurés par MOKE, sont tracées Figure 5.16(a), pour des couches continues et des nanostructures de compositions Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn( $t_{\text{IrMn}}$ )/Pt(2nm). Comme précédemment discuté, pour une épaisseur d'iridium-manganèse donnée, l'amplitude du champ d'échange diminue lorsque la température  $T_{\text{recuit2}}$  augmente, puis change de signe, puisque localement, des régions de spins AF pour lesquelles  $T_B < T_{\text{recuit2}}$  se réorientent par rapport à la direction initiale, suite au second recuit.

Le tracé de la dérivée du champ d'échange par rapport à la température de recuit  $dH_E / dT_{\text{recuit2}}$ , Figure 5.16(b), est typiquement utilisé pour représenter les distributions de températures de blocage des échantillons [NOG 99a].

La température pour laquelle  $H_E$  vs.  $T_{\text{recuit2}}$  [Figure 5.16(a)] sature est la température de blocage maximum de l'échantillon,  $T_{B,\text{max}}$ . Le tracé de l'évolution de la température  $T_{B,\text{max}}$ , en fonction de l'épaisseur  $t_{\text{IrMn}}$ , Figure 5.17, montre que la température  $T_{B,\text{max}}$  pour les nanostructures est toujours inférieure à  $T_{B,\text{max}}$  pour les couches continues, sur toute la gamme d'épaisseur d'iridium-manganèse étudiée. Les effets d'activation thermique sont donc plus prononcés dans le cas des nanostructures.

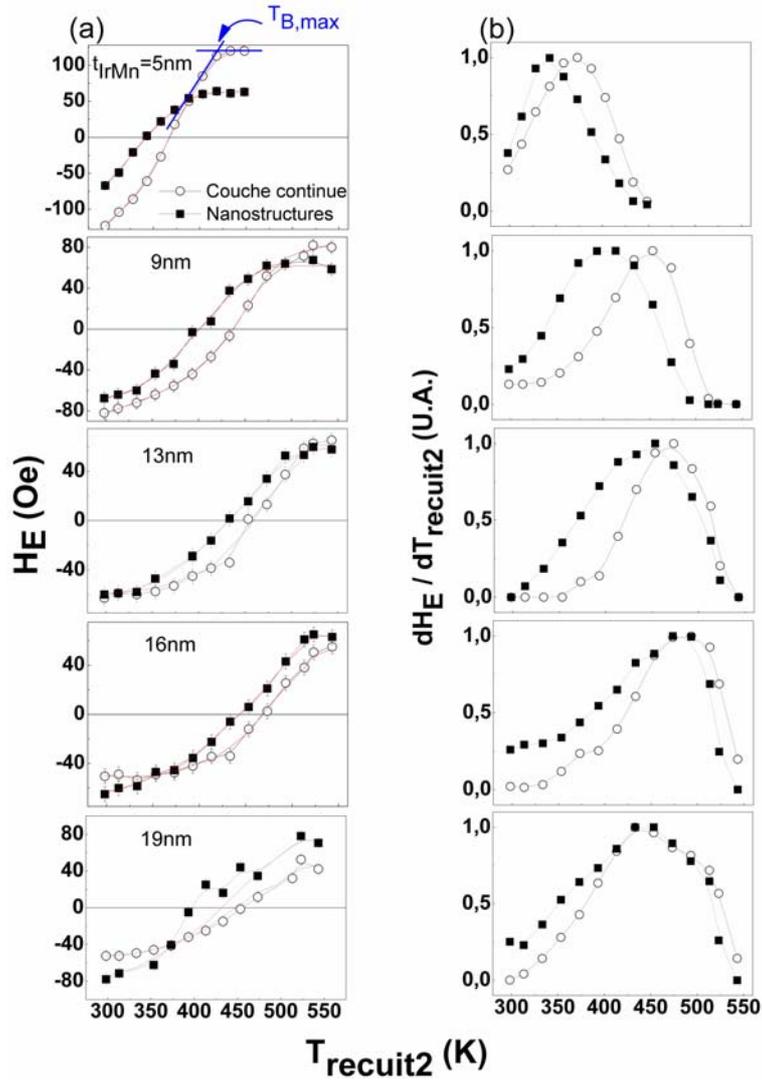


Figure 5.16: Evolutions du champ d'échange,  $H_E$ , en fonction de la température de recuit  $T_{recuit2}$  (a), pour des couches continues et des nanostructures 90/110/300 de compositions Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn( $t_{IrMn}$ )/Pt(2nm), ayant subi les traitements thermiques suivants : i) recuit sous champ positif,  $H_{recuit1} = + 2.4$  kOe au delà de  $T_{B,max}$ , puis ii) recuit sous champ négatif,  $H_{recuit2} = - 2.4$  kOe à la température  $T_{recuit2}$  et mesure à température ambiante. (b) Dérivées, à partir de ajustements polynomiaux des courbes tracées en (a).

Comme conséquence, nous observons sur la Figure 5.16(a) que quelle que soit l'épaisseur d'iridium-manganèse, il semble que le champ d'échange pour les nanostructures diminue plus rapidement que pour les couches continues, témoignant ainsi d'une activation thermique plus efficace pour les nanostructures. Il en résulte que le champ d'échange pour les nanostructures s'annule à des températures plus faibles ( $T_{HE} = 0$ ) que dans le cas des couches continues. Cela revient à dire que la configuration pour laquelle la moitié des spins AF (non compensés et rigides) est orientée dans une direction et l'autre moitié dans la direction opposée (c'est à dire la moitié des spins AF possède une température  $T_B$  au-delà de  $T_{HE} = 0$  et l'autre moitié en deçà), s'observe à des températures plus faibles pour les nanostructures. En accord avec les remarques précédentes, nous observons également que les distributions

correspondant aux nanostructures sont décalées vers de plus faibles températures par rapport aux distributions correspondant aux couches continues.

Nous pouvons argumenter que, de par leur nombre de coordination réduit, les spins AF localisés sur les bords des nanostructures vont être plus facilement entraînés durant le retournement d'aimantation du FM, ce qui pourrait expliquer une diminution de la force de piégeage et une augmentation des effets d'activation thermique pour les nanostructures.

De la Figure 5.16(a), nous pouvons également déduire que pour les nanostructures et les couches continues, les AF minces sont plus sujets à l'activation thermique. En effet, le champ d'échange diminue plus rapidement lorsque la température  $T_{\text{recuit2}}$  augmente pour les AF minces que pour des AF plus épais. Cet effet découle de la diminution de la température  $T_{B,\text{max}}$  pour de faibles épaisseurs  $t_{\text{IrMn}}$ , observée Figure 5.17 et couramment rapportée dans la littérature [NOG 99a], [NOZ 00], [XI 05]. Comme conséquence, les distributions de températures de blocage sont également décalées vers les plus basses températures pour des AF plus minces, comme observé Figure 5.16(b). De plus, un très faible effet de cyclage a été mesuré pour les nanostructures composées de 5 nm d'iridium-manganèse, avec une diminution de 15 % de l'amplitude du champ d'échange entre le premier cycle après recuit et le second, alors qu'un tel effet, dont l'origine possible est discutée au paragraphe 4.3, n'est pas observé pour les autres épaisseurs d'AF ou pour les couches continues. Comme nous l'avons vu au paragraphe 5.1, il est très probable que la croissance des grains soit colonnaire, or il est communément accepté que des grains d'AF plus gros permettent de maintenir l'ordre AF à des températures plus grandes, en comparaison avec des grains plus petits [NOG 99a].

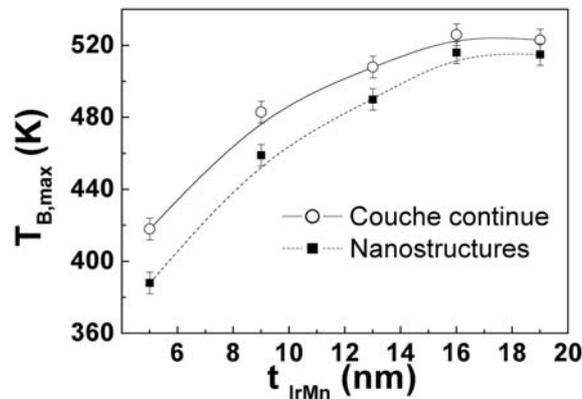


Figure 5.17: Evolution de la température de blocage,  $T_{B,\text{max}}$ , en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn,  $t_{\text{IrMn}}$ , pour des couches continues et des nanostructures 90/110/300 de composition Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn( $t_{\text{IrMn}}$ )/Pt(2nm).

D'après la Figure 5.16(b), nous pouvons également remarquer que la distribution relative de températures de blocage,  $\Delta T_B/T_{B,\text{centre}}$  (largeur à mi-hauteur divisée par la température pour le maximum de la distribution), s'élargit légèrement pour des épaisseurs d'AF plus grandes :  $\Delta T_B/T_{B,\text{centre}} \sim 1/5$  pour  $t_{\text{IrMn}} = 5$  nm et  $\Delta T_B/T_{B,\text{centre}} \sim 1/3$  pour  $t_{\text{IrMn}} = 19$  nm. Ceci pourrait éventuellement être attribué à un nombre plus grand de défauts dans l'AF ou à un élargissement de la distribution de la taille des grains d'AF [NOZ 00], [RIK 05]. Rappelons que cette élargissement n'est dans notre cas pas à attribuer à des évolutions de la texture des couches [NOZ 00] puisque nous n'avons pas observé par XRD de variation significative de la texture avec l'épaisseur d'iridium-manganèse (cf. paragraphe 5.1).

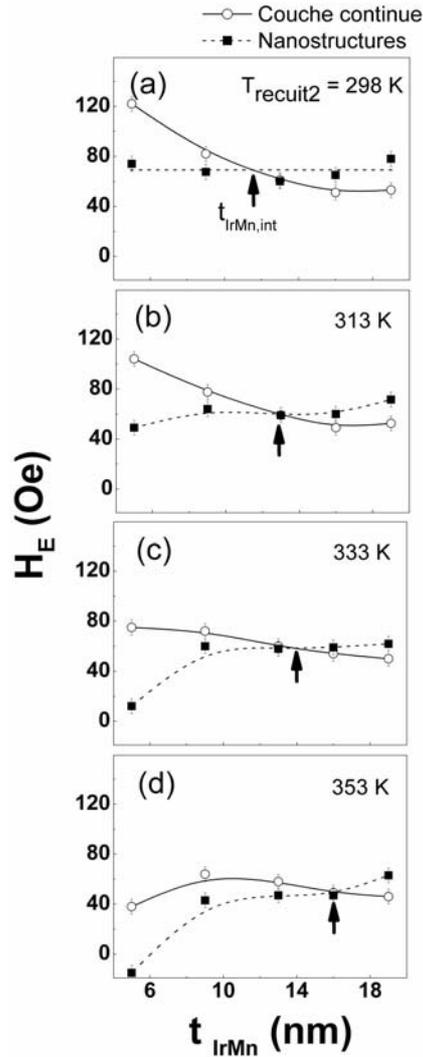


Figure 5.18: Evolutions du champ d'échange,  $H_E$ , en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn,  $t_{IrMn}$  pour différentes températures de recuit  $T_{recuit2}$ , pour des couches continues et des nanostructures 90/110/300 de compositions Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn( $t_{IrMn}$ )/Pt(2nm). Les échantillons ont subi les traitements thermiques suivants : i) recuit sous champ positif,  $H_{recuit1} = + 2.4$  kOe au delà de  $T_{B,max}$ , puis ii) recuit sous champ négatif,  $H_{recuit2} = - 2.4$  kOe à la température  $T_{recuit2}$  et mesure à température ambiante.

Discutons maintenant une autre représentation des données précédentes. Nous avons tracé, Figure 5.18, les évolutions du champ d'échange en fonction de l'épaisseur d'iridium-manganèse, pour plusieurs températures de recuit, et ce, à partir des courbes de la Figure 5.16(a). Les évolutions reportées sur la Figure 5.18(a), ont déjà été discutées : commentaires autour de la Figure 5.14. Comme conséquence d'effets d'activation thermique plus importants dans le cas d'AF minces et dans le cas des nanostructures, la diminution du champ  $H_E$  lorsque l'épaisseur  $t_{IrMn}$  augmente, devient moins prononcée au fur et à mesure que la température  $T_{recuit2}$  augmente dans le cas des couches continues. Au contraire, le champ  $H_E$  augmente légèrement pour des AF plus épais dans le cas des nanostructures [AMB 98], [FRA 00].

Nous observons que quelle que soit la température  $T_{recuit2}$ , les évolutions pour les nanostructures et les couches continues s'intersectent pour l'épaisseur d'iridium-manganèse notée  $t_{IrMn,int}$ . Comme souligné par les flèches sur la courbe, l'épaisseur  $t_{IrMn,int}$  augmente avec

la température  $T_{\text{recuit}2}$ . Notons également que malgré les effets d'activation thermique, aux plus « hautes » températures, le confinement des spins AF entraîne une augmentation du champ d'échange pour les AF nanostructurés épais.

Que se passe-t-il à « basse » température, lorsque les effets d'activation thermique sont minimisés ? Nous avons tracé, Figure 5.19, l'évolution du champ d'échange avec la température  $T$ , pour des températures allant de 10 à 300K, dans le cas de couche continue et de nanostructures de composition Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(9nm)/Pt(2nm).

Les données de cette Figure sont estimées à partir de cycles d'hystérésis mesurés par SQUID, comme typiquement tracé en insert de la Figure 5.19 pour  $T = 10\text{K}$ . Par comparaison avec les mesures MOKE, le signal provenant du sommet des nanostructures, mais aussi du fond des tranchées est détecté dans le cas de mesures de magnétométrie SQUID. Cependant, ces deux signaux sont suffisamment séparés pour nous permettre d'estimer l'échange des nanostructures. A partir de la mesure du cycle d'hystérésis pour le réseau de nanostructures (en pointillés, insert de la Figure 5.19), nous voyons que les branches ascendantes correspondants au signal sur le sommet des plots et à celui entre les plots sont confondues. Au contraire, pour la branche descendante, nous observons deux sauts d'aimantations. Le saut de plus grande amplitude (environ  $\frac{3}{4}$  du signal, conformément au rapport signal des tranchées sur signal des plots attendu) et aux plus faibles champs correspond très probablement au signal des tranchées. Le second saut, de plus faible amplitude et aux plus forts champs correspond au signal d'intérêt, c'est à dire au signal du sommet des nanostructures.

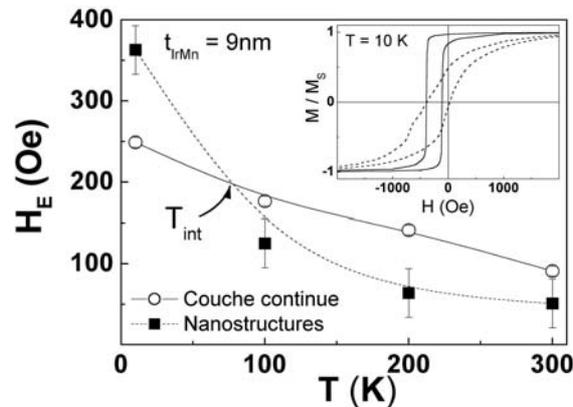


Figure 5.19: Evolutions du champ d'échange,  $H_E$ , en fonction de la température  $T$  pour des couches continues et des nanostructures 90/110/300 de compositions Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(9nm)/Pt(2nm). Les traits sont des guides pour les yeux. En insert sont montrés des cycles d'hystérésis typiques, mesurés par SQUID à 10K.

Comme précédemment discuté, la diminution du champ d'échange quand la température  $T$  augmente, observée Figure 5.19 dans le cas de la couche continue et des nanostructures peut être attribuée à une réduction de la force de piégeage des spins AF, induite thermiquement. Remarquons cependant que la diminution du champ  $H_E$  pour des températures  $T$  croissantes est attribuée d'une part à la réduction de la force de piégeage sur les spins non compensés rigides d'AF tels que  $T_B < T$ , mais également sur les spins non compensés rigides tels que  $T_B > T$ , puisque la mesure s'effectue à la température  $T$ . Par comparaison, les mesures précédentes de  $H_E$  vs.  $T_{\text{heat}2}$  permettent de remonter à une

information plus précise sur les spins d'AF non compensés rigides tels que  $T_B < T_{\text{heat2}}$  puisque la mesure s'effectue à la température ambiante.

La diminution plus rapide du champ d'échange pour des températures  $T$  croissantes dans le cas des nanostructures témoigne d'effets d'activation thermique plus importants par rapport à la couche continue, et ce, en accord avec les résultats précédemment obtenus. Ce résultat est en accord avec certains résultats de la littérature qui montrent également que le champ d'échange diminue plus rapidement avec la température dans le cas de couches structurées [NEM 99]. Notons que lorsque les effets d'activation thermique sont minimisés, à 10K par exemple, les AF minces nanostructurés présentent un champ d'échange plus important par rapport à la couche continue, rejoignant ainsi le comportement des AF épais, observé dès les plus hautes températures. En accord avec les prédictions du modèle de Malozemoff précédemment discutées [MAL 87-88], le champ d'échange est plus important dans le cas d'AF nanostructurés en l'absence d'activation thermique.

Notons que l'énergie magnétostatique de la couche FM nanostructurée évolue probablement durant le retournement d'aimantation du FM, influençant par là même les champs  $H_C$  et  $H_E$  [EIS 05], [HOF 03], [LI 05], [SOR 05b], [ZHA 01]. Comme discuté au paragraphe 5.2, il est très probable que le retournement d'aimantation du FM s'effectue par rotation cohérente ou via la formation d'états de haute rémanence.

Pour des plots de côté 100 nm, et pour  $t_{py} = 10$  nm, pour une configuration de spins d'AF monodomaine et entièrement rigide, et pour une interface FM-AF parfaitement plane, Zhang et Li [ZHA 01] ont montré théoriquement, dans le cas de configurations de haute rémanence, que les interactions magnétostatiques intra-plot pouvaient engendrer une augmentation du champ d'échange de 10% sur les nanostructures par rapport aux couches continues. Il n'est donc pas à exclure que les interactions magnétostatiques intra-plot contribuent également à l'augmentation de l'échange  $H_E$  pour les nanostructures, même s'il est très probable que certaines hypothèses du modèle de Zhang et Li ne sont pas vérifiées (l'interface FM-AF n'est pas plane, et la structure de spins d'AF ne demeure pas entièrement rigide durant le retournement d'aimantation du FM). Remarquons cependant, qu'à basse température, lorsque les effets d'activation thermique qui tendent à réduire le champ  $H_E$  sont minimisés,  $H_E$  pour les nanostructures est augmenté de plus de 40%. Il est donc fortement probable que d'autres effets contribuent de façon prépondérante à l'augmentation du champ  $H_E$ , tel le confinement des domaines d'AF discuté précédemment.

A partir des évolutions du champ d'échange en fonction de la température et de l'épaisseur d'AF, nous avons résumé, Figure 5.20, les conditions pour lesquelles le champ d'échange est plus grand ou plus petit dans le cas des nanostructures par rapport aux cas des couches continues. Par exemple, l'épaisseur d'iridium-manganèse,  $t_{\text{IrMn,int}}$ , pour laquelle les évolutions du champ  $H_E$  en fonction de l'épaisseur  $t_{\text{IrMn}}$  pour les couches continues et les nanostructures s'interceptent, pour une température  $T_{\text{recuit2}}$  fixée (Figure 5.18), marque la transition entre la condition  $H_{E,\text{Plots}} > H_{E,\text{Cont}}$  et  $H_{E,\text{Plots}} < H_{E,\text{Cont}}$  et est reportée Figure 5.20. De façon similaire, comme sur la Figure 5.19 par exemple, la température  $T_{\text{int}}$  pour laquelle, à épaisseur  $t_{\text{IrMn}}$  fixée, les évolutions du champ  $H_E$  avec la température  $T$  pour les couches continues et les nanostructures s'interceptent est reportée Figure 5.20. Ce diagramme permet de résumer les tendances discutées précédemment, à savoir que les nanostructures et les AF minces sont plus sujets aux effets d'activation thermique.

Comme il est souvent le cas, et pour des problèmes de limitations liés à l'appareillage, la dynamique des mesures SQUID (environ  $0.03 \text{ Oe.s}^{-1}$ ) est plus lente que celle des mesures MOKE (environ  $1 \text{ Oe.s}^{-1}$ ). Il est probable que les temps caractéristiques du renversement de l'aimantation pour les couches continues et les nanostructures diffèrent. Comme typiquement observé, on peut s'attendre à ce que l'échange  $H_E$  diminue lorsque la vitesse de balayage de champ diminue [MOR 05b], [XI 01], puisque la relaxation des spins AF due à l'activation thermique est alors facilitée. Ces effets d'activation thermique étant plus prononcés dans le cas des nanostructures, nous pouvons supposer que le champ d'échange augmente plus rapidement pour des vitesses de balayage de champ croissantes dans le cas des nanostructures par rapport aux couches continues. En première approximation, la température  $T_{\text{int}}$  déduite des mesures SQUID, à plus faible dynamique, est alors probablement légèrement surestimée en comparaison avec les mesures MOKE à plus forte dynamique. Remarquons cependant que les évolutions des effets associés à la dynamique demeurent faibles dans la gamme des vitesses de balayage que nous avons utilisée ( $0.03 - 1 \text{ Oe.s}^{-1}$ ) [MOR 05b], [XI 01].

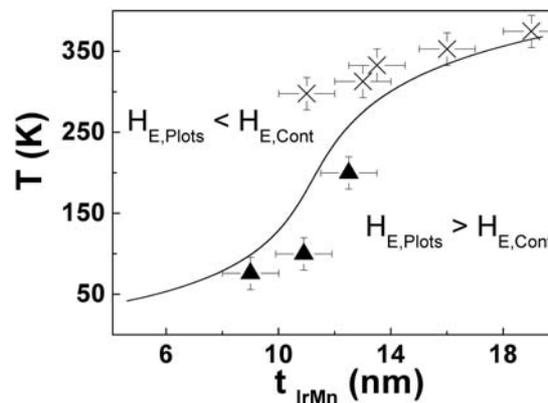


Figure 5.20: Diagramme de phase des amplitudes relatives des champs d'échange pour des nanostructures de 90 nm de côté ( $H_{E,Plots}$ ) et pour la couche continue ( $H_{E,Cont}$ ) en fonction des conditions de température et d'épaisseur d'IrMn. A noter que les données (-x-) sont déduites de mesures MOKE à l'ambiante suite à des procédures de recuits sous champ négatif à  $T_{\text{recuit}2}$ , et les données (-▲-) sont déduites de mesures SQUID à basse température. Le trait plein est un guide pour les yeux.

Notons enfin que les résultats obtenus semblent permettre d'expliquer certains comportements rapportés dans la littérature, et à première vue paradoxaux. Par exemple, Kimura *et al* [KIM 01a] observent une augmentation du champ  $H_E$  pour des nanostructures d'oxide de cobalt CoO, par rapport à la couche continue, alors que le comportement opposé est rapporté par Girgis *et al* [GIR 03]. Ce désaccord *a priori* pourrait être attribué à l'utilisation d'oxide de cobalt plus épais (10 nm), malgré une température de mesure plus grande (77K) dans le cas de Kimura *et al* par rapport à Girgis *et al* (3 nm, 5K). De la même façon, les résultats sur les effets d'activation thermique que nous avons obtenus semblent en accord avec des travaux antérieurs moins complets, et pourraient permettre de mieux appréhender certains résultats qui concernent par exemple les évolutions du champ d'échange avec la température [FRA 00], [NEM 99].

### 5.3.3. Influence de la dimension latérale des nanostructures.

Nous avons vu que les effets relatifs au confinement latéral des spins d'AF sont régis d'une part par l'activation thermique, et d'autre part par la différence relative entre la taille des plots,  $D_{\text{Plots}}$ , et la taille d'équilibre des domaines d'AF,  $D_{\text{AF}}$  (taille d'équilibre fortement dépendante de l'épaisseur  $t_{\text{IrMn}}$ ).

Attachons nous maintenant à faire varier la taille des plots (entre 90 et 400 nm) pour une épaisseur d'AF donnée (5 nm). L'évolution du champ d'échange,  $H_E$ , en fonction de l'inverse de la surface des plots carrés,  $(1/D_{\text{Plots}})^2$  ( $D_{\text{Plots}}/110/200$ , notation définie au paragraphe 1.4) de composition Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(5nm)/Pt(2nm) est tracée Figure 5.21, pour des échantillons réalisés dans les mêmes conditions qu'au paragraphe 5.2. Nous avons tracé l'évolution du champ d'échange en fonction de l'inverse de la surface des plots dans le seul but de pouvoir inclure précisément le point expérimental correspondant à la couche continue. L'évolution correspondante du champ d'échange,  $H_E$ , en fonction de la surface des plots, est tracée en insert.

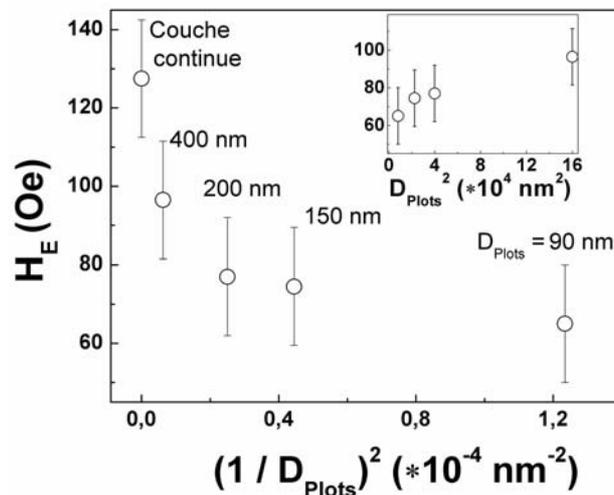


Figure 5.21: Evolution du champ d'échange,  $H_E$ , en fonction de l'inverse de la surface des plots,  $1/D_{\text{Plots}}^2$  ( $D_{\text{Plots}}/110/200$ ) de compositions Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(5nm)/Pt(2nm). Evolution de  $H_E$  en fonction de  $D_{\text{Plots}}^2$  en insert.

Il apparaît que le champ d'échange augmente pour des tailles latérales de nanostructures croissantes, tendant vers le comportement observé en couche continue. De telles évolutions ont déjà été rapportées dans la littérature [FRA 00], [GIR 03], [SHE 02], [YU 00]. En effet, lorsque la surface des plots augmente, il est vraisemblable que les effets de confinement des spins d'AF et le renforcement des effets d'activation thermique dans le cas des nanostructures s'estompent.

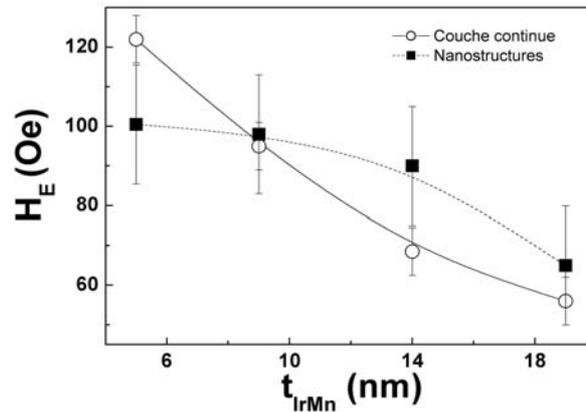


Figure 5.22: Evolution du champ d'échange,  $H_E$  en fonction de l'épaisseur de la couche d'IrMn,  $t_{\text{IrMn}}$  pour des couches continues et des nanostructures 400/110/200 de composition Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn( $t_{\text{IrMn}}$ )/Pt(2nm). Les traits sont des guides pour les yeux.

L'évolution du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche d'iridium-manganèse pour des couches continues et des nanostructures 400/110/300 de composition Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn( $t_{\text{IrMn}}$ )/Pt(2nm) confirme cette tendance. A température ambiante, comme discuté précédemment, Figure 5.14, nous avons observé des évolutions du champ d'échange avec l'épaisseur d'iridium-manganèse différentes dans le cas des nanostructures de côté 90 nm et des couches continues. En revanche, pour des plots plus grands, de 400 nm, lorsque les effets relatifs au confinement des spins d'AF sont minimisés, l'évolution du champ d'échange avec l'épaisseur d'AF se rapproche du comportement observé en couche continue, à savoir une diminution du champ d'échange lorsque l'épaisseur d'AF augmente (Figure 5.22).

*En conclusion, nous avons étudié les effets de taille finie sur des empilements ferromagnétique/antiferromagnétique de composition Ta/NiFe/IrMn/Pt. Les différents comportements des propriétés magnétiques des systèmes ont été reliés aux effets de confinement des spins d'antiferromagnétique, et d'activation thermique, permettant ainsi de mieux comprendre les mécanismes à l'origine de l'anisotropie magnétique d'échange, et de lever certaines contradictions apparentes de la littérature. Nous avons notamment montré que les nanostructures (monodomaines aux dimensions étudiées) et les antiferromagnétiques minces sont plus sujets aux effets d'activation thermique ce qui permet d'expliquer l'augmentation ou la réduction de l'échange sur les nanostructures par rapport aux couches continues en fonction des conditions d'épaisseur d'antiferromagnétique et de température [BAL 05b], [BAL 05c].*

*D'un point de vue technologique, les systèmes que nous avons réalisés sont utilisables comme couche de référence de dimension inférieure à 100 nm, première brique en vue de la réalisation de têtes de lectures GMR ou de points mémoire TMR [BAL 04]. Nous avons également montré qu'à température ambiante, il est possible de faire varier l'épaisseur d'antiferromagnétique pour ajuster certaines propriétés des dispositifs à base de Ta/NiFe/IrMn/Pt, comme par exemple les propriétés électriques ou thermiques, sans altérer les propriétés d'échange du système nanostructuré.*

## 5.4. Etudes complémentaires.

Des expériences complémentaires aux études précédemment discutées et qui concernent les effets de taille finie sur des bicouches FM-AF sont en cours. Nous profitons de ce paragraphe pour introduire brièvement ces expériences, ainsi que les résultats préliminaires obtenus.

### 5.4.1. Anisotropie rotationnelle : PIMM.

Les mesures de PIMM (*pulsed induce microwave magnetometry*) donnent accès à l'anisotropie rotationnelle, c'est à dire au comportement des spins d'AF non compensés et non rigides durant le retournement d'aimantation du FM. Ces spins contribuent à l'augmentation du champ coercitif pour les systèmes FM-AF par rapport au FM unique [OHL 03a], [TAK 97]. Le PIMM permet également de sonder les effets du couplage FM-AF sur la modification de la relaxation des spins de FM via des mesures de coefficient d'amortissement (*damping*).

Les détails de l'expérience que nous avons utilisée sont disponibles dans un article de T. Korn *et al.* [KOR 05]. Nous ne ferons que rappeler le principe général de la mesure.

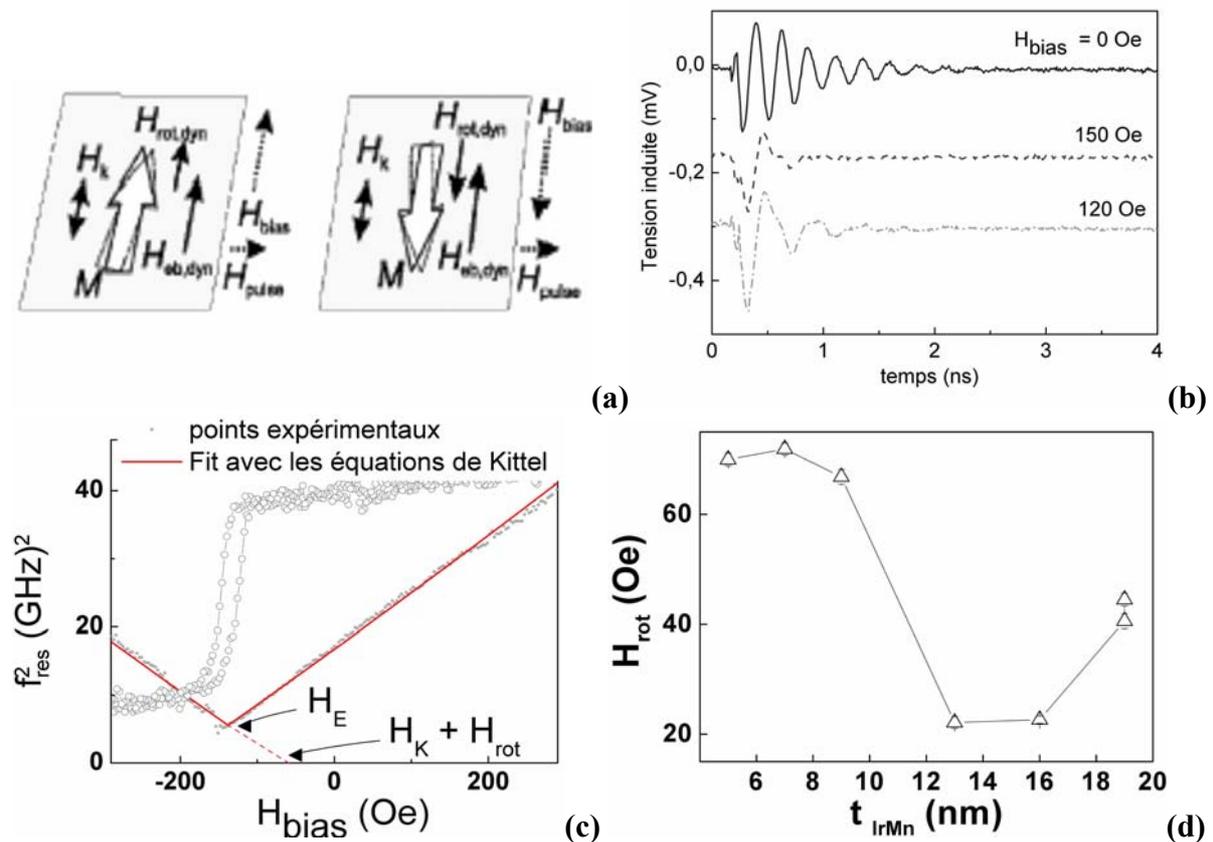


Figure 5.23: Schéma de la configuration utilisée pour des mesures PIMM (a). Evolution dans le temps de la tension induite par la relaxation de l'aimantation d'une couche continue de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(5nm)/Pt(2nm) suite à l'application du champ d'excitation  $H_{pulse}$  (b). Evolution du carré de la fréquence de résonance déduite de (b) en fonction du champ de « bias »  $H_{bias}$ , superposée au cycle d'hystérésis mesuré par MOKE (c). Evolutions du champ d'anisotropie rotationnelle  $H_{rot}$  déduit de (c) en fonction de l'épaisseur d'IrMn  $t_{IrMn}$  pour des couches continues de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn( $t_{IrMn}$ )/Pt(2nm) (d).

Comme schématisé sur la Figure 5.23(a), l'échantillon est placé sur deux lignes coplanaires métalliques dans lesquelles est injecté un courant qui permet de générer un champ pulsé de quelques Oe et pouvant varier de quelques picosecondes à quelques nanosecondes, afin d'exciter l'aimantation  $M$  de la couche FM. La tension induite par la relaxation de l'aimantation de la couche FM est recueillie aux bornes de pico-pointes contactées aux lignes coplanaires. Deux bobines perpendiculaires l'une par rapport à l'autre permettent d'appliquer un champ magnétique statique selon toutes les directions dans le plan de l'échantillon. Une mesure différentielle permet d'extraire la réponse induite par la relaxation de l'aimantation de la couche FM. Cette mesure consiste à effectuer la différence entre la tension recueillie lorsque  $H_{\text{pulse}}$  et  $M$  sont parallèles (réponse des lignes uniquement), et la tension obtenue lorsque  $H_{\text{pulse}}$  et  $M$  sont initialement perpendiculaires (réponse des lignes à laquelle s'ajoute la réponse induite par la relaxation de  $M$  qui nous intéresse). Comme nous pouvons le voir à partir de la Figure 5.23(b), la dissipation de l'énergie d'excitation (et donc la fréquence de résonance  $f_{\text{res}}$  ainsi que l'amortissement de la réponse temporelle de la tension induite) dépend fortement de l'état énergétique initial de la bicouche. Cet état initial est ajusté à l'aide du champ de « bias »  $H_{\text{bias}}$  représenté Figure 5.23(a)]. Les équations de Kittel [KIT 48] permettent de déterminer le champ d'anisotropie rotationnelle  $H_{\text{rot}}$  à partir de l'évolution du carré de la fréquence  $f_{\text{res}}^2$  avec le champ  $H_{\text{bias}}$  tracée Figure 5.23(c). Il est également possible de remonter au coefficient d'amortissement à partir de la largeur des pics de résonance [KOR 05], [MCC 04].

Sur la Figure 5.23(d) est tracée l'évolution du champ d'anisotropie rotationnelle  $H_{\text{rot}}$  déduit des courbes  $f_{\text{res}}^2$  vs.  $H_{\text{bias}}$  en fonction de l'épaisseur d'iridium-manganèse,  $t_{\text{IrMn}}$ , pour des couches continues de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn( $t_{\text{IrMn}}$ )/Pt(2nm). Comme nous l'avons discuté dans les paragraphes précédents, les spins d'AF minces semblent plus facilement entraînés lors du retournement d'aimantation de la couche FM que les spins d'AF épais. La réduction de l'anisotropie rotationnelle (à l'exception du point pour  $t_{\text{IrMn}} = 19$  nm) qui est un paramètre directement associé aux spins d'AF non compensés non rigides, avec  $t_{\text{IrMn}}$  est une preuve supplémentaire de l'entraînement favorisé des spins d'AF pour des AF minces. Cette tendance a également été rapportée par McCord *et al* [MCC 04]. Il semble selon ces auteurs que l'amortissement dépende de l'épaisseur des couches AF, ce que nous avons également observé.

L'influence des effets de taille finie sur l'anisotropie rotationnelle, et la relaxation des spins de FM dans des nanostructures de NiFe-IrMn est en cours d'étude via des mesures par PIMM. Nous avons vu précédemment que pour ces échantillons à anisotropie planaire, les transitions magnétiques sur le cycle d'hystérésis correspondant au signal du fond des tranchées et à celui du sommet des plots sont proches (i. e. pics de résonance attenants dans le cas de mesures par PIMM, d'autant plus que leurs largeurs sont non nulles). L'utilisation de plots magnétiques entourés par des tranchées non magnétiques est fortement envisagée afin de faciliter les interprétations des résultats. De plus, l'obtention d'un rapport signal sur bruit suffisant à la mesure nécessite l'utilisation de surfaces gravées de l'ordre du  $\text{cm}^2$ , que nous pensons obtenir grâce à des échantillons réalisés par nanoimpression. La lithographie des lignes d'excitation de champ directement sur l'échantillon afin d'améliorer encore le rapport signal sur bruit n'est pas exclue.

### 5.4.2. Influence de la nature du matériau antiferromagnétique.

La nature de la couche AF influence très fortement les évolutions des propriétés magnétiques de bicouches FM-AF [NOG 99a]. Sur la Figure 5.24(a) nous avons tracé les évolutions du champ d'échange,  $H_E$  et du champ coercitif,  $H_C$  (insert) en fonction de l'épaisseur de la couche d'AF,  $t_{AF}$ , pour des couches continues de composition Ta(5nm)/NiFe(12nm)/AF( $t_{AF}$ )/Pt(2nm) avec des couches AF d'iridium-manganèse et de fer-manganèse.

Pour les faibles épaisseurs d'AF, le champ  $H_E$  augmente lorsque l'épaisseur  $t_{AF}$  augmente (non tracées ici, mais communément observées [NOG 99a]). En effet, le décalage de cycle macroscopique ne s'établit complètement que lorsque l'anisotropie effective d'AF devient supérieure à l'énergie interfaciale d'échange ( $K_{AF} \cdot t_{AF} > \sigma_{FM-AF}$ ). Dans le cas contraire, tous les spins, ou une grande majorité des spins d'AF sont entraînés durant le retournement d'aimantation du FM, comme discuté au paragraphe 4.3.1.

L'inégalité précédente est vraisemblablement établie à température ambiante au-delà de  $t_{IrMn,Crit} \sim 5$  nm, et de  $t_{FeMn,Crit} \sim 8$  nm. Au-delà de ces épaisseurs, les évolutions du champ d'échange en fonction de l'épaisseur d'AF diffèrent pour les deux matériaux. La diminution du champ d'échange pour une épaisseur  $t_{IrMn}$  croissante discutée précédemment est attribuée en partie à l'augmentation de la taille des domaines d'iridium-manganèse. Il semble cependant que cet effet ne soit pas effectif dans le cas du fer-manganèse puisque au-delà de 8 nm d'épaisseur de fer-manganèse, le champ d'échange semble indépendant de l'épaisseur  $t_{FeMn}$ .

Ces évolutions sont cependant toutes deux prédites par Malozemoff [MAL 87-88], comme suggéré par la Figure 5.24(b). Pour des épaisseurs d'AF inférieures à  $t_{AF,Crit}$  Malozemoff considère que tous les spins d'AF sont entraînés durant le retournement d'aimantation du FM. Il en résulte un décalage de cycle d'hystérésis nul. Pour des épaisseurs d'AF comprises entre  $t_{AF,Crit}$  et  $t_{A,crit2}$ , la variation du champ  $H_E$  est inversement proportionnelle à l'épaisseur  $t_{AF}$ . Au-delà d'une épaisseur critique  $t_{A,crit2}$ , Malozemoff considère que le piégeage des parois de domaine d'AF sur les joints de grains devient énergétiquement prépondérant et gouverne la configuration d'équilibre de l'AF et par là la taille des domaines d'AF. Dans ce régime, la taille de domaines d'AF demeure constante, et par conséquent le champ d'échange également.

Pour l'iridium-manganèse que nous avons utilisé, il est vraisemblable que  $t_{IrMn,Crit} < t_{IrMn,crit2}$ , et que  $t_{IrMn,crit2} > 19$  nm, épaisseur maximale que nous avons déposée.

Pour le fer-manganèse utilisé, il est vraisemblable que  $t_{IrMn,Crit} > t_{IrMn,crit2}$ , ce qui ne nous permet pas d'observer la diminution du champ d'échange lorsque l'épaisseur de fer-manganèse augmente. Au-delà de  $t_{FeMn} = 8$  nm, nous observons directement l'état stationnaire régi par le piégeage des parois d'AF sur les joints de grains. Notons qu'au-delà d'environ 20 nm d'épaisseur, le FeMn change de phase et passe de la structure cristallographique fcc AF à la structure bcc non-magnétique.

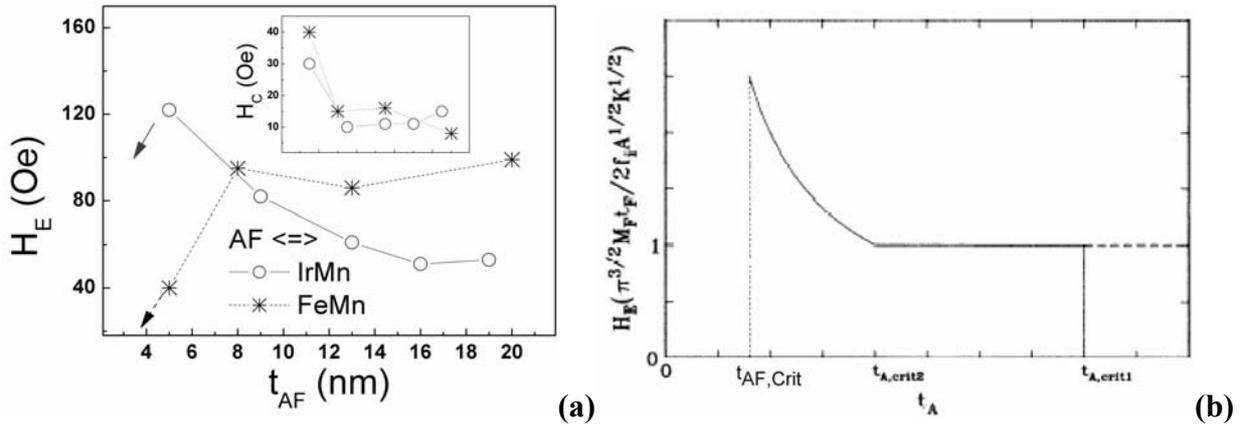


Figure 5.24: Evolutions du champ d'échange,  $H_E$  et du champ coercitif,  $H_C$  (insert) en fonction de l'épaisseur de la couche d'AF,  $t_{AF}$  pour des couches continues de composition Ta(5nm)/NiFe(12nm)/AF( $t_{AF}$ )/Pt(2nm), après recuit sous champ, pour deux AF : l'IrMn et le FeMn (a). Evolutions prédites par Malozemoff [MAL 87-88] (b).

L'étude comparative des effets de taille finie sur des systèmes FM-AF comportant des AF de différente nature est donc très intéressante, et pourrait permettre de confirmer ou d'infirmer les différents régimes évoqués par Malozemoff. De plus, lorsque la taille des plots devient égale à la taille des domaines d'AF pour un AF de type fer-manganèse, il est probablement possible de sonder directement les effets de taille sur l'activation thermique et non plus sur la somme des effets de confinement des spins d'AF et d'activation thermique.

Nous avons réalisé quelques mesures sur des échantillons de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/FeMn(13nm)/Pt(2nm) en couche continue et en nanostructures 90/110/300. Les cycles d'hystérésis mesurés sur ces échantillons avant et après recuit sont tracés Figure 5.25. Pour les mêmes raisons que celles précédemment discutées au paragraphe 5.2 pour un système de NiFe-IrMn, la couche continue de NiFe-FeMn présente un décalage de cycle d'hystérésis avant recuit. Le recuit de la couche continue engendre, lui, une réduction du champ coercitif, mais ne modifie pas le champ d'échange.

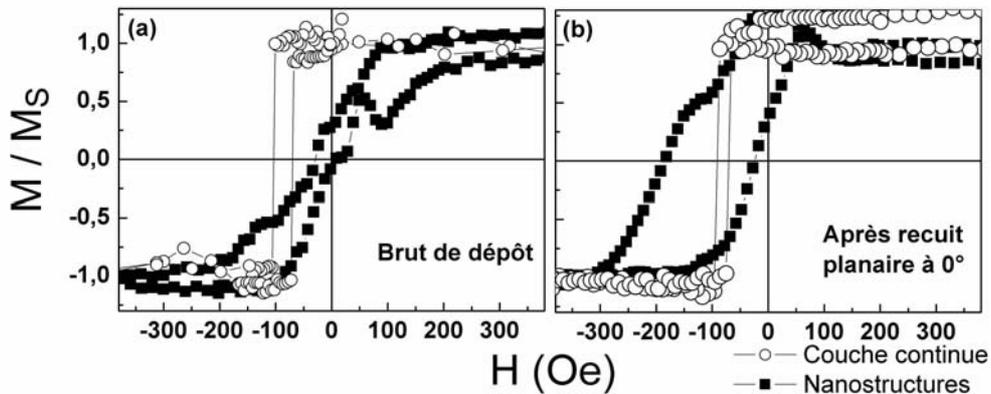


Figure 5.25: Cycles d'hystérésis mesurés par MOKE selon la direction  $0^\circ$ , sur des couches continues et des nanostructures de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/FeMn(13nm)/Pt(2nm) brut de dépôt et après recuit sous champ planaire selon la direction  $0^\circ$  (2.4 kOe, 550K, 30 min, refroidissement lent).

Brut de dépôt, le cycle correspondant aux nanostructures de NiFe-FeMn est caractéristique d'un retournement d'aimantation via la formation d'un état vortex.

L'établissement de l'anisotropie unidirectionnelle macroscopique après recuit semble suffire à induire un retournement d'aimantation via la formation d'états de haute rémanence. Nous observons un cycle d'hystérésis asymétrique pour les nanostructures par comparaison aux couches continues [REF F]. Après recuit, nous mesurons :  $H_{E,Cont} \sim 80$  Oe,  $H_{C,Cont} \sim 10$  Oe,  $H_{E,Plots} \sim 104$  Oe, et  $H_{C,Plots} \sim 80$  Oe. Pour une épaisseur de fer-manganèse de 13 nm, le champ d'échange mesuré à température ambiante est donc plus important pour les nanostructures 90/110/300 relativement à la couche continue. En comparaison, dans le cas de l'iridium-manganèse et pour une telle épaisseur, l'échange pour les nanostructures et la couche continue sont du même ordre de grandeur (Figure 5.14).

Une étude systématique des évolutions des champs  $H_E$  et  $H_C$  en fonction de l'épaisseur d'AF et de la température pourrait permettre de mieux comprendre les variations relatives des propriétés magnétiques des nanostructures par rapport aux couches continues, ainsi que pour des systèmes FM-AF comportant des matériaux AF de différente nature, soit par exemple l'iridium-manganèse et le fer-manganèse.

### **5.4.3. Observation directe de la configuration en domaines de l'antiferromagnétique : XPEEM.**

La seule technique d'observation directe de la structure en domaines de l'AF est le XPEEM (*x-ray photoemission electron microscopy*). Elle est basée sur l'interaction matière et rayonnement photonique polarisé [SCH 02b], [SCH 03].

Nous sommes allés effectuer ce type d'expériences sur la ligne « *Nanospectroscopy* » au synchrotron ELETTRA de Trieste (*proposal 2004664*). Les détails de l'expérience utilisée sont disponibles dans [CHE 05].

Nous avons étudié une couche continue et des nanostructures 400/400/200 de Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(<5nm). En utilisant la sélectivité chimique de la méthode de mesure, nous pouvons observer indépendamment le comportement du FM, en se plaçant au seuil L3 d'absorption du fer, et le comportement de l'AF, en se plaçant au seuil L3 d'absorption du manganèse. Notons que cette technique d'observation permet l'accès aux couches enterrées, comme par exemple le permalloy dans notre cas. L'utilisation de polarisations circulaires droite et gauche (XMCD : *X-ray magnetic circular dichroism*) permet de sonder l'ordre ferromagnétique des matériaux étudiés (soit les domaines du FM, et les domaines résultants des spins non compensés de l'AF). La résolution spatiale optimale de l'appareil est de l'ordre de 30 nm. L'absorption du manganèse au seuil L3 du fer ne nous permettait pas dans un premier temps d'extraire le signal du fer. La couche initiale de protection de platine, ainsi qu'une partie de la couche d'iridium-manganèse ont donc été évaporées *in situ*.

---

[REF F] : [EIS 05], [GIR 03], [GUO 02], [LI 05], [LIU 01], [SOR 05b].

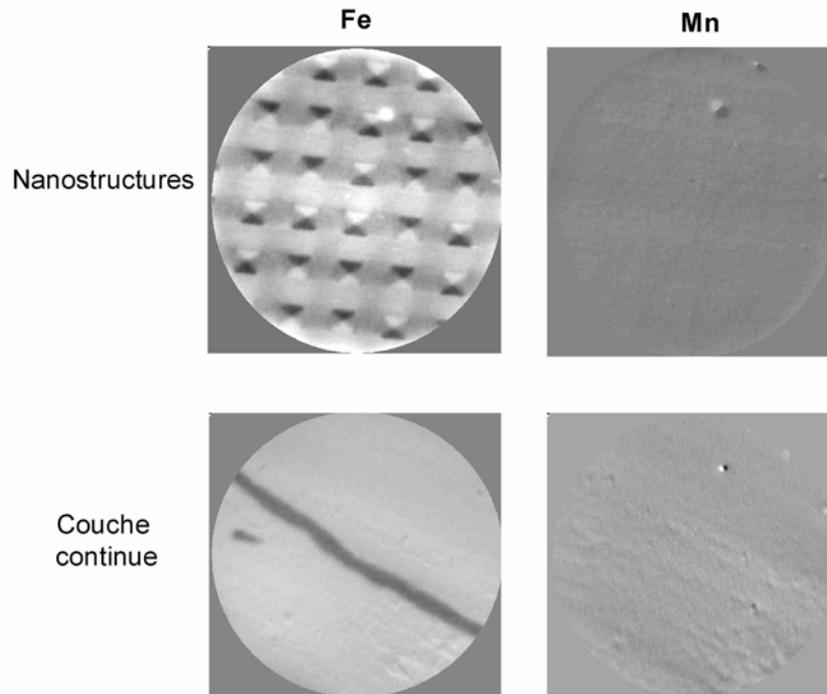


Figure 5.26: Clichés réalisés par XPEEM aux seuils du Fe et du Mn pour des couches continues et des nanostructures 400/400/200 de composition Ta(5nm)/NiFe(12nm)/IrMn(<5nm), après recuit sous champ hors du plan. Le diamètre de la fenêtre d'observation est de 5  $\mu\text{m}$ .

Les contrastes recueillis sur un cliché réalisé par XMCD PEEM sont directement assimilables à un sens d'aimantation : un contraste sombre (clair) est observé lorsque l'aimantation est dans le sens opposé à (même sens que) celui du flux de rayons X incident. Dans les autres cas, un contraste gris est observé.

Après un recuit *in situ* sous un champ planaire de 300 Oe, à partir d'une température de 550K, l'échange macroscopique FM-AF est établi. Aucun contraste n'est alors détecté pour les couches continues ou pour les nanostructures, ni au seuil du fer, ni à celui du manganèse. Cette absence de contraste XMCD PEEM est caractéristique d'un matériau dans une configuration monodomaine. Un tel état rémanent monodomaine du permalloy a été confirmé par l'observation de contrastes bipolaires par MFM.

Nous avons ensuite effectué un recuit *in situ* sous un champ, cette fois-ci hors du plan, de 300 Oe, à 550K, puis un refroidissement en champ nul à partir de 550 K. Il est vraisemblable qu'une fois le champ perpendiculaire supprimé, les spins interfaciaux d'AF sont piégés hors du plan alors que les spins de FM relaxent dans le plan de la couche. L'échange macroscopique FM-AF est alors inhibé. Les clichés XMCD PEEM au seuil du fer (Figure 5.26) prouvent que cette fois, le FM relaxe dans un état de fermeture de flux. Notons que l'absence de corrélation entre la chiralité des domaines d'un plot à l'autre confirme l'absence d'effets d'interactions magnétostatiques inter-plots. Aucun contraste n'est cependant détecté au seuil du manganèse. Il est cependant probable que durant la procédure de recuit, en l'absence de champ, le FM soit déjà dans un état de fermeture de flux. Durant le refroidissement, l'énergie de couplage FM-AF favorise l'impression des domaines du FM dans l'AF (comme nous le discuterons plus en détail au paragraphe 6.2), en contrepartie, les énergies d'anisotropie et d'échange de l'AF limitent la formation d'états de basse rémanence

pour des objets de faible dimension et favorisent l'établissement d'un état d'AF monodomaine.

La conclusion de l'observation d'un état d'AF monodomaine dans notre cas (résultant de l'absence de contraste XMCD PEEM) est cependant remise en cause par une absence de contraste au seuil du manganèse pour la couche continue d'AF au regard d'un domaine résiduel dans le permalloy, comme observé sur la Figure 5.26. En effet, comme nous le verrons par la suite au paragraphe 6.2, à condition que ce domaine soit présent durant le refroidissement à partir de la température de blocage de l'AF, il est répliqué dans l'AF durant le refroidissement en champ nul, puisqu'en couche continue, l'énergie d'échange FM-AF est prédominante.

Cette étude préliminaire montre qu'il semble possible via diverses procédures de recuit de modifier l'état de relaxation en champ nul des spins du FM d'un système FM-AF. L'influence de l'induction ou de la suppression du couplage FM-AF via diverses procédures de recuit sur le processus de retournement d'aimantation du FM nécessite bien évidemment de nombreuses mesures complémentaires qui sont en cours (MFM sous champ, mesures de cycles d'hystérésis pour diverses procédures de recuit ...).

Comme nous le discuterons plus en détail au paragraphe 6.2, il est possible d'imprimer des configurations de domaines de FM de type entrelacées dans une couche continue d'AF. L'utilisation de nanostructures pourrait permettre d'étudier l'influence de l'impression de configurations de domaines de basse rémanence (de type vortex ou diamant par exemple) dans l'AF sur le couplage FM-AF. Dans le cadre de cette problématique, des mesures de XMCD PEEM semblent indispensables afin d'imager directement et en parallèle la configuration en domaine du FM, ainsi que celle de l'AF. Une étude sur des plots rectangulaires (avec des rapports d'aspects 1:1 à 1:6 et des tailles allant de 400 à 4000 nm) de FeMn/Co, matériaux plus adaptés à des mesures XMCD PEEM est en cours. Cette étude est complémentaire aux résultats de XMCD PEEM obtenus par Cherifi *et al* sur des plots identiques de cobalt [CHE 05].

#### **5.4.4. Configuration des spins d'antiferromagnétique : simulations atomistiques.**

A ce jour, seules les simulations numériques permettent de rendre compte des conséquences des frustrations magnétiques sur l'arrangement local des spins d'AF. Nous avons commencé à effectuer des simulations atomistiques en utilisant des spins d'Heisenberg afin de mieux rendre compte, en l'absence d'activation thermique, des effets de taille finie sur l'organisation locale des spins d'AF. Ces simulations sont effectuées à l'aide du code `mi_magnet` développé par F. Lançon, L. Billard, et F. Ernult [ERN 03]. Les détails du code, ainsi que de nombreux résultats sur les effets des frustrations locales sur le couplage FM-AF de couches continues sont disponibles dans le manuscrit de thèse de doctorat de F. Ernult [ERN 02]. L'optimisation des paramètres du code afin de rendre compte de manière rigoureuse des effets d'anisotropie d'échange pour des systèmes confinés est en cours.



## Chapitre 6

### Bicouches $[Pt/Co]_n$ - $IrMn$ à anisotropie perpendiculaire.

La plupart des théories sur l'anisotropie magnétique d'échange considèrent des AF pour lesquels les spins pointent dans le plan de la couche. Cependant, pour des AF qui possèdent des structures de spin tridimensionnelles, et en utilisant un FM à anisotropie perpendiculaire au plan des couches, il est possible d'induire de l'échange perpendiculaire [REF I]. Ce couplage FM-AF perpendiculaire s'avère très intéressant d'un point de vue technologique, et pourrait permettre l'utilisation de MRAM ou encore de têtes de lecture à anisotropie perpendiculaire qui présentent de nombreux avantages par rapport à leurs homologues à anisotropie planaire, comme discuté au paragraphe 4.4.2. L'étude de systèmes FM-AF à anisotropie perpendiculaire nous a également permis de mieux comprendre les implications fondamentales de certains paramètres tels l'anisotropie de la couche FM sur le couplage d'échange, ce qui fait l'objet du paragraphe 6.1. Pour des systèmes à anisotropie perpendiculaire bien définie, nous discutons les effets de procédures de recuits, et mettons en évidence certaines dimensions caractéristiques mise en œuvre dans le phénomène d'anisotropie magnétique d'échange, au paragraphe 6.2. Enfin, au paragraphe 6.3 nous présentons des expériences préliminaires en vue d'une étude systématique des effets de taille finie complémentaire aux résultats discutés aux paragraphes 6.1 et 6.2.

#### 6.1. Orientation relative des spins ferromagnétiques et antiferromagnétiques.

Les multicouches  $[Pt/Co]$  ou  $[Pd/Co]$  associées à des alliages AF de  $CoO$ ,  $FeCl_2$ ,  $FeF_2$ ,  $NiO$ ,  $FeMn$ , ou encore de  $IrMn$  comptent parmi les systèmes présentant une anisotropie magnétique d'échange perpendiculaire. L'influence des paramètres tels le nombre de répétitions, les épaisseurs relatives des couches de platine ou palladium et de cobalt ou la nature et l'épaisseur de la couche de croissance sur les propriétés magnétiques des multicouches  $[Pt/Co]$  ou  $[Pd/Co]$  (anisotropie perpendiculaire, champ coercitif, modes de retournement d'aimantation...) ont été largement étudiées, comme nous l'avons développé au paragraphe 2.1. Cependant, aucune étude systématique traitant de l'influence de ces paramètres sur les propriétés d'anisotropie magnétique d'échange n'a encore été réalisée. Jusqu'à présent, il a été suggéré qu'une forte anisotropie magnétique perpendiculaire des multicouches favorise un fort décalage du cycle d'hystérésis. En effet, pour des systèmes de  $[Pt/Co]$ - $FeMn$ , Garcia *et al.* ont montré que le champ d'échange augmente avec le nombre de répétitions de  $[Pt/Co]$ , et devient maximum lorsque le cycle d'hystérésis a un aspect carré [GAR 02]. De plus, il a été observé que l'insertion d'une couche mince de platine entre la multicouche de  $[Pt/Co]$  et le fer-manganèse engendre une augmentation significative du champ d'échange. Cet effet a été attribué à un renforcement de l'anisotropie perpendiculaire du cobalt dû à l'insertion de la couche séparatrice de platine [GAR 03a].

---

[REF I] : [GAR 02], [GAR 03a], [GAR 03b], [KAG 00], [LIU 03a], [LIU 03b], [LIU 04], [MAA 01], [MAR 03a], [NIS 02], [SOR 04b], [SUN 03], [ZHO 04].

Nous nous intéressons à des multicouches de compositions : [Pt(2nm)/Co( $t_{Co}$ )]<sub>3</sub>/Pt( $t_{Pt}$ )/IrMn(5nm)/Pt(2nm), déposées par pulvérisation cathodique sur des substrats continus de silicium thermiquement oxydé. Il s'agit des mêmes barrettes 3×26 mm<sup>2</sup> que celles décrites au paragraphe 5.1. Les dépôts sont effectués à température ambiante, sous une pression d'argon de 0.25 Pa, suite à un vide limite de  $5.3 \times 10^{-6}$  Pa. Afin de sonder l'effet de l'orientation relative des spins FM et AF sur les propriétés d'anisotropie magnétique d'échange, nous avons, pour un nombre de répétitions fixe (3 répétitions), fait varier les épaisseurs de la couche de cobalt ( $t_{Co} = 0.38 - 1.5$  nm), et de la couche séparatrice de platine ( $t_{Pt} = 0 - 1.5$  nm). Les paramètres fixes de la multicouche : épaisseur de la couche de platine de la répétition égale à 2 nm et nombre de répétitions égal à 3, ont été choisis afin de pouvoir comparer nos résultats à la littérature [GAR 02], [GAR 03a]. Afin d'induire un décalage en champ macroscopique, comme discuté au paragraphe 4.3, les échantillons sont recuits pendant 1h, à une température de 550K, sous un champ perpendiculaire de 2.4 kOe, puis refroidis lentement (durant environ 24h).

Nous avons recuit les échantillons à une telle température afin de pouvoir dans le futur comparer nos mesures à celles réalisées avec des couches d'iridium-manganèse plus épaisses qui présentent des températures de blocages plus élevées. Comme remarqué au paragraphe 3.1, suite au recuit, nous étudions une structure de [Pt/Co] stable mais différente de celle précédemment étudiée à température ambiante sans recuit (au Chapitre 2 et au Chapitre 3).

#### **6.1.1. Influence de l'épaisseur de cobalt.**

Intéressons-nous d'abord à l'influence de l'épaisseur de la couche de cobalt,  $t_{Co}$ , en l'absence de couche séparatrice de platine. Les cycles d'hystérésis mesurés par effet Hall extraordinaire (EHE) [CAN 97], selon la direction perpendiculaire à la surface des échantillons de Pt(2nm)/Co( $t_{Co}$ )]<sub>3</sub>/IrMn(5nm)/Pt(2nm), avec  $t_{Co} = 0.45, 0.6, 0.8, 1$  et  $1.2$  nm, sont tracés Figure 6.1. Remarquons que pour de faibles épaisseurs de cobalt, les cycles sont relativement carrés. En revanche, le rapport de l'aimantation rémanente sur l'aimantation à saturation,  $M_R/M_S$ , diminue lorsque l'épaisseur de cobalt augmente. Pour  $t_{Co} = 0.8$  nm, le cycle devient incliné, et pour des valeurs d'épaisseur plus grandes ( $t_{Co} = 1.2$  nm), le cycle mesuré hors du plan devient caractéristique d'un cycle mesuré selon un axe de difficile aimantation. Le système possède donc une anisotropie perpendiculaire pour de faibles épaisseurs de cobalt, ainsi que pour des épaisseurs intermédiaires, et transite progressivement vers une anisotropie planaire pour des couches de cobalt épaisses.

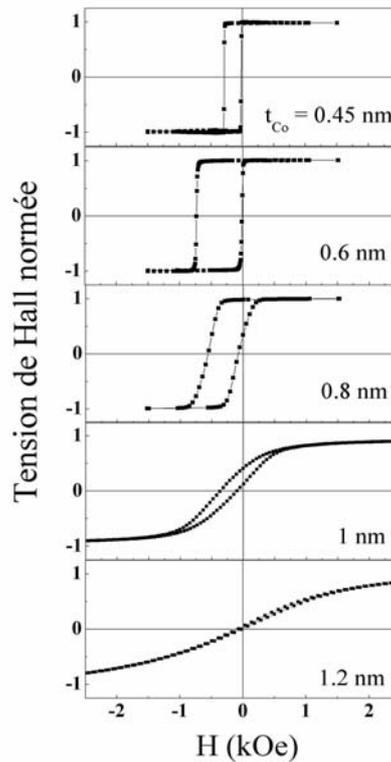


Figure 6.1: Cycles d'hystérésis pour des échantillons de  $[Pt(2nm)/Co(t_{Co})]_3/ IrMn(5nm)/Pt(2nm)$ , mesurés par EHE à température ambiante, selon la direction perpendiculaire à la surface de l'échantillon, et après recuit sous champ perpendiculaire (550 K; -2.4 kOe; 30 min).

L'évolution du rapport  $M_R/M_S$  déduite des cycles d'hystérésis mesurés selon la direction perpendiculaire au plan des échantillons, en fonction de l'épaisseur de cobalt est tracée Figure 6.2. Ces valeurs sont obtenues après avoir recentré en champ les cycles (c'est à dire que l'aimantation rémanente,  $M_R$ , est ici définie comme l'aimantation pour  $H = H_E$ ). Le rapport  $M_R/M_S$  augmente de 0.83 pour  $t_{Co} = 0.38$  nm à 0.99 pour  $t_{Co} = 0.6$  nm, puis, pour des couches de cobalt plus épaisses,  $M_R/M_S$  diminue et chute rapidement vers des valeurs quasi nulles autour de  $t_{Co} = 1.1$  nm, ce qui confirme la diminution de l'anisotropie perpendiculaire pour des couches épaisses de cobalt.

Notons que l'insert de la Figure 6.2 indique que le retournement de l'aimantation pour  $t_{Co} = 0.38$  nm est différent par rapport aux autres épaisseurs de cobalt. Il semble que dans ce cas particulier, le champ de nucléation (positif) est inférieur au champ de propagation de parois au-delà duquel nous observons une transition abrupte. Pour tous les autres cas, le retournement d'aimantation est gouverné par la propagation de parois.

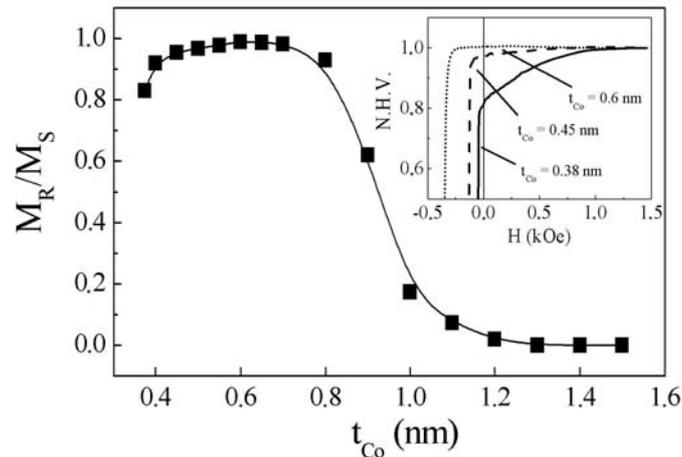


Figure 6.2: Evolution du rapport de l'aimantation rémanente sur l'aimantation à saturation,  $M_R/M_S$ , en fonction de l'épaisseur de Co,  $t_{Co}$ , pour des multicouches de  $[Pt(2nm)/Co(t_{Co})]_3/IrMn(5nm)/Pt(2nm)$ . Le trait est un guide pour les yeux. L'insert montre un agrandissement de cycles recentrés de  $H_E$ .

Sur la Figure 6.3 sont tracées les évolutions du champ d'échange et du champ coercitif en fonction de l'épaisseur de la couche de cobalt. Comme pour le rapport  $M_R/M_S$ , les champs  $H_E$  et  $H_C$  sont maximums pour des épaisseurs intermédiaires de cobalt :  $H_E = 375$  Oe pour  $t_{Co} = 0.6$  nm et  $H_C = 360$  Oe pour  $t_{Co} = 0.65$  nm. L'observation d'un maximum pour la courbe  $H_E$  vs.  $t_{Co}$  est surprenante et contraste avec les résultats obtenus sur la plupart des systèmes FM-AF, pour lesquels le champ d'échange diminue continûment lorsque l'épaisseur de FM augmente du fait du caractère interfacial de l'interaction FM-AF [NOG 99a]. Remarquons également que dans une très large gamme d'épaisseur de cobalt,  $H_E > H_C$ . Ces systèmes sont donc intéressants d'un point de vue appliqué, car ils permettent de stabiliser un seul état de référence en champ nul en vue de leur utilisation dans des dispositifs de type MRAM ou têtes de lecture à anisotropie perpendiculaire (cf. paragraphe 4.2).

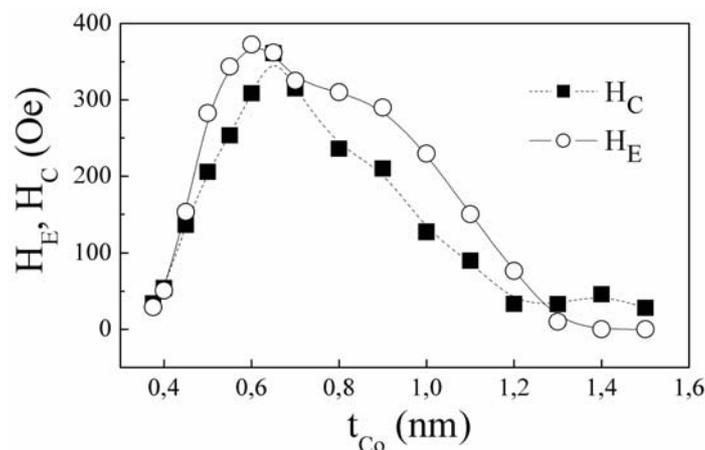


Figure 6.3: Evolutions du champ d'échange,  $H_E$  (-O-) et du champ coercitif,  $H_C$  (-■-) en fonction de l'épaisseur de Co,  $t_{Co}$ , pour des multicouches de  $[Pt(2nm)/Co(t_{Co})]_3/IrMn(5nm)/Pt(2nm)$ . Les traits sont des guides pour les yeux.

Afin de mieux comprendre les évolutions des champs  $H_C$ ,  $H_E$  et du rapport  $M_R/M_S$  en fonction de l'épaisseur de la couche de cobalt, nous avons déterminé les anisotropies magnétiques effectives,  $K_{\text{eff}}$ , des différents échantillons à partir de la méthode des aires de Chikazumi (utilisant l'aire entre les cycles d'hystérésis mesurés selon les axes de facile et de difficile aimantation, comme expliqué au paragraphe 2.1) [CHI 64]. L'évolution de l'anisotropie effective avec l'épaisseur de cobalt est tracée Figure 6.4. De la même façon que  $H_C$ ,  $H_E$  et  $M_R/M_S$ , l'anisotropie  $K_{\text{eff}}$  passe par un maximum autour de  $t_{\text{Co}} = 0.65$  nm. Il est également à noter qu'une évolution similaire de  $K_{\text{eff}}$  avec l'épaisseur de cobalt a déjà été observée pour des multicouches de [Pt/Co] non recouvertes d'un AF [HAS 89], [JOH 96], [LAN 01]. Pour de telles multicouches, l'anisotropie magnétique effective est le résultat de plusieurs contributions, et peut s'exprimer de la façon suivante :

$$K_{\text{eff}} = K_v + (2n-1) \cdot K_{\text{Pt/Co}} / (n \cdot t_{\text{Co}}) + (3/2) \lambda \sigma - 2\pi M_{s,\text{eff}}^2$$
, avec  $M_{s,\text{eff}} = M_{s,\text{Co}} [t_{\text{Co}} / (t_{\text{Co}} + t_{\text{Pt}})]$ , et  $n$  le nombre de répétitions de Pt/Co.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.1, pour des multicouches [Pt/Co] en l'absence d'AF, le premier terme est un terme volumique principalement associé à l'arrangement cristallographique des atomes. Le deuxième terme est surfacique et est attribué à l'hybridation des bandes électroniques  $d$  du Pt et du Co à l'interface Pt/Co [NAK 98]. Le troisième terme négligeable ici [HAS 89], est la contribution magnétoélastique (avec  $\lambda$  la constante de magnétostriction et  $\sigma$  la contrainte subie par les couches) [JOH 95], [JOH 96]. Enfin, le dernier terme correspond à l'anisotropie de forme, et favorise une anisotropie dans le plan des échantillons. Dans cette étude, la multicouche [Pt/Co] est en interaction d'échange avec un AF. A l'expression de l'anisotropie se rajoute donc une contribution surfacique  $K_{\text{Co/FeMn}} / (n \cdot t_{\text{Co}})$  qui correspond au terme d'anisotropie unidirectionnelle, responsable du couplage d'échange perpendiculaire [MEW 02].

La décroissance de l'anisotropie effective avec l'augmentation de l'épaisseur de cobalt pour de larges valeurs de  $t_{\text{Co}}$  est attribuée à une diminution du poids de l'anisotropie surfacique perpendiculaire  $[(2n-1) \cdot K_{\text{Pt/Co}} / (n \cdot t_{\text{Co}})]$  par rapport à l'anisotropie de forme  $(2\pi M_{s,\text{eff}}^2)$  [HAS 89], [JOH 95]. En effet, pour des couches de cobalt épaisses, l'axe de facile aimantation est dans le plan des couches. L'origine de la baisse de l'anisotropie  $K_{\text{eff}}$  pour de faibles valeurs de  $t_{\text{Co}}$  est plus controversée. Plusieurs hypothèses ont été avancées dans la littérature. Il a été par exemple montré qu'une transition de la phase hexagonale (hcp) à la phase cubique (fcc) pouvait avoir lieu aux faibles épaisseurs de cobalt, et ainsi engendrer des variations d'anisotropie magnétique effective [WEL 95]. Il a été également observé que l'augmentation de l'anisotropie effective pouvait être engendrée par une amélioration de la texture (111) du cobalt quand l'épaisseur de cobalt augmente, dans le régime des faibles épaisseurs [BER 94], [ZEP 91]. Certains auteurs ont également insisté sur le rôle crucial joué par les interfaces Pt/Co pour l'obtention d'anisotropies bien définies. En effet, la présence d'interfaces rugueuses ou d'interdiffusions atomiques interfaciales s'avère pénalisante. Pour de faibles épaisseurs de cobalt, les effets d'interdiffusion surfacique peuvent devenir importants par rapport aux effets de volume [BER 95], [KIM 96].

Il en résulte donc que pour des épaisseurs de cobalt grandes ou faibles, la direction perpendiculaire au plan des échantillons tend à devenir une direction de difficile aimantation, résultant ainsi en une diminution du champ coercitif,  $H_C$ . Cependant, notons que pour  $t_{\text{Co}} = 0.4$  nm et  $t_{\text{Co}} = 1.2$  nm, les valeurs des champs coercitifs sont similaires, mais les anisotropies effectives correspondantes sont au contraire très différentes (pour  $t_{\text{Co}} = 1.2$  nm,  $K_{\text{eff}}$  est même négative, indiquant une anisotropie planaire). La relation entre l'anisotropie effective et le

champ coercitif n'est en effet pas direct. Aux caractéristiques intrinsèques du matériau qui influencent la coercitivité, s'ajoute le rôle joué par les défauts sur la nucléation et la propagation des parois de domaine [FER 02], [GIV 03], [NEE 46]. Il est vraisemblable que les caractéristiques de ces défauts diffèrent pour des couches d'épaisseurs de cobalt distinctes. Pour des systèmes FM-AF, l'entraînement de spins AF lors du retournement des spins du FM résulte également en une augmentation supplémentaire de champ coercitif, caractéristique du couplage du FM avec un AF. Cet effet dépend également de l'épaisseur de la couche de cobalt.

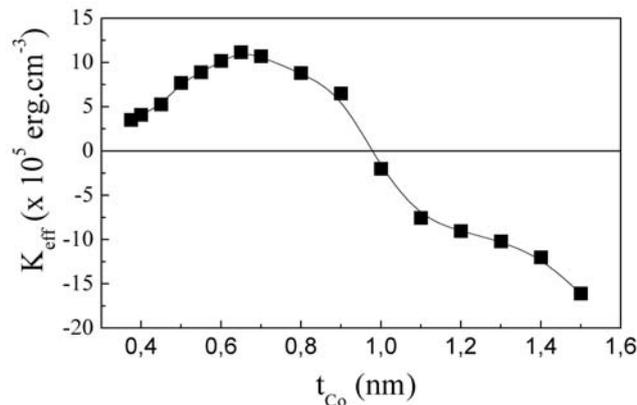


Figure 6.4: Evolution de l'anisotropie magnétique effective,  $K_{\text{eff}}$  en fonction de l'épaisseur de Co,  $t_{\text{Co}}$ , pour des multicouches de [Pt(2nm)/Co( $t_{\text{Co}}$ )]<sub>3</sub>/IrMn(5nm)/Pt(2nm). Le trait est un guide pour les yeux.

Le lien entre l'anisotropie magnétique effective  $K_{\text{eff}}$ , le rapport  $M_{\text{R}}/M_{\text{S}}$  et le champ d'échange  $H_{\text{E}}$  est encore plus complexe. Comme nous l'avons évoqué, une relation de proportionnalité entre  $H_{\text{E}}$  et l'inverse de  $t_{\text{FM}}$  a souvent été rapportée [NOG 99a]. En effet, en négligeant la coercitivité, lorsque l'aimantation du FM se retourne, l'énergie Zeeman compense l'énergie interfaciale d'échange ( $\sigma_{\text{FM-AF}}$ ). Il en résulte l'expression suivante :

$$\sigma_{\text{FM-AF}} = H_{\text{E}} \cdot M_{\text{S,Co}} \cdot n \cdot t_{\text{Co}}$$

L'énergie interfaciale d'échange est en général indépendante de l'épaisseur de FM ce qui conduit à une dépendance inversement proportionnelle du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de cobalt. Ce n'est pas ici le cas, comme le montre le tracé de l'énergie  $\sigma_{\text{FM-AF}}$  en fonction de l'épaisseur  $t_{\text{Co}}$ , Figure 6.5. En effet, une augmentation inattendue de l'énergie  $\sigma_{\text{FM-AF}}$  est observée jusqu'à  $t_{\text{Co}} = 0.6$  nm, puis l'énergie interfaciale d'échange suit l'évolution conventionnelle pour  $0.6 \text{ nm} < t_{\text{Co}} < 0.9 \text{ nm}$ , et de nouveau, elle diminue de façon non conventionnelle au-delà de  $t_{\text{Co}} = 0.9$  nm.

Durant le refroidissement sous champ perpendiculaire, lorsque la température devient inférieure à la température de blocage, les spins d'AF des différentes cristallites tendent à s'orienter selon leur axe cristallographique de facile aimantation le plus proche de la direction de recuit, c'est à dire perpendiculaire au plan de l'échantillon. Cependant, si l'anisotropie perpendiculaire n'est pas suffisamment grande devant les autres contributions à l'anisotropie, en l'absence de champ, les spins du FM vont relaxer selon une direction faisant un certain angle avec la direction de recuit. C'est ce qui se passe notamment pour les couches très minces ( $t_{\text{Co}} < 0.6$  nm) ou relativement épaisses de cobalt ( $0.9 \text{ nm} < t_{\text{Co}}$ ). Comme évoqué au

paragraphe 4.4.2, le décalage en champ est relié à la projection relative de la direction des spins FM sur celle des spins AF. Il en résulte que l'échange est maximisé lorsque les spins FM et AF sont parallèles. Cette situation est probablement atteinte pour une épaisseur de cobalt de l'ordre de 0.6 nm, lorsque l'anisotropie magnétique de la multicouche est suffisante pour conserver  $M_R/M_S$  proche de 1, et donc une direction perpendiculaire de facile aimantation. Il en résulte alors également que la direction facile pour les spins d'AF est celle perpendiculaire à la surface de l'échantillon. Dans notre cas, les spins d'iridium-manganèse ne relaxent donc probablement pas dans une structure de spins 3Q comme dans le massif (cf. Figure 4.10). Pour de faibles valeurs d'anisotropie  $K_{eff}$ , cas où le rapport  $M_R/M_S$  est également faible, la projection des spins FM-AF, et par conséquent le champ d'échange, est plus faible.

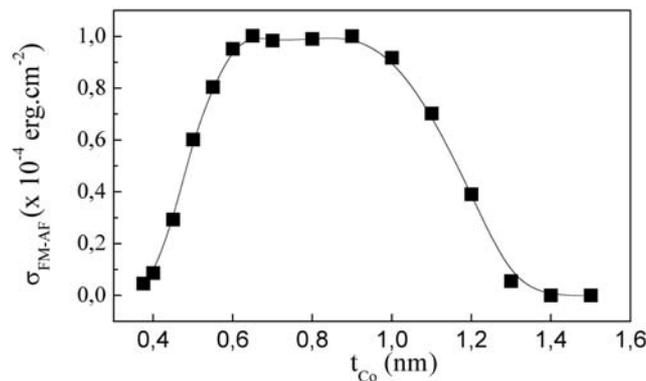


Figure 6.5: Evolution de l'énergie interfaciale d'échange,  $\sigma_{ex}$ , calculée à partir du décalage en champ des cycles d'hystérésis mesurés selon la perpendiculaire à la surface des échantillons en fonction de l'épaisseur de Co,  $t_{Co}$ , pour des multicouches de compositions  $[Pt(2nm)/Co(t_{Co})]_3/IrMn(5nm)/Pt(2nm)$ . Le trait est un guide pour les yeux.

Notons cependant que cet effet n'est pas le seul à l'origine de l'évolution du champ d'échange en fonction de l'épaisseur de la couche de cobalt. Par exemple à partir de la Figure 6.2, et de la Figure 6.3 nous voyons que malgré des valeurs du rapport  $M_R/M_S$  très différentes, les couches de cobalt épaisses de 0.45 nm et 1.1 nm présentent des valeurs de champ d'échange similaires. De même, une seule variation du rapport  $M_R/M_S$  d'environ 15% entre  $t_{Co} = 0.38$  et 0.65 nm ne suffit pas à expliquer l'augmentation de près de 90% du champ d'échange. Il apparaît donc que d'autres mécanismes influencent les propriétés d'anisotropie magnétique d'échange. Tout comme l'anisotropie magnétique effective, la température de Curie des multicouches (Pt/Co) décroît rapidement pour les faibles épaisseurs de cobalt. Cet effet est principalement attribué à une interdiffusion du cobalt et du platine aux interfaces [BER 95].

A partir des mesures en température de cycles d'hystérésis par effet Kerr polaire, nous avons tracé Figure 6.6 l'évolution de l'aimantation avec la température. Nous remarquons que contrairement au cas discuté au paragraphe 3.1, les valeurs d'aimantations trouvées pour des températures supérieures à 400K sont cette fois-ci caractéristiques de la structure de [Pt/Co] étudiée, puisque les couches ont été préalablement recuites à 550K.

Pour  $t_{Co} = 0.38$  nm, la température de Curie  $T_C$  ainsi évaluée, est du même ordre de grandeur que la température de blocage  $T_B$  de nos systèmes (avec une couche d'IrMn de 5 nm d'épaisseur). Notons donc que si l'aimantation à saturation aux alentours de la température  $T_B$  est quasi nulle pour  $t_{Co} = 0.38$  nm, elle demeure relativement élevée pour  $t_{Co} > 0.5$  nm. Même

s'il a déjà été observé un échange macroscopique pour des systèmes présentant une température de Curie FM inférieure à la température de blocage AF ( $T_C < T_B$ ) [CAI 99], l'induction de l'échange est généralement attribuée au moment FM agissant sur l'AF durant le refroidissement. La condition  $T_B < T_C$  est donc habituellement nécessaire à l'observation d'un échange macroscopique [BER 99], [KIW 01], [NOG 99a], [STA 00]. Par conséquent, si les températures  $T_C$  et  $T_B$  sont du même ordre de grandeur, il est probable que l'alignement des spins AF vers une direction proche de celle des spins FM durant le recuit sous champ devienne moins effectif.

Notons enfin que la forte augmentation du coercitif, caractéristique du couplage FM-AF, est certainement une des origines de la coïncidence entre les maximums des champs  $H_E$  et  $H_C$ , observée Figure 6.3.

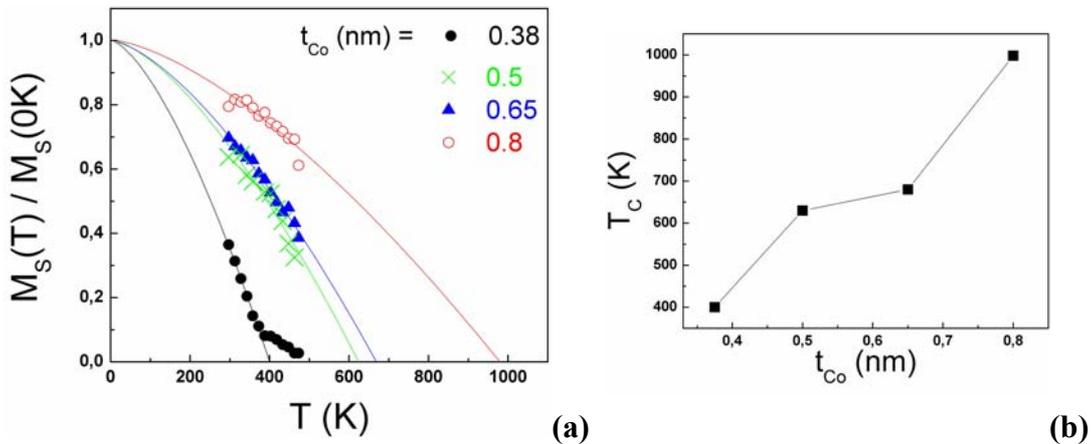


Figure 6.6: Evolution du rapport  $M_S(T)/M_S(0K)$  en fonction de la température,  $T$ , pour des multicouches de  $[Pt(2nm)/Co(t_{Co})]_3/IrMn(5nm)/Pt(2nm)$ . Les traits sont des ajustements en  $T^{3/2}$  (a). Evolution de la température de Curie  $T_C$  déduite de (a) en fonction de l'épaisseur de Co,  $t_{Co}$ . Le trait est un guide pour les yeux (b).

### 6.1.2. Influence de l'insertion d'une couche de platine entre la multicouche [Pt/Co] et l'antiferromagnétique.

Pour les systèmes de  $[Pt(2nm)/Co(t_{Co})]_3/IrMn(5nm)/Pt(2nm)$ , nous avons vu que pour certaines épaisseurs de cobalt, le rapport  $M_R/M_S$  n'est pas maximum. L'insertion d'une couche séparatrice de platine entre la multicouche de [Pt/Co] et l'iridium-manganèse représente un moyen de favoriser l'anisotropie perpendiculaire du système. En effet, l'anisotropie perpendiculaire,  $K_{Co/Pt}$ , induite par les effets d'interface Co/Pt est plus forte que celle induite par une interface Co/IrMn,  $K_{Co/IrMn}$  [MOR 05b]. Une telle insertion pourrait permettre d'augmenter de manière significative le rapport  $M_R/M_S$  de ces systèmes et par là le champ d'échange. En contrepartie, comme l'interaction d'échange est à courte portée l'insertion d'une couche séparatrice entre le FM et l'AF favorise également une diminution du champ d'échange. En effet, pour des systèmes à anisotropie planaire [GOK 97] ou perpendiculaire [GAR 03a], il a été montré que le champ d'échange décroît avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche séparatrice (lorsque l'insertion d'une couche non magnétique entre le FM et l'AF ne modifie pas l'orientation relative des spins FM et AF).

Nous avons donc étudié l'influence de l'insertion d'une couche séparatrice de platine ( $0 < t_{Pt} < 1.5$  nm) sur des échantillons de  $[Pt(2nm)/Co(t_{Co})]_3/Pt(t_{Pt})/IrMn(5nm)/Pt(2nm)$  avec  $t_{Co} = 0.38, 0.6,$  et  $0.8$  nm. Les évolutions des champs  $H_E$  et  $H_C$  en fonction de l'épaisseur de la couche séparatrice de platine sont tracées Figure 6.7 pour les différentes épaisseurs de cobalt considérées. Nous pouvons voir que le comportement des champs  $H_E$  et  $H_C$  en fonction de l'épaisseur de l'insertion de platine, rapporté dans [GAR 03a], n'est pas universel, mais est fortement dépendant de l'épaisseur de cobalt.

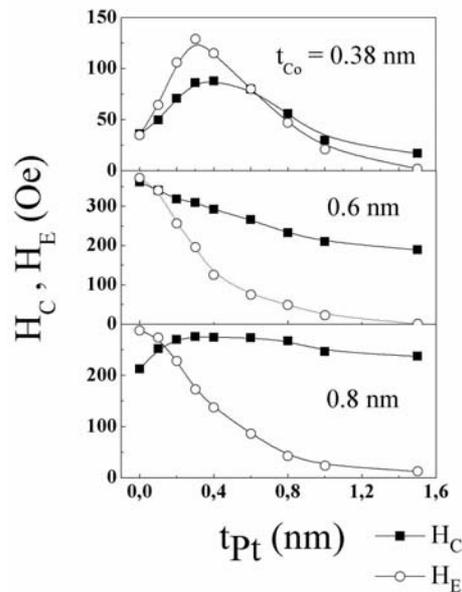


Figure 6.7: Evolutions du champ d'échange,  $H_E$  (-O-) et du champ coercitif,  $H_C$  (-■-) mesurés selon la direction perpendiculaire au plan des couches, en fonction de l'épaisseur de la couche séparatrice de Pt insérée entre la multicouche  $[Pt/Co]$  et l'AF,  $t_{Pt}$ , pour des systèmes de  $[Pt(2nm)/Co(t_{Co})]_3/Pt(t_{Pt})/IrMn(5nm)/Pt(2nm)$ . Les traits sont des guides pour les yeux.

Typiquement, pour  $t_{Co} = 0.38$  nm, les champs  $H_E$  et  $H_C$  présentent une forte augmentation pour de faibles épaisseurs de platine ( $t_{Pt} < 0.3$  nm). Comme attendu, cette augmentation peut être en partie attribuée à l'amélioration de l'orientation perpendiculaire des couches de cobalt comme en témoigne l'augmentation de 15% du rapport  $M_R/M_S$  engendrée par une augmentation de l'anisotropie  $K_{eff}$ , Figure 6.8. Cependant, une seule variation du rapport  $M_R/M_S$  d'environ 15% entre  $t_{Pt} = 0$  et  $0.3$  nm ne suffit pas à expliquer l'augmentation de près de 75% du champ d'échange. Il est très probable que d'autres mécanismes contribuent en partie à cette augmentation du champ  $H_E$  suite à l'insertion de la couche séparatrice de platine. Il a été par exemple montré que la présence de défauts à proximité de l'interface FM-AF permet, par un piégeage local accru des spins d'AF ou par l'induction de contraintes, une augmentation du champ d'échange [ERN 03], [KEL 02], [KIM 01a]. Il est également possible que l'augmentation de l'échange soit due à une amélioration de la texture (111) de l'AF suite à l'insertion de la couche séparatrice de platine. Comme précédemment évoqué, pour  $t_{Co} = 0.38$  nm, la température de Curie  $T_C$  est du même ordre de grandeur que la température de blocage  $T_B$  de nos systèmes (avec une couche d'IrMn de 5 nm d'épaisseur). Des mesures en températures semblent montrer que la température de Curie des échantillons augmente légèrement lorsque l'épaisseur de couche séparatrice de platine augmente. Une telle augmentation pourrait avoir des conséquences significatives sur les propriétés d'échange.

Après passage par un maximum autour de  $t_{Pt} = 0.3$  nm, les champs  $H_E$  et  $H_C$  diminuent quand l'épaisseur de la couche séparatrice de platine augmente. Dans ce régime, le rôle d'éloignement des couches FM et AF joué par l'insertion de platine devient prépondérant devant celui d'amélioration des propriétés d'échange. La diminution exponentielle du champ d'échange [GOK 97] avec l'augmentation de l'épaisseur de platine en témoigne [Figure 6.8(c)].

Par comparaison avec le cas  $t_{Co} = 0.38$  nm, les champs  $H_E$  et  $H_C$  diminuent lorsque l'épaisseur de la couche séparatrice de platine augmente pour le cas  $t_{Co} = 0.6$  nm. Bien que l'anisotropie augmente légèrement Figure 6.8(b), il est important de noter que le rapport  $M_R/M_S$  est déjà presque égal à 1 en l'absence de couche séparatrice de platine Figure 6.8(a). Dans ce cas, l'insertion de platine ne peut pas induire un renforcement de l'orientation hors du plan des spins FM. En revanche, elle contribue à diminuer fortement les interactions de couplage FM-AF qui sont des interactions de courte portée [Figure 6.8(c)]. Notons que le champ coercitif diminue même si l'anisotropie effective augmente. Ce résultat permet de souligner que le couplage FM-AF joue un rôle prépondérant sur le comportement et le renforcement du champ coercitif.

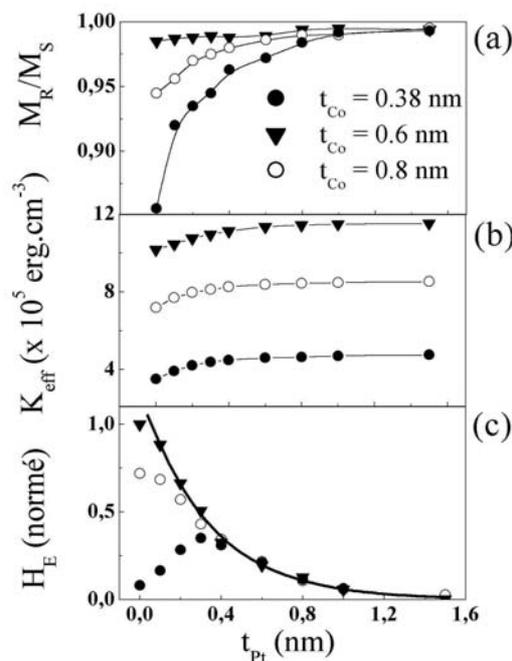


Figure 6.8: Evolutions (a) du rapport de l'aimantation rémanente sur l'aimantation à saturation,  $M_R/M_S$ , (b) de l'anisotropie magnétique effective,  $K_{eff}$ , et (c) du champ d'échange normalisé,  $H_E$ , en fonction de l'épaisseur de la couche séparatrice de Pt insérée entre la multicouche [Pt/Co] et l'AF,  $t_{Pt}$ , pour des systèmes de  $[Pt(2nm)/Co(t_{Co})]_3/Pt(t_{Pt})/IrMn(5nm)/Pt(2nm)$ . Pour les courbes (a) et (b), les traits sont des guides pour les yeux. Pour la courbe (c) le trait correspond à un ajustement exponentiel.

Pour  $t_{Co} = 0.8$  nm, le champ d'échange diminue alors que le champ coercitif augmente légèrement pour les faibles épaisseurs de platine. Pour des épaisseurs plus importantes, les champs  $H_E$  et  $H_C$  diminuent. L'évolution de  $H_C$  avec  $t_{Pt}$  résulte d'un compromis entre le renforcement de l'orientation perpendiculaire des spins de FM (qui se traduit par une

augmentation du rapport  $M_R/M_S$ ), et une diminution des interactions d'échange FM-AF. Au-delà de  $t_{Pt} = 0.2$  nm, la décroissance exponentielle du champ d'échange montre que la contribution de la diminution des interactions d'échange FM-AF devient prépondérante [cf. Figure 6.8(c)].

*En conclusion, nous avons montré que les amplitudes de l'échange, ainsi que de la coercitivité de multicouches [Pt/Co] à anisotropie perpendiculaire, en interactions avec de l'iridium-manganèse peuvent être ajustées, soit en faisant varier l'épaisseur des couches de cobalt, soit en insérant une couche de platine entre la multicouche et l'iridium-manganèse [SOR 05a]. Nous avons ainsi mis en évidence que l'orientation relative des spins ferromagnétiques et antiferromagnétiques joue un rôle prépondérant dans les phénomènes d'anisotropie magnétique d'échange.*

*L'étude des effets de taille finie sur de tels systèmes à anisotropie perpendiculaire pourrait permettre de mieux comprendre les éventuelles différences entre domaines d'antiferromagnétiques pour des systèmes à anisotropie planaire ou perpendiculaire. De même, il est fort probable que le passage progressif d'une anisotropie planaire à une anisotropie perpendiculaire soit affecté par le confinement des couches et pourrait influencer les propriétés d'échange des systèmes. Une étude pour des épaisseurs de cobalt et de couche séparatrice de platine variable permettrait également d'évaluer les effets du confinement sur les énergies de couplage aux interfaces Co/Pt et Co/IrMn.*

## **6.2. Impression de configurations de domaines du ferromagnétique dans l'antiferromagnétique et mise en évidence de longueurs caractéristiques pertinentes.**

Directement après le dépôt des systèmes [Pt/Co]/IrMn, avant toute procédure de recuit sous champ, il est parfois possible d'observer des cycles d'hystérésis *doubles* composés de deux cycles d'amplitudes différentes dont l'un est décalé vers les valeurs de champs positifs, et l'autre vers les valeurs de champs négatifs. Cet effet est attribué à la réplification durant le dépôt des domaines du FM dans l'AF. Ceci provoque la formation de régions FM piégées selon la direction perpendiculaire au plan de l'échantillon, dans des sens opposés. Ce type de cycles a déjà été observé pour des systèmes FM-AF à anisotropie planaire [REF L].

Par la suite, nous allons discuter comment il est possible d'ajuster indépendamment l'amplitude et/ou le décalage horizontal de chaque sous cycle dans un système [Pt(2nm)/Co(0.65nm)]<sub>3</sub>/Pt(0.1nm)/IrMn(5nm)/Pt(2nm) à anisotropie perpendiculaire, en faisant varier les tailles relatives des domaines FM et AF via diverses procédures de recuits. L'étude des propriétés d'échange de ces systèmes est intéressante d'un point de vue fondamental, car elle permet de mettre en évidence la présence et le rôle relatif des dimensions caractéristiques du FM et de l'AF.

Cette étude sur l'ajustement de cycles d'hystérésis doubles via l'exploitation des tailles caractéristiques mises en jeu dans les propriétés d'anisotropie magnétique d'échange a été principalement effectuée par l'équipe de physique des matériaux de l'Université de Barcelone [BRU 05]. Ma participation au travail présenté dans ce paragraphe 6.2 est mineure (discussion des expériences, mesures MFM, discussion autour des comptes rendus de

---

[REF L] : [CHI 03], [GOK 99], [LAI 02], [MIL 99], [NOL 00], [ROS 05], [ZHA 02].

résultats, et relecture de l'article avant soumission). Il me semble cependant intéressant de discuter ces résultats (en accord avec les contributeurs) au regard de mon travail de thèse sur les effets de taille finie et des dimensions caractéristiques sur les propriétés d'anisotropie magnétique d'échange.

Sur la Figure 6.9(a) est reportée la mesure VSM du cycle d'hystérésis après recuit puis refroidissement sans champ (*zero field cooling* : ZFC) à partir d'un état désaimanté du FM. La désaimantation est effectuée sous un champ alternatif d'amplitude décroissante, appliqué selon la direction perpendiculaire au plan de l'échantillon, et à la température de recuit de 520K. Le système présente alors un cycle double symétrique, en aimantation (les amplitudes  $\Delta M$  des deux sous cycles sont égales), et en champ (même valeurs absolues de champ d'échange  $|H_E| = 240$  Oe et de champ coercitif  $H_C = 320$  Oe).

En effet, après désaimantation, le FM relaxe dans un état de domaines entrelacés, avec la même quantité de domaines « up » et « down » :  $M_R = 0$ . L'impression des domaines FM dans l'AF durant le ZFC engendre la formation de deux régions de même surface et piégées selon la direction perpendiculaire au plan de l'échantillon, dans des sens opposés [HEL 03], [KAP 03]. Notons que ce raisonnement suppose que les domaines d'AF imprimés aient la même taille que les domaines de FM. Par exemple, si les domaines AF étaient beaucoup plus petits que les domaines de FM, la résultante moyenne du couplage pour chaque domaine FM serait nulle, ce qui entraînerait très vraisemblablement l'observation d'un cycle centré en champ, accompagné d'une augmentation de champ coercitif, comme dans le cas schématisé Figure 4.1(d).

Dans le but d'ajuster les amplitudes relatives  $\Delta M$  [cf. Figure 6.9(a)], nous avons effectué des ZFC à partir de différents états d'aimantations rémanentes du FM à 520K [MIL 99], [ROS 05]. A 520K, après désaimantation, un faible champ positif est appliqué. Ce champ est ensuite supprimé durant le ZFC. En répétant la procédure pour différents champs, il est possible de sonder les états rémanents tels que  $0 < M_R < M_S$ . Les cycles d'hystérésis obtenus après ZFC à partir de différents états rémanents sont présentés Figure 6.9 :  $M_R/M_S = 0.22$  (b1),  $M_R/M_S = 0.43$  (b2),  $M_R/M_S = 0.73$  (b3) et  $M_R/M_S = 0.93$  (b4). Lorsque le rapport  $M_R/M_S$  augmente, le champ d'échange reste invariant pour les deux sous cycles alors que les amplitudes évoluent progressivement : pour le sous cycle décalé positivement ( $H_E^+$ ), l'amplitude décroît, et, en contrepartie, pour le sous cycle décalé négativement ( $H_E^-$ ), elle augmente. Des clichés MFM nous ont permis de confirmer que le taux de couverture relatif aux contrastes clairs et sombres est en bon accord avec l'augmentation relative de l'amplitude  $\Delta M$  [BRU 05]. Ces résultats permettent ainsi de confirmer que la configuration en domaines d'AF reproduit fidèlement la configuration en domaines de FM.

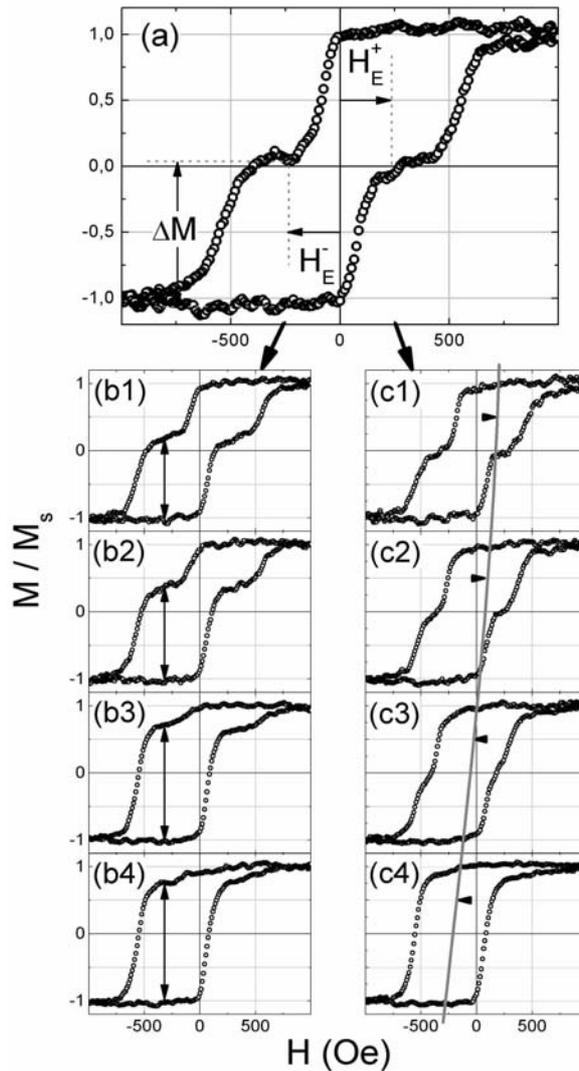


Figure 6.9: Cycles d'hystérésis mesurés par VSM selon la direction perpendiculaire à la surface des échantillons. (a) Cycle d'hystérésis à température ambiante après désaimantation AC à 520 K, puis refroidissement en champ nul (« zero field cooling » : ZFC). Sur la colonne de gauche (b), les cycles d'hystérésis permettent d'illustrer l'ajustement du décalage vertical  $\Delta M$ . Sur la colonne de droite (c), les cycles d'hystérésis permettent d'illustrer l'ajustement du décalage horizontal  $H_E$ .

Intéressons-nous maintenant à ajuster le décalage en champ d'un des sous cycles. Pour ce faire, il faut altérer le couplage à l'aide d'une seconde procédure de recuit. Partons de l'état représenté Figure 6.9(a), c'est à dire l'état après désaimantation à 520K puis ZFC qui engendre un cycle double symétrique. A la suite de cette première procédure de recuit, le système est recuit à une température  $T_{\text{recuit}}$  inférieure à la température de blocage maximum  $T_{B,\text{max}} = 500\text{K}$  (cf. Figure 6.10), puis refroidit jusqu'à température ambiante sous un champ positif saturant de 8 kOe. Les cycles d'hystérésis résultants pour  $T_{\text{recuit}} = 350, 370, 390,$  et  $520\text{K}$  sont tracés Figure 6.9(c1), (c2), (c3), et (c4) respectivement. Grâce à cette seconde procédure de recuit, il est possible d'ajuster le décalage horizontal  $H_E^+$  de l'un des deux cycles sans altérer le couplage d'échange de l'autre cycle, ni les amplitudes relatives des deux cycles. Notons que ce phénomène est symétrique, et que l'application d'un champ saturant négatif lors de la seconde procédure permet d'ajuster de la même façon  $H_E^-$ .

La compréhension de la réduction du champ d'échange passe par la prise en considération d'une distribution de températures de blocage. Pour notre système, la distribution de températures  $T_B$  est représentée en insert de la Figure 6.10, et résulte de la dérivée de l'évolution du champ d'échange avec la température  $T_{\text{recuit}}$ . Comme déjà discuté paragraphe 5.3, durant le second recuit, les régions pour lesquelles  $T_B < T_{\text{recuit}}$  (zone hachurée sur l'insert de la Figure 6.10) deviennent thermiquement activées et sont réorientées suivant la direction du FM, alors que les régions pour lesquelles  $T_{\text{recuit}} < T_B$  restent stables (zone non hachurée sur l'insert de la Figure 6.10).

Après la première procédure de recuit, l'état initial de l'AF est un état désaimanté, reproduisant fidèlement les domaines FM, comme schématisé Figure 6.10(a). Si le système est maintenant recuit à la température  $T_{\text{recuit}}$  sous champ saturant, les régions de spins AF non compensés, internes aux domaines d'AF, pour lesquelles  $T_B < T_{\text{recuit}}$  [régions schématisées en gris clair Figure 6.10(a) et (b)] se réorientent selon le sens des spins FM (c'est à dire selon le sens du champ saturant). Comme l'état initial de l'AF se compose d'une alternance de domaines « up » et « down », seules les régions pour lesquelles localement un alignement antiparallèle de l'AF est induit suite à la seconde procédure de recuit vont influencer les propriétés magnétiques d'échange du système. Les régions de spins AF non compensés, internes aux domaines d'AF, telles que  $T_B < T_{\text{recuit}}$  et initialement piégées dans le sens du champ vont être réorientées dans le même sens après recuit et n'engendrent pas de changement des propriétés magnétiques du système. Seules donc les propriétés d'échange d'un sous cycle vont être modifiées (celui initialement décalé dans le sens du champ appliqué lors de la seconde procédure de recuit). Les régions de spins AF non compensés retournées ont une dimension caractéristique bien plus petite que la taille d'équilibre des domaines d'AF (de l'ordre de la centaine de nanomètres, paragraphe 5.3) et donc que la taille des domaines de FM de l'ordre du micromètre (d'après les images MFM [BRU 05]). Il en résulte que l'effet de ces régions AF est moyenné sur chaque domaine FM. Par exemple, grossièrement, si 20 % de la région AF initialement imprimée se retourne, l'effet résultant correspond à une réduction du couplage de 20 %. Cet effet de moyenne sur les domaines d'AF au regard d'un domaine de FM permet de comprendre pourquoi la procédure utilisée influence le champ d'échange indépendamment de  $\Delta M$ . En augmentant la température  $T_{\text{recuit}}$ , un nombre plus important de régions AF se renverse, entraînant alors une diminution du champ d'échange avec la température  $T_{\text{recuit}}$ .

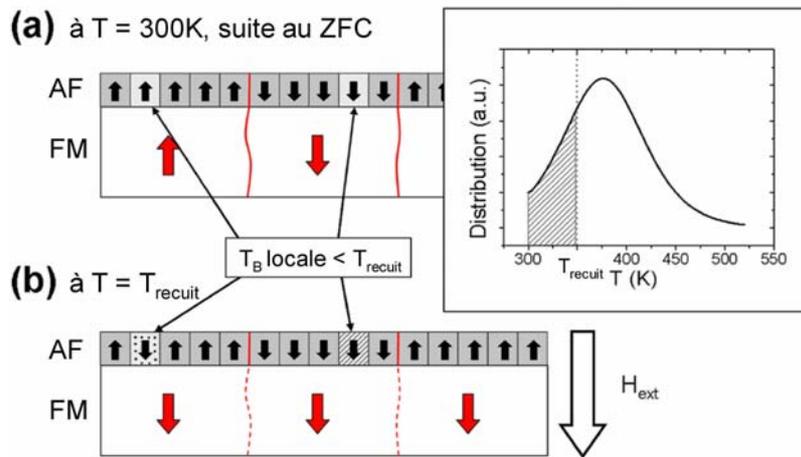


Figure 6.10: Schéma représentant les configurations magnétiques possibles de la bicouche FM-AF suite aux différentes procédures de recuit. L'insert représente la distribution de températures de blocage.

En conclusion, nous avons montré qu'il est possible d'ajuster les propriétés magnétiques de cycles d'hystérésis doubles en tirant profit des dimensions caractéristiques relatives du ferromagnétique et de l'antiferromagnétique [BRU 05]. La formation de tels cycles d'hystérésis doubles peut être imputée à la mémorisation de l'échelle de dimension caractéristique des domaines du ferromagnétique dans l'antiferromagnétique. L'ajustement de la taille des domaines FM permet de faire varier l'amplitude des cycles, et la réorientation d'une partie des spins non compensés des domaines d'antiferromagnétique permet de contrôler le décalage des cycles. Cette étude a permis de mettre en évidence la présence de différentes échelles de dimensions caractéristiques.

L'ajustement des propriétés des systèmes ferromagnétique/antiferromagnétique « désaimanté » s'effectue post-dépôt et pourrait ouvrir la voie à de possibles applications nécessitant un façonnage ex-situ des cycles d'hystérésis doubles.

Il est possible pour certaines conditions énergétiques du système ferromagnétique/antiferromagnétique (reliées à la géométrie, la taille des nanostructures, la nature, les caractéristiques des couches...), de stabiliser des états de fermeture de flux dans le matériau FM comme des états de type vortex, diamant... L'étude des effets de taille finie sur la possibilité d'impression de ce type d'états par des procédures de recuit et les effets d'une éventuelle configuration en domaines de fermeture de flux dans l'antiferromagnétique sur le renversement de la couche ferromagnétique pourraient permettre de mieux comprendre les énergies mises en jeu dans le couplage d'échange ferromagnétique/antiferromagnétique.

### 6.3. Effets de taille finie sur l'anisotropie magnétique d'échange de bicouches ferromagnétique /antiferromagnétique à anisotropie perpendiculaire.

Jusqu'à présent, peu d'études traitent des effets de taille finie sur les propriétés d'anisotropie magnétique d'échange de systèmes à anisotropie perpendiculaire [MEN 04], [SOR 04b]. Pour des empilements de [Pt(2nm)/Co(0.4nm)]<sub>3</sub>/Pt(0.1nm)/FeMn(13nm)/Pt(2nm), J. Sort *et al* ont montré qu'à température ambiante la réduction de la dimension des nanostructures entraîne une réduction du champ d'échange, ainsi qu'une réduction de la température de blocage.

De façon surprenante, il a été observé une annulation du champ d'échange pour des plots de côté 200 nm, c'est à dire des plots un peu plus de deux fois plus grands que les plots que nous avons étudiés dans le cas de couches FM-AF à anisotropie planaire, et pour lesquels le champ d'échange était encore conséquent à température ambiante [SOR 04b]. L'annulation de l'échange pour des systèmes similaires de Pt(4.5nm)/Co(0.5nm)/Pt(1nm)/CoO et pour des dimensions caractéristiques de l'ordre du µm a également été observé par Menendez *et al* [MEN 04]. Remarquons cependant qu'il n'est pas surprenant d'observer des effets de taille pour des dimensions plus grande avec un AF d'oxyde de cobalt qu'avec l'iridium-manganèse ou le fer-manganèse, puisque la taille des domaines de l'oxyde de cobalt est de l'ordre du micron, à comparer à la centaine de nanomètres pour l'iridium-manganèse ou le fer-manganèse.

De nombreuses questions se posent quant à l'origine de la réduction rapide du champ d'échange pour les systèmes perpendiculaires précédents. Pour des systèmes [Pt/Co]/IrMn et [Pt/Co]/FeMn il a notamment été montré que l'anisotropie de surface à l'interface Co-IrMn et Co-FeMn favorise un alignement dans le plan des couches, tendant à diminuer ainsi le champ d'échange perpendiculaire par rapport à des systèmes pour lesquels du platine est inséré entre le cobalt et l'AF afin de renforcer l'anisotropie perpendiculaire du cobalt [MOR 05b], [GAR 03a], [SOR 05a]. La réduction des dimensions latérales de tels systèmes est énergétiquement favorable à un renforcement de l'anisotropie perpendiculaire. Il semble donc que les effets thermiques soient très importants pour supplanter l'échange perpendiculaire. Nous pouvons également nous demander si cet effet est de nature intrinsèque au système, ou s'il ne s'agit pas d'effets reliés à la structuration post-dépôt des couches, comme suggéré par les auteurs.

Nous avons commencé une étude systématique sur des réseaux de silicium pré-gravés qui permet alors de s'affranchir des éventuelles modifications structurales post-dépôt. Nous espérons alors de mieux comprendre les effets de taille finie sur les propriétés magnétiques de systèmes perpendiculaires, au regard des effets observés pour des couches continues à anisotropie perpendiculaire, ainsi que pour des nanostructures FM-AF à anisotropie planaire.

Les cycles d'hystérésis pour une couche continue et des nanostructures 90/110/300 de [Pt(2nm)/Co(0.6nm)]<sub>3</sub>/IrMn(5nm)/Pt(2nm) mesurés par effet Kerr polaire à température ambiante sont tracés Figure 6.11. La composition du système a dans un premier temps été choisie telle que le champ d'échange pour la couche continue soit maximum en l'absence d'insertion de platine. Pour la couche continue, nous observons un cycle carré décalé de  $H_{E,Cont} = 314$  Oe et de coercitif  $H_{C,Cont} = 424$  Oe.

Dans le cas des plots, contrairement à la configuration longitudinale, l'incidence du faisceau en configuration polaire est à environ 80° par rapport au plan de l'échantillon. Les effets d'ombrage ne sont alors plus suffisants pour masquer le signal provenant des tranchées.

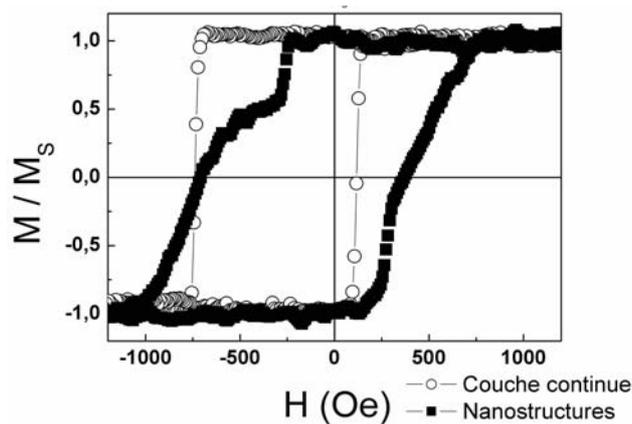


Figure 6.11: Cycles d'hystérésis pour une couche continue et des nanostructures 90/110/300 de  $[Pt(2nm)/Co(0.6nm)]_3/IrMn(5nm)/Pt(2nm)$  mesurés par PMOKE à température ambiante, selon la direction perpendiculaire à la surface de l'échantillon, et après recuit sous champ perpendiculaire (550 K; 2.4 kOe; 30 min).

Le cycle correspondant à la mesure sur les nanostructures fait maintenant apparaître plusieurs sauts d'aimantations correspondant aux signaux du sommet des plots et des tranchées. Les sauts de plus faible amplitude possèdent une distribution de champs de retournement identiques à celle de la couche continue. En revanche les sauts de plus forte amplitude présentent une distribution de champs de retournement bien plus large et caractéristique du signal provenant d'un réseau de nanostructures. Comme nous l'avons discuté au paragraphe 3.1, pour des raisons d'interférences [FER 01] ou encore de faible ombrage, l'amplitude des signaux détectés par effet Kerr polaire n'est pas forcément significative de la quantité de matière sondée. Il est donc raisonnable de penser que le signal correspondant au sommet des plots coïncide avec le saut de plus forte amplitude même si les plots ne représentent que 20% de la surface totale de l'échantillon, comparé aux 80% occupés par les tranchées.

Pour les nanostructures, nous observons alors un décalage de cycle diminué par rapport à la couche continue, mais non nul :  $H_{E,Plots} = 130$  Oe et un champ coercitif augmenté par rapport à la couche continue :  $H_{C,Plots} = 648$  Oe. L'observation d'un champ d'échange non-nul pour les nanostructures réalisées à partir de substrats pré-gravés semble indiquer que pour les études antérieures, la multicouche devait être dégradée lors de la nanostructuration.

La comparaison des valeurs d'échange obtenues pour les nanostructures et la couche continue est cohérente avec les résultats obtenus pour des systèmes à anisotropie planaire de NiFe/IrMn. Pour des plots de côté 90 nm, et une épaisseur d'iridium-manganèse de 5 nm, nous prévoyons une diminution du champ d'échange par rapport à la couche continue du fait du rôle prépondérant de l'activation thermique, et une augmentation du champ coercitif résultant de l'entraînement consécutif des spins d'AF durant le retournement des spins du FM (cet effet a été présenté au paragraphe 5.3).

*Les résultats préliminaires que nous avons obtenus sont prometteurs et nous ont incités à approfondir cette étude afin de mieux comprendre les similitudes et les différences des effets de tailles finies sur les propriétés d'anisotropie d'échange perpendiculaire par rapport aux systèmes à anisotropie planaires. Une étude systématique sur l'influence de la taille des nanostructure, et de l'épaisseur des couches sur les propriétés d'anisotropie d'échange perpendiculaire de systèmes discrets est en cours.*



## CONCLUSION

Cette thèse s'inscrit dans le contexte du stockage magnétique de l'information. L'augmentation de la densité des données passe par la réduction des dimensions caractéristiques des dispositifs de stockage et d'écriture-lecture et/ou par l'utilisation de systèmes alternatifs. Nous avons pour but de mieux appréhender les effets de taille finie sur les propriétés fondamentales de ces dispositifs, en vue de leur bon fonctionnement aux hautes densités de stockage.

Afin d'accroître encore la densité de stockage des supports d'enregistrement magnétique des disques durs d'ordinateurs, nous avons proposé une méthode alternative originale. Elle consiste à augmenter le nombre d'états rémanents par bit. Le stockage est alors non plus binaire mais multiniveaux. Si le support d'enregistrement se compose de  $N$  couches magnétiques ( $N \geq 2$ ) de différentes coercitivités, il peut présenter jusqu'à  $2^N$  états rémanents au lieu des 2 états usuels. Un tel mode de stockage multiniveaux peut s'appliquer aux media planaires ou perpendiculaires, continus ou discrets.

Le bon fonctionnement de ce type de dispositifs ferromagnétique/non-magnétique/ferromagnétique est basé sur le découplage suffisant des propriétés magnétiques des couches ferromagnétiques afin de pouvoir manipuler l'aimantation d'une couche sans modifier l'état magnétique de l'autre couche. Nous avons mené une étude dans le but de mieux comprendre les couplages mis en jeu, dans l'optique de mieux appréhender puis de contrôler par la suite les effets de ces interactions.

Pour des systèmes de  $\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_n/\text{Pt}(x)/[\text{Co}/\text{Pt}]_m$  à anisotropie perpendiculaire, dans un état stable désaimanté, nous avons mis en évidence la présence de forts couplages magnétostatiques inter-couches ferromagnétiques au travers de la couche séparatrice non-magnétique. Ces couplages entraînent une forte corrélation des configurations en domaines des couches ferromagnétiques jusqu'à de fortes épaisseurs de couche non-magnétique. Pour les couches à anisotropie perpendiculaire, la réplication de domaines est principalement due à la taille finie des domaines qui engendre un fort champ magnétostatique d'une couche sur l'autre. Ceci contraste avec le cas des couches à anisotropie planaire pour lesquelles cet effet est essentiellement attribué au champ rayonné au niveau des parois de Néel. Cette différence nous a permis d'obtenir des résultats originaux.

L'étude de l'influence de ces couplages sur la possibilité de manipuler l'aimantation d'une couche indépendamment de l'aimantation de l'autre couche, nous a donné d'observer des manifestations spectaculaires, telles que des états rémanents « en couronne ». Nous avons ainsi pu mettre en évidence que l'impression de domaines est fortement favorisée par la présence de canaux résiduels d'aimantation opposée à celle du domaine de la couche manipulée. Pour des systèmes continus, la suppression de ces parois à  $360^\circ$  accrochées sur des défauts extrinsèques pourrait suffire à réduire les couplages magnétostatiques inter-couches et

permettre ainsi la manipulation indépendante de l'aimantation d'une couche (c'est à dire sans affecter l'aimantation de l'autre couche).

Nous avons vu qu'il était toutefois envisageable de tirer profit des interactions inter-couches pour des systèmes continus, dans un but applicatif. La mise en interactions magnétostatiques d'une couche douce avec une couche dure permet, à partir de cycles mineurs sur la couche douce de sonder macroscopiquement la configuration magnétique de la couche dure.

D'un point de vue technologique, l'adressage d'un état doit également pouvoir s'effectuer en des temps de l'ordre de la nanoseconde afin d'assurer un taux de transfert de données important en un minimum de temps. En régime dynamique, nous avons mis en évidence des phénomènes surprenants au regard du comportement statique des systèmes continus multiniveaux. Nous avons notamment montré qu'il devient possible, pour un même champ, de nucléer et de propager des domaines dans les couches douce et dure simultanément alors que les champs coercitifs des couches, en statique, sont très différents. Des études complémentaires sont en cours afin de mieux comprendre les effets dynamiques sur les couplages magnétostatiques entre couches.

Un confinement des couches magnétiques a pour effet une redistribution du poids relatif des énergies mises en jeu dans les systèmes magnétiques (énergie d'échange, énergie d'anisotropie, énergie magnétostatique intra-nanostructure mais également inter-nanostructure, énergie d'activation thermique...). Nous avons étudié l'influence des paramètres qui interviennent dans les couplages magnétostatiques de systèmes discrets. Nous avons tiré profit de la méthode de pré-structuration antérieurement proposée au laboratoire, et avons déposé les empilements ferromagnétique/non-magnétique/ferromagnétique sur des réseaux de nanostructures de silicium.

La minimisation des effets dipolaires inter-plots pour une géométrie du réseau de plots pré-gravés de  $16 \text{ Gplot.pouce}^{-2}$  nous a permis de mettre en évidence les effets dipolaires intra-plot. Comme dans le cas des couches continues précédemment étudiées, les couplages magnétostatiques longue portée dus à la taille finie d'un domaine engendrent la réplication de ce dernier de la couche dure dans la couche douce. Cela se manifeste par un fort décalage en champ du cycle d'hystérésis mineur sur la couche douce. Les nanostructures étant monodomaines, c'est tout l'état de la couche dure qui est répliqué dans la couche douce. L'accès à tous les niveaux en champ nul en vue du stockage d'information nécessite de remédier à ce phénomène de réplication. Il est donc indispensable de minimiser les champs magnétostatiques relativement aux champs coercitifs ou encore de favoriser un décalage du cycle de la couche douce selon les champs positifs (c'est à dire dans le sens opposé à celui du champ rayonné par la couche dure sur la couche douce). Dans ce dernier cas, l'ajout d'une couche FM douce couplée antiferromagnétique avec la couche douce initiale pourrait être une solution pour atteindre plusieurs niveaux de stockage en champ nul malgré la présence d'un fort champ magnétostatique inter-couches intra-nanostructure.

Il est également très probable que le phénomène de couplages magnétostatiques intra-nanostructures joue un rôle important durant l'écriture dynamique de l'aimantation d'une des couches. Des études de dynamique de retournement d'aimantation complémentaires sont indispensables à une meilleure compréhension des effets dynamiques sur les couplages magnétostatiques entre couches d'une même nanostructure.

D'un point de vue technologique, de nombreux pas supplémentaires restent à franchir pour valider la faisabilité du stockage magnétique discret multiniveaux, notamment via des analyses de stabilité des états inscrits, via des analyses de rapport signal sur bruit *etc.* à l'aide d'expériences de tests d'écriture-lecture quasi-statique.

Constatant qu'il reste encore de nombreux points d'interrogations quant à la pertinence et au rôle de certains paramètres sur les manifestations macroscopiques de l'anisotropie magnétique d'échange, nous avons abordé certains de ces points, afin d'essayer, d'une part d'éclairer la compréhension fondamentale de ces phénomènes, et d'autre part en vue de l'intégration aux dimensions nanométriques de futurs dispositifs utilisant le couplage d'échange ferromagnétique /antiferromagnétique en géométrie planaire ou perpendiculaire, comme par exemple les têtes de lectures d'ordinateurs (pendants des media), les MRAM, les portes logiques, les composants radiofréquence...

Nous avons étudié les effets de taille finie sur des empilements ferromagnétique /antiferromagnétique de composition Ta/NiFe/IrMn/Pt. L'utilisation originale de substrats pré-gravés de silicium nous a permis de nous affranchir des effets engendrés par une structuration post-dépôt sur les propriétés structurales et magnétiques des couches ferromagnétique et antiferromagnétique. Les différents comportements des propriétés magnétiques des systèmes ont été reliés aux effets de confinement des spins d'antiferromagnétique, et d'activation thermique, permettant ainsi de mieux comprendre les mécanismes à l'origine de l'anisotropie magnétique d'échange, et de lever certaines contradictions apparentes de la littérature. Nous avons notamment montré que les nanostructures (monodomains aux dimensions étudiées) et les antiferromagnétiques minces sont plus sujets aux effets d'activation thermique ce qui nous a permis d'expliquer l'augmentation ou la réduction de l'échange sur les nanostructures par rapport aux couches continues en fonction des conditions d'épaisseur d'AF et de température.

D'un point de vue technologique, les systèmes que nous avons réalisés sont utilisables comme couche piégée de dimension inférieure à 100 nm, première brique en vue de la réalisation de têtes de lectures GMR ou de points mémoire TMR. Nous avons également montré qu'à température ambiante, il est possible de faire varier l'épaisseur d'AF pour ajuster certaines propriétés des dispositifs à base de Ta/NiFe/IrMn/Pt, comme par exemple les propriétés électriques ou thermiques, sans altérer les propriétés d'échange du système nanostructuré.

Des expériences complémentaires sont en cours afin de mieux comprendre : l'influence des effets de taille finie sur l'anisotropie rotationnelle, et la relaxation des spins du ferromagnétique dans des nanostructures ferromagnétique /antiferromagnétique via des mesures par PIMM ; l'influence de la nature de la couche AF sur les évolutions des propriétés magnétiques de bicouches ferromagnétique /antiferromagnétique ; l'influence de l'impression de configurations de domaines de basse rémanence (de type vortex ou diamant par exemple) dans l'AF sur le couplage ferromagnétique /antiferromagnétique, à l'aide notamment d'observations directes des domaines d'antiferromagnétique par des mesures synchrotron de XMCD PEEM ; et les conséquences des frustrations magnétiques sur l'arrangement local des spins d'AF via des simulations atomistiques.

La plupart des théories sur l'anisotropie magnétique d'échange considèrent des antiferromagnétiques pour lesquels les spins pointent dans le plan de la couche. Cependant,

pour des antiferromagnétiques qui possèdent des structures de spin tridimensionnelles, et en utilisant un ferromagnétique à anisotropie perpendiculaire au plan des couches, il est possible d'induire de l'échange perpendiculaire. Ce couplage ferromagnétique/antiferromagnétique perpendiculaire s'avère très intéressant d'un point de vue technologique, et pourrait permettre l'utilisation de MRAM ou encore de têtes de lecture à anisotropie perpendiculaire qui présentent de nombreux avantages par rapport à leurs homologues à anisotropie planaire.

Nous avons montré que les amplitudes de l'échange, ainsi que de la coercitivité de multicouches [Pt/Co] à anisotropie perpendiculaire, en interactions avec de l'iridium-manganèse peuvent être ajustées, soit en faisant varier l'épaisseur des couches de cobalt, soit en insérant une couche de platine entre la multicouche et l'iridium-manganèse. Ces effets sont attribués à l'orientation relative des spins ferromagnétiques et antiferromagnétiques. Nous avons ainsi mis en évidence que cette orientation relative joue un rôle prépondérant dans les phénomènes d'anisotropie magnétique d'échange.

Pour ces systèmes de [Pt/Co]/IrMn, nous avons montré qu'il est possible, dans certaines conditions, d'observer des cycles d'hystérésis doubles composés de deux cycles dont l'un est décalé vers les valeurs de champs positifs, et l'autre vers les valeurs de champs négatifs. En tirant profit des dimensions caractéristiques relatives du ferromagnétique et de l'antiferromagnétique, nous avons ajusté les propriétés magnétiques de ces cycles d'hystérésis doubles. La formation de tels cycles d'hystérésis doubles peut être imputée à la mémorisation de l'échelle de dimension caractéristique des domaines du ferromagnétique dans l'antiferromagnétique après traitements thermiques. Cette étude nous a permis de mettre en évidence la présence de différentes échelles de dimensions caractéristiques. L'ajustement des propriétés des systèmes ferromagnétique/antiferromagnétique « désaimanté » s'effectue post-dépôt et pourrait ouvrir la voie à de possibles applications nécessitant un façonnage ex-situ des cycles d'hystérésis doubles.

L'étude des effets de taille finie sur de tels systèmes à anisotropie perpendiculaire pourrait permettre de mieux comprendre les éventuelles différences entre domaines d'antiferromagnétique planaires et perpendiculaires. Les résultats préliminaires que nous avons obtenus dans ce cadre sont prometteurs et nous ont incités à approfondir cette étude afin de mieux comprendre les similitudes et différences des effets de tailles finies sur les propriétés d'anisotropie d'échange perpendiculaire par rapport aux systèmes à anisotropie planaires.

Ce travail s'insère également dans le cadre de mon projet professionnel. Il est le fruit de nombreuses collaborations et discussions au sein même du laboratoire SPINTEC, mais également avec d'autres équipes scientifiques : du Laboratoire de Physique des Solides d'Orsay, du CEA-LETI, de l'Université de Barcelone, du Laboratoire Nanostructure et Magnétisme du CEA Grenoble, du Laboratoire Louis Néel, du Laboratoire LSIM du CEA Grenoble, du Service Général des rayons X du CEA Grenoble, du Service de Microscopie du CEA Grenoble, de l'Université de Rouen, et de l'Université de Constance, notamment. La diversité et la complémentarité des échanges que j'ai pu avoir avec les différents intervenants de mon projet de thèse m'ont ainsi permis d'apprendre par la recherche et de me former pour la recherche.

## **ANNEXES**

**ANNEXE 1 : Tables de conversions d'unités :CGS-SI.**

**ANNEXE 2 : Magnétostatique d'un ensemble de plaques uniformément « chargées ».**

**ANNEXE 3 : Calcul de la taille d'un domaine d'AF.**



## ANNEXE 1 : TABLES DE CONVERSIONS D'UNITES : CGS-SI.

Tout au long de ce mémoire nous avons choisi, sauf exception (l'épaisseur des couches est par exemple donnée en nm et non en cm), d'utiliser le système d'unités CGS. Il s'agit jusqu'à présent du système le plus couramment utilisé dans la littérature. La comparaison des résultats présentés dans ce manuscrit au regard de la bibliographie est donc facilitée. Ce système d'unités a été également jugé comme le plus pratique pour les ordres de grandeurs des propriétés magnétiques que nous manipulons. Un tableau de conversions CGS-SI est fourni ci-dessous. Ce tableau est tiré de [GEH 97b].

grandeur physique	symbole	c.g.s.	S.I.
champ magnétique	H	1 Oersted	$10^3 / 4\pi \text{ A.m}^{-1}$
induction	B	1 Gauss	$10^{-4} \text{ Teslas}$
aimantation par unité de volume	M	$1 \text{ emu.cm}^{-3}$	$10^3 \text{ A.m}^{-1}$
moment magnétique	$\mu$	1 emu	$10^{-3} \text{ A.m}^2$
susceptibilité	$\chi$	$1 \text{ emu.cm}^{-3} \cdot \text{Oe}^{-1}$	$4\pi$ (sans dim.)
constante d'anisotropie	K	$1 \text{ erg.cm}^{-3}$	$10^{-1} \text{ J.m}^{-3}$
constante d'échange	A	$1 \text{ erg.cm}^{-1}$	$10^{-5} \text{ J.m}^{-1}$
constante de magnétostriction	B	$1 \text{ erg.cm}^{-3}$	$10^{-1} \text{ J.m}^{-3}$
longueur	l	1 cm	$10^{-2} \text{ m}$
énergie par unité de volume	E	$1 \text{ erg.cm}^{-3}$	$10^{-1} \text{ J.m}^{-3}$

constante	symbole	c.g.s.	S.I.
perméabilité du vide	$\mu_0$	1 (sans dim.)	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ T.m.A}^{-1}$
magnéton de Bohr	$\mu_B$	$9.274015 \cdot 10^{-21} \text{ erg.G}^{-1}$	$9.274015 \cdot 10^{-24} \text{ J.T}^{-1}$

c.g.s.	S.I.
$B = 4\pi M + H$	$B = M + \mu_0 H$
$M = \chi H$	$M = \chi H = \mu_0 \bar{\chi} H$
$B = \mu H$	$B = \mu H = \mu_0 \bar{\mu} H$
$H_d = -N \cdot M$	$H_d = -\frac{1}{\mu_0} N \cdot M$
$E_m = \frac{1}{8\pi} (B \cdot H)_{\max}$	$E_m = \frac{1}{2} (B \cdot H)_{\max}$

Tableau A1-1: Correspondance CGS-SI.



## ANNEXE 2 : MAGNETOSTATIQUE D'UN ENSEMBLE DE PLAQUES UNIFORMEMENT « CHARGÉES ».

Le champ rayonné par un matériau FM peut être estimé en utilisant l'analogie avec la magnétostatique de plaques uniformément chargées [HUB 98]. Nous avons réalisé la plupart des calculs de champs rayonnés présentés dans le texte à l'aide du logiciel Mathematica<sup>®</sup>.

### 1/ Champ rayonné par un plot FM.

Le potentiel créé par un point d'une plaque uniformément chargée de coordonnées  $(x_i, y_i, z_i)$  en un point quelconque de l'espace de coordonnées  $(x, y, z)$  est donnée par :

$$P[u, v, w] := -v + w \cdot \text{ArcTan}[v/w] - w \cdot \text{ArcTan}[u \cdot v / (w \cdot \sqrt{u \cdot u + v \cdot v + w \cdot w})] + v \cdot \text{Log}[u + \sqrt{u \cdot u + v \cdot v + w \cdot w}] + u \cdot \text{Log}[v + \sqrt{u \cdot u + v \cdot v + w \cdot w}] ,$$

avec  $(u, v, w) = (x, y, z) - (x_i, y_i, z_i)$ .

Le potentiel alors créé en un point quelconque de l'espace par une plaque uniformément chargée de dimensions  $L \times l$  est :

$$P[x, y, w, L, l] := \frac{1}{4\pi} \left( P[-\frac{L}{2.0} + x, -\frac{l}{2.0} + y, w] - P[-\frac{L}{2.0} + x, \frac{l}{2.0} + y, w] - P[\frac{L}{2.0} + x, -\frac{l}{2.0} + y, w] + P[\frac{L}{2.0} + x, \frac{l}{2.0} + y, w] \right) ;$$

L'origine des axes est choisie au centre de la plaque, d'où  $u = x$  et  $v = y$ .

Un plot FM peut être représenté par deux plaques chargées en regard, de dimensions finies, et de charges opposées.

Le potentiel créé en un point quelconque de l'espace par cet ensemble de plaques chargées est le suivant :

$$V[x, y, z, L, l, e] := P[x, y, z - 0 \cdot \frac{e}{2.0}, L, l] - P[x, y, z + 2 \cdot \frac{e}{2.0}, L, l] ;$$

Remarquons que l'origine des hauteurs,  $z$ , est prise au niveau de la plaque supérieure.

Le champ rayonné par la couche en un point de coordonnées  $(x, y, z)$  selon la direction  $z$  est alors la dérivée du potentiel par rapport à  $z$ , et s'écrit en CGS de la façon suivante:

$$H_z[x, y, z, L, l, e] := -4 \cdot \pi \cdot M_s \cdot D[V, z] ;$$

## 2/ Champ rayonné par un plot FM/NM/FM.

- Une multicouche [Co/Pt] à  $n$  répétitions peut être considérée soit comme une couche unique homogène (soit deux plaques chargées) telle que  $M_S = t_{Co}/(t_{Pt} + t_{Co}) \times M_{S,Co}$  et d'épaisseur  $n \times (t_{Pt} + t_{Co})$ , soit comme la somme d'un ensemble de couches (c'est à dire un ensemble de paires de plaques chargées) telle que  $M_S = M_{S,Co} = 1400 \text{ emu.cm}^{-3}$ , d'épaisseur  $t_{Co}$ , et situées à différentes hauteurs par rapport à la couche supérieure.

- Un système multiniveaux peut également être considéré comme un ensemble de paires de plaques chargées situées à différentes hauteurs par rapport à la couche supérieure, comme schématisé sur la Figure A2-1.

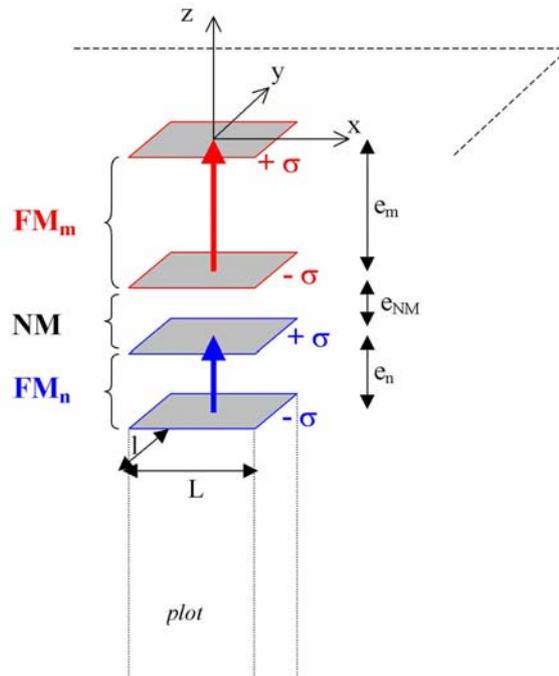


Figure A2-1: Schéma d'un plot multiniveaux  $FM_n/NM/FM_m$ .

Pour un système  $FM_n/NM/FM_m$ , les états « up-up », « down-down », « down-up » et « up-down » sont décrits par la combinaison des potentiels  $V_m$  et  $V_n$  représentant respectivement les couches supérieure et inférieure (théorème de superposition) :

$$\begin{aligned} V_{up, up}[x, y, z] &:= V_n[x, y, z + e_m + e_{NM}, L, l, e_n] + V_m[x, y, z, L, l, e_m] ; \\ V_{down, down}[x, y, z] &:= -V_n[x, y, z + e_m + e_{NM}, L, l, e_n] - V_m[x, y, z, L, l, e_m] ; \\ V_{down, up}[x, y, z] &:= -V_n[x, y, z + e_m + e_{NM}, L, l, e_n] + V_m[x, y, z, L, l, e_m] ; \\ V_{up, down}[x, y, z] &:= V_n[x, y, z + e_m + e_{NM}, L, l, e_n] - V_m[x, y, z, L, l, e_m] ; \end{aligned}$$

Un réseau de plots multiniveaux sera alors représenté par un réseau de potentiels.

### 3/ Champ rayonné par un domaine inverse d'une couche continue FM.

Un domaine inverse de dimensions  $L \times l$  d'une couche continue FM d'aimantation  $M_S$  peut être représenté par la superposition d'une paire de plaques infinies de charge  $\sigma$  et d'une paire de plaque de dimension  $L \times l$  et de charge  $2\sigma$  en quadrature (avec  $\sigma = M_S$ ), d'après le théorème de superposition. Comme le champ rayonné par une couche de dimension infinie est nul, un domaine inverse d'une couche continue FM d'aimantation  $M_S$  est assimilé à une paire de plaques de dimension finie et de charge  $2\sigma$  (cf. couche supérieure de la Figure A2-2).

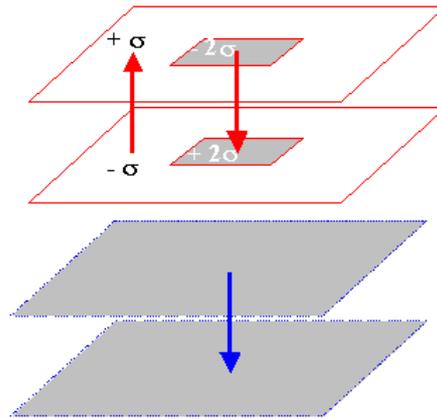


Figure A2-2: Schéma d'une couche continue  $FM_r/NM/FM_m$ . La couche  $FM_n$  est saturée. Un domaine inverse a été nucléé dans la couche  $FM_m$ .

Nous avons calculé le champ rayonné par un domaine carré de la couche dure (de 20  $\mu\text{m}$  de côté) au niveau de la couche douce. Le calcul dans l'approximation des plaques chargées donne le même résultat que le calcul dans l'approximation de fils parcourus par un courant électrique présenté au paragraphe 2.3.1, Figure 2.17 (ces derniers calculs ont été effectués par l'équipe d'Optique des Solides (OPTSOL) du Laboratoire de Physique des Solides (LPS) d'Orsay). Rappelons que l'origine des axes  $x$  est prise au bord du domaine.

Pour ce dernier calcul dans l'approximation de fils parcourus par un courant, le champ est égal à celui que créerait un fil placé le long de la paroi et parcouru par l'intensité  $I = 2M_S t_{Co}$ . Chacune des parois des 4 sous-couches de cobalt composant la couche supérieure est ainsi assimilée à un fil. On se ramène à calculer le champ créé par une série de segments rectilignes parcourus par l'intensité  $I$ . Par exemple, pour un segment parallèle à l'axe  $Oz$ , s'étendant de la cote  $z_1$  à la cote  $z_2$ , ce champ est donné, en coordonnées cylindriques, par:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi r} \left( \frac{z_2}{\sqrt{r^2 + z_2^2}} - \frac{z_1}{\sqrt{r^2 + z_1^2}} \right) \vec{u}_\theta.$$
 Le champ total est alors obtenu en sommant les contributions de tous les segments.

Le schéma équivalent utilisé pour décrire une couche continue  $FM_r/NM/FM_m$  dans « l'état en couronne » décrit au paragraphe 2.3.1 est donné Figure A2-3. Le champ rayonné par un domaine de 20  $\mu\text{m}^2$  de la couche dure répliqué dans la couche douce (domaine « down-down ») suit la même loi en  $19/x$  que celle trouvée dans l'approximation des fils parcourus par un courant et tracée sur la Figure 2.18.

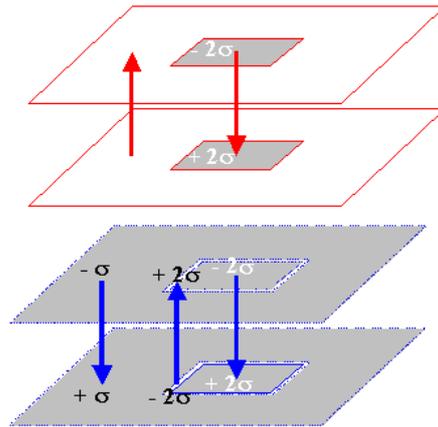


Figure A2-3: Schéma équivalent d'une couche continue  $FM_r/NM/FM_m$ , dans « l'état en couronne » décrit au paragraphe 2.3.1.

## ANNEXE 3 : CALCUL DE LA TAILLE D'UN DOMAINE D'AF.

Selon Malozemoff [MAL 87-88], de part le couplage aléatoire à travers l'interface FM-AF, la structure de spins d'AF se scinde en domaines dont la taille ( $D_{AF}$ ) est déterminée par un compromis entre un gain d'énergie interfaciale FM-AF ( $\sigma_{FM-AF/S}$ ) assuré par l'alignement local du moment résultant d'AF avec l'aimantation du FM et une perte d'énergie due à la formation de parois de domaines d'AF ( $\sigma_{DW,AF/S}$ ). Considérons un domaine d'AF cylindrique qui s'étend de part en part de la couche mince, comme schématisé Figure A3-1.

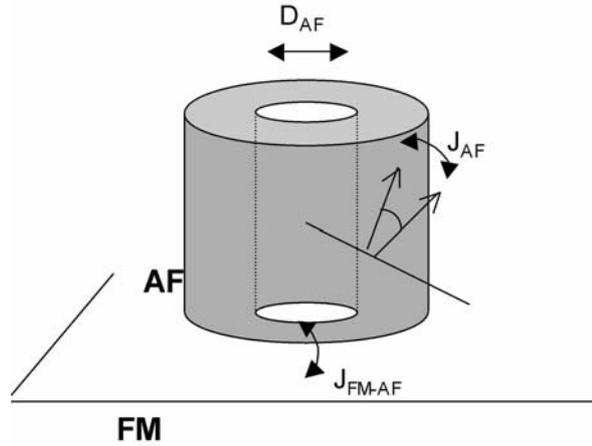


Figure A3-1: Schéma d'un domaine d'AF cylindrique.

L'énergie totale du système est donnée par :

$$\sigma_{T/S} = \sigma_{FM-AF/S} + \sigma_{DW,AF/S} \quad (1)$$

i) Le nombre de spins d'AF non compensés sur un domaine d'AF de diamètre  $D_{AF}$  est donné par :

$$N = \left( \frac{D_{AF}}{a} \right)^2, \text{ avec } a \text{ la distance interspins.}$$

Statistiquement, il en résulte l'énergie interfaciale de couplage FM-AF suivante :

$$\sigma_{FM-AF/S} = \frac{-J_{FM-AF}}{a^2 \cdot \sqrt{N}}, \text{ avec } J_{FM-AF} \text{ l'énergie de couplage FM-AF interatomique locale.}$$

ii) L'énergie de paroi d'AF peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\sigma_{DW,AF/S} = \sigma_{DW,AF/DW} \frac{S_{DW}}{S}, \text{ avec } \sigma_{DW,AF/DW} = J_{AF} \cdot \frac{\sqrt{N}}{2} \frac{1}{a^2} \frac{\delta\varphi^2}{2},$$

en considérant l'angle interspins d'AF constant sur toute la paroi :  $\delta\varphi = \pi \frac{a}{D_{AF}}$ , et

$$S = \pi \frac{D_{AF}^2}{4} \sim D_{AF}^2; \quad S_{DW} = \pi \cdot D_{AF} \cdot t_{AF}$$

En injectant les expressions de  $\sigma_{FM-AF/S}$  et de  $\sigma_{DW,AF/S}$  dans l'équation (1), on trouve l'expression de l'énergie totale suivante :

$$\sigma_{T/S} = \frac{-J_{FM-AF}}{a.D_{AF}} + J_{AF} \cdot \frac{\pi^3}{4.a} \frac{t_{AF}}{D_{AF}^2}$$

La minimisation de cette énergie totale par rapport à  $D_{AF}$  :  $\frac{\partial \sigma_{T/S}}{\partial D_{AF}} = 0$  permet de trouver la relation entre la taille des domaines d'AF et l'épaisseur de la couche AF qui suit :

$$D_{AF} = \frac{J_{AF}}{J_{FM-AF}} \frac{\pi^3}{2} t_{AF}$$

# LISTE DES COMMUNICATIONS SCIENTIFIQUES

## *PUBLICATIONS*

### 1/ Articles régulés.

#### 2005

- B. Rodmacq, V. Baltz, and B. Dieny, *Macroscopic probing of domain configuration in interacting bilayers with perpendicular magnetic anisotropy*, **submitted** (2005).
- S. Wiebel, J.-P. Jamet, N. Vernier, A. Mougin, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Magnetic domain structures and dynamics in interacting ferromagnetic stacks with perpendicular anisotropy*, **submitted** (2005).
- V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Thermal activation effects on the exchange bias of ferromagnetic-antiferromagnetic nanostructures*, *Phys. Rev. B* **72**, 104419 (2005).
- S. Brück, J. Sort, V. Baltz, S. Suriñach, J. S. Muñoz, B. Dieny, M. D. Baró, and J. Nogués, *Exploiting length scale of exchange bias systems to fully tailor double-shifted hysteresis*, *Adv. Mater.* **in press** (2005).
- S. Wiebel, J.-P. Jamet, N. Vernier, A. Mougin, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Domain decoration in dipolar coupled ferromagnetic stacks with perpendicular anisotropy*, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 142502 (2005).
- V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Tailoring size effects on the exchange bias of sub-100 nm ferromagnetic-antiferromagnetic nanostructures*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 117201 (2005), *selected for publication in the Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology 11* (2005), <http://www.vjnano.org>.
- J. Sort, V. Baltz, F. Garcia, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Tailoring perpendicular exchange bias in [Pt/Co] – IrMn multilayers*, *Phys. Rev. B* **71**, 054411 (2005).

#### 2004

- S. Landis, B. Rodmacq, P. Bayle, V. Baltz, and B. Dieny, *Fabrication and characterization of magnetic media deposited on top or side edges of silicon dots*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **6B**, 3790 (2004).
- V. Baltz, J. Sort, B. Rodmacq, B. Dieny, and S. Landis *Size effects on exchange bias in sub-100 nm ferromagnetic-antiferromagnetic dots deposited on prepatterned substrates*, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4923 (2004), *selected for publication in the Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology 9* (2004), <http://www.vjnano.org>.

### 2/ Articles de conférence.

#### 2005

- V. Baltz, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Multilevel magnetic media in continuous and patterned films with out of plane magnetization*, *JEMS Proceedings, J. Magn. Magn. Mat.* **290-291**, 1286 (2005).

## CONFERENCES

### 1/ Conférences internationales.

(les oraux et posters que j'ai présentés sont précédés d'une astérisque)

#### 2005

##### *ORAUX*

\*- V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Thermal activation effects on the exchange bias of ferromagnetic-antiferromagnetic nanostructures*, 50th annual conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM), San Jose (USA) (29 October-3 November 2005).

\*- A. Bollero, V. Baltz, L. Buda, B. Rodmacq, J. Sort, and B. Dieny, *Exchange-bias without antiferromagnetic layer in (Pt/Co) multilayer/Permalloy systems*, 50th annual conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM), San Jose (USA) (29 October-3 November 2005).

- J. Sort, V. Baltz, A. Hoffmann, S. H. Chung, K. Buchanan, M. Grimsditch, S. Landis, B. Rodmacq, B. Dieny, S. Suriñach, J. Nogués, M. D. Baró, *Exchange Bias in Ferromagnetic - Antiferromagnetic Nanostructures*, 30th Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física, Ourense (Spain) (12-16 September 2005).

- A. Bollero, V. Baltz, J. Sort, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Exchange bias properties in magnetic multilayered films*, Pisa (Italy) (2005).

\*- V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Tailoring size effects on the exchange bias of ferromagnetic-antiferromagnetic nanodots*, APS March Meeting, Los Angeles (USA) (21-25 March 2005).

##### *POSTERS*

- P. Warin, G. Beutier, F. Livet, A. Marty, G. van der Laan, S. Stanescu, V. Chamard, V. Baltz, *Evolution of Co/Pt covered nanolines under magnetic field using soft x-ray resonant magnetic scattering*, 50th annual conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM), San Jose (USA) (29 October-3 November 2005).

#### 2004

##### *ORAUX*

- J. Sort, F. Garcia, V. Baltz, S. Auffret, B. Rodmacq, M. Fraune, G. Güntherodt, M. D. Baro, J. Nogués, and B. Dieny, *Exchange bias effects in systems with perpendicular-to-plane magnetic anisotropy*, invited, 49th annual conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM), Jacksonville (USA) (7-11 November 2004).

- V. Baltz, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Perpendicular pre-patterned multilevel magnetic media*, 49th annual conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM), Jacksonville (USA) (7-11 November 2004).

- V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Ferromagnetic-antiferromagnetic bilayers deposited on sub-100 nm dots*, 49th annual conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM), Jacksonville (USA) (7-11 November 2004).

\*- J. Sort, V. Baltz, B. Rodmacq, and B. Dieny, *High density applications of the exchange bias phenomena in thin films and patterned nanostructures*, invited, International Workshop on Exchange Bias in Magnetic Nanostructures (IWEBMN), Anglet (France) (16-18 September 2004).

\*- V. Baltz, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Perpendicular multilevel magnetic media sputtered onto continuous and 90nm pre-patterned dots*, Joint European Magnetic Symposia (JEMS), Dresden (Germany) (5-10 September 2004).

\*- V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq, B. Dieny, *Exchange bias in ferromagnetic-antiferromagnetic bilayers sputtered onto pre-patterned 90nm dots*, Joint European Magnetic Symposia (JEMS), Dresden (Germany) (5-10 September 2004)

## POSTERS

\*- V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Size effects on exchange bias in sub-100 nm ferromagnetic-antiferromagnetic dots deposited on prepatterned substrates*, International Workshop on Exchange Bias in Magnetic Nanostructures (IWEBMN), Anglet (France) (16-18 September 2004).

- V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Ferromagnetic-antiferromagnetic exchange biased systems deposited onto sub-100nm pre-patterned dots*, Trends in NanoTechnology (TNT), Segovia (Spain) (13-17 September 2004).

- J. Sort, V. Baltz, H. Glaczynska, U. Ebels, S. Landis, B. Rodmacq, M. Giersig, J. Rybczynski, and B. Dieny, *Comparative study of exchange bias properties of ferromagnetic-antiferromagnetic dots of different shapes prepared by different nanostructuring techniques*, Metallic MultiLayers (MML), Boulder (USA) (7-11 June 2004).

## 2003

### ORAUX

- S. Landis, B. Rodmacq, P. Bayle, V. Baltz, and B. Dieny, "Fabrication and characterization of magnetic media deposited on side edge of patterned silicon dot arrays", Microprocesses and Nanotechnology Conference (MNC), Tokyo (Japan) (October 2003).

- J. Moritz, V. Baltz, S. Landis, E. Algré, G. Gaudin, R. J. M. Van De Veerdonk, T. M. Crawford and D. Weller, J. P. Nozières, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Patterned media from pre-structured wafers: a promising route towards ultra high magnetic recording*, Innovative Mass Storage Technologies (IMST), Grenoble (France) (23-24 September 2003).

## 2002

### ORAUX

- V. Baltz, J. Moritz, S. Landis, B. Rodmacq, S. Auffret, C. Beigne, L. Prejbeanu, and B. Dieny, *Assembly of vertical nanomagnets obtained by oblique deposition of magnetic materials on the sidewalls of pre-structured silicon*, 47th annual conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM), Tampa (USA) (November 2002).

## POSTERS

\*- J. Moritz, V. Baltz, S. Landis, E. Algré, G. Gaudin, R. J. M. Van De Veerdonk, T. M. Crawford and D. Weller, J. P. Nozières, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Patterned media from pre-structured wafers: a promising route towards ultra high magnetic recording*, 18<sup>th</sup> International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces (ICMFS), Madrid (Spain) (22-25 July 2003).

## 2/ Conférences nationales.

## 2005

### ORAUX

\*- V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Effets de taille finie sur les propriétés d'anisotropie magnétique d'échange*, colloque Louis Néel, Dourdan (France) (21-23 September 2005).

## POSTERS

- S. Wiebel, J.-P. Jamet, N. Vernier, A. Mougin, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Structure en domaines et leur dynamique dans des couches couplées par interaction dipolaire*, colloque Louis Néel, Dourdan (France) (21-23 September 2005).

**2004**

***ORAUX***

\*- V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Tailoring size effects on the exchange bias (enhancement or reduction) of sub-100 nm ferromagnetic-antiferromagnetic nanostructures*, Journées Nanosciences Nanotechnologie en Rhône Alpes (JNNRA), Grenoble (France) (19-21 November 2004).

***POSTERS***

\*- V. Baltz, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Stockage magnétique multiniveaux sur media continus et discrets à anisotropie perpendiculaire*, colloque Louis Néel, Autrans (France) (17-19 March 2004).

\*- V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Réseaux de plots ferromagnétique/antiferromagnétique sub 100nm à anisotropie planaire*, colloque Louis Néel, Autrans (France) (17-19 March 2004).

***SEMINAIRES***

- Laboratoire de Physique des Solides d'Orsay (4 April 2005).
- Emmy-Noether Research Group, Université de Constance (19 November 2004).
- Laboratoire SPINTEC (8 October 2004).

***BREVETS***

- V. Baltz, B. Dieny, B. Rodmacq, *Support d'enregistrement magnétique multi-coercitif, méthodes d'aimantation et dispositif d'écriture/lecture d'un tel support*, Brevet **FR2859306** (2003).

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [AIG 98] T. Aign, P. Meyer, S. Lemerle, J. P. Jamet, J. Ferré, V. Mathet, C. Chappert, J. Gierak, C. Vieu, F. Rousseaux, H. Launois, and H. Bernas, *Magnetization Reversal in Arrays of Perpendicularly Magnetized Ultrathin Dots Coupled by Dipolar Interaction*, Phys. Rev. Lett. **81** 5656 (1998).
- [ALB 05a] M. Albrecht, G. H. Hu, I. L. Guhr, T. C. Ulbrich, J. Boneberg, P. Leiderer, and G. Schatz, *Magnetic multilayers on nanospheres*, Nat. Mat. **4**, 203 (2005).
- [ALB 05b] M. Albrecht, G. Hu, A. Moser, O. Hellwig, and B. D. Terris, *Magnetic dot arrays with multiple storage layers*, J. Appl. Phys. **97**, 103910 (2005).
- [ALG 05] E. Algré, G. Gaudin, A. Bsiesy, and J.-P. Nozières, *Improved patterned media for probe-based HAMR*, Proceedings Intermag 2005, IEEE Trans. Magn. **41**, 2857 (2005).
- [ALI 03] M. Ali, C. H. Marrows, M. Al-Jawad, B. J. Hickey, A. Mistra, U. Nowak, and K. D. Usabel, *Antiferromagnetic layer thickness dependence of the IrMn/Co exchange-bias system*, Phys. Rev. B **68**, 214420 (2003).
- [AMB 98] T. Ambrose and C. L. Chien, *Dependence of exchange coupling on antiferromagnetic layer thickness in NiFe/CoO bilayers*, J. Appl. Phys. **83**, 6822 (1998).
- [AND 00] G. Anderson, Y. Huai, and L. Miloslawsky, *CoFe/IrMn exchange biased top, bottom, and dual spin valves*, J. Appl. Phys. **87**, 6989 (2000).
- [BAI 88] M. Baibich, J. A. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [BAL 03] V. Baltz, B. Dieny, B. Rodmacq, *Support d'enregistrement magnétique multi-coercitif, méthodes d'aimantation et dispositif d'écriture/lecture d'un tel support*, Brevet **FR2859306** (2003).
- [BAL 04] V. Baltz, J. Sort, B. Rodmacq, B. Dieny, and S. Landis, *Size effects on exchange bias in sub-100 nm ferromagnetic-antiferromagnetic dots deposited on prepatterned substrates*, Appl. Phys. Lett. **84**, 4923 (2004).
- [BAL 05a] V. Baltz, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Multilevel magnetic media in continuous and patterned films with out of plane magnetization*, J. Magn. Magn. Mat. **290-291**, 1286 (2005).
- [BAL 05b] V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Tailoring size effects on the exchange bias in ferromagnetic-antiferromagnetic <100 nm nanostructures*, Phys. Rev. Lett. **94**, 117201 (2005).
- [BAL 05c] V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Thermal activation effects on the exchange bias in ferromagnetic-antiferromagnetic nanostructures*, Phys. Rev. B **72**, 104419 (2005).
- [BAT 02] X. Battle, and A. Labarta, *Finite-size effects in fine particles: magnetic and transport properties*, J. Phys. D **35**, R15 (2002).

- [BAU 05] M. Bauer, A. Mougin, J.P. Jamet, V. Repain, J. Ferré, R.L. Stamps, H. Bernas, and C. Chappert, *Deroughening of domain wall pairs by dipolar repulsion*, Phys. Rev. Lett. **94**, 207211 (2005).
- [BER 94] G. A. Bertero and R. Sinclair, *Structure-property correlations in Pt/Co multilayers for magneto-optic recording*, J. Magn. Magn. Mater. **134**, 173 (1994).
- [BER 95] G. A. Bertero, R. Sinclair, C. H. Park, and Z. X. Shen, *Interface structure and perpendicular magnetic anisotropy in Pt/Co multilayers*, J. Appl. Phys. **77**, 3953 (1995).
- [BER 99] A. E. Berkowitz and K. Takano, *Exchange anisotropy – a review*, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 552 (1999).
- [BOB 04a] J. F. Bobo, L. Gabillet, and M. Bibes, *Recent advances in nanomagnetism and spin electronics*, J. Phys. Cond. Mat. **16**, S471 (2004).
- [BOB 04b] J. F. Bobo, R. Mamy, D. Martrou, and S. Dubourg, *Growth and magnetism of cobalt nanowires, and continuous films on nanofaceted NiO(110)*, J. Magn. Magn. Mat. **272**, 1192 (2004).
- [BOU 01] J. -C. Boudenot, *Histoire de la physique et des physiciens*, Ellipses (2001).
- [BRU 91] P. Bruno, and C. Chappert, *Oscillatory coupling between ferromagnetic layers separated by a nonmagnetic metal spacer*, Phys. Rev. Lett. **67**, 1602 (1991).
- [BRU 05] S. Brück, J. Sort, V. Baltz, S. Suriñach, J. S. Muñoz, B. Dieny, M. D. Baró, and J. Nogués, *Exploiting length scales of exchange bias systems to fully tailor double-shifted hysteresis loops*, Adv. Mat., **in press** (2005).
- [CAI 99] J. W. Cai, K. Liu, and C. L. Chien, *Exchange coupling in the paramagnetic state*, Phys. Rev. B **60**, 72 (1999).
- [CAN 97] C. L. Canedy, X. W. Li, and G. Xiao, *Extraordinary Hall effect in (111) and (100)-orientated Co/Pt superlattices*, J. Appl. Phys. **81**, 5367 (1997).
- [CAR 01] M. J. Carey, N. Smith, B. A. Gurney, J. R. Childress, and T. Lin, *Thermally assisted decay of pinning in polycrystalline exchange biased systems*, J. Appl. Phys. **89**, 6579 (2001).
- [CAR 00] M. Cartier, *Vannes de spin et jonctions tunnel à base d'oxyde de nickel : les briques élémentaires d'un transistor magnétique*, thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier de Grenoble (2000).
- [CAR 02] M. Cartier, S. Auffret, P. Bayle-Guillemaud, F. Ernult, and B. Dieny, *Influence of deposition angle on the properties of NiO spin valves*, J. Appl. Phys. **91**, 1436 (2002).
- [CHI 64] S. Chikazumi, *Physics of magnetism*, Wiley and Sons (1964).
- [CHI 03] C. L. Chien, V. S. Gornakov, V. I. Nikitenko, A. J. Shapiro, and R. D. Shull, *Hybrid domain walls and antiferromagnetic domains in exchange-coupled ferromagnet/antiferromagnet bilayers*, Phys. Rev. B **68**, 014418 (2003).
- [CHE 05] S. Cherifi, R. Hertel, H. Wang, R. Belkou, A. Locatelli, S. Heun, A. Pavlovska, E. Bauer, *Virgin domain structures in mesoscopic Co patterns: Comparison between simulation and experiment*, J. Appl. Phys. **98**, 043901 (2005).
- [CHO 02] S. Y. Chou, C. Keimel, J. Gu, *Ultrafast and direct imprint of nanostructures in silicon*, Nature **417**, 835 (2002).

- [COW 98a] R. P. Cowburn, and M. E. Welland, *Phase transition in planar magnetic nanostructures*, Appl. Phys. Lett. **72**, 2041 (1998).
- [COW 98b] C. Cowache, B. Dieny, S. Auffret, M. Cartier, R. H. Taylor, R. O'Barr, and S. Y. Yamamoto, *Spin-valve structures with NiO pinning layers*, IEEE Trans. Magn. **34**, 843 (1998).
- [COW 00] R. P. Cowburn, *Property variation with shape in magnetic nanoelements*, J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, R1 (2000).
- [DEL 05] E. Della Torre, L. H. Bennet, and R. E. Watson, *Extension of the bloch T-3/2 law to magnetic nanostructures: Bose-Einstein condensation*, Phys. Rev. Lett. **94**, 147210 (2005).
- [DIE 91] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, and D. Mauri, *Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers*, Phys. Rev. B **43**, 1297 (1991).
- [DIE 04] B. Dieny, *Spin Valves*, in *Magnetoelectronics*, edited by M. Johnson, Elsevier Academic Press, 67 (2004).
- [DUB 02] S. Dubourg, J. F. Bobo, J. C. Ousset, B. Warot, and E. Snoeck, *Correlation between coercivity and exchange bias in epitaxial NiO-Co(110) bilayers*, J. Appl. Phys **91**, 7757 (2002).
- [EIM 04] T. Eimüller, T. Kato, T. Mizuno, S. Tsunashima, C. Quitmann, T. Ramsvik, S. Iwata, and G. Schütz, *Uncompensated spins in a micro-patterned CoFeB/MnIr exchange bias system*, Appl. Phys. Lett. **85**, 2310 (2004).
- [EIS 05] J. Eisenmenger, Z.-P. Li, W. A. A. Macedo, and I. K. Schuller, *Exchange bias and asymmetric reversal in nanostructured dot arrays*, Phys. Rev. Lett. **94**, 057203 (2005).
- [ERN 02] F. Ernult, *Anisotropie d'échange et frustration magnétique dans des bicouches ferro/antiferro et des tricouches ferro/antiferro/ferromagnétiques*, thèse de l'Université Joseph Fourier de Grenoble (2002).
- [ERN 03] F. Ernult, B. Dieny, L. Billard, F. Lançon, and J.R. Regnard, *Increase in ferromagnetic/antiferromagnetic exchange bias due to a reduction of the interfacial exchange interaction*, J. Appl. Phys. **94**, 6678 (2003).
- [FER 92] A. Fert, and P. Bruno, *Exchange coupled multilayers and magnetoresistance in ultrathin magnetic structures*, edited by B. Heinrich, and A. Bland, Springer Verlag (1992).
- [FER 01] J. Ferré, *Linear and non linear magneto-optical effects: magnetism of thin film structures* in *Magnetism and Synchrotron Radiation*, Lecture Notes in Physics, edited by E. Beaurepaire, F. Scheurer, G. Krill, and J.-P. Kappler, Springer Verlag (2001).
- [FER 02] J. Ferré, *Dynamics of the magnetization reversal*, in *Spin dynamics in confined structures*, edited by B. Hillebrands, and K. Ounadjela, Springer, 127 (2002).
- [FRA 00] M. Fraune, U. Rüdiger, G. Güntherodt, S. Cardoso, and P. Freitas, *Size dependence of the exchange bias field in NiO/Ni nanostructures*, Appl. Phys. Lett. **77**, 3815 (2000).
- [FUL 62] H. W. Fuller, and D. L. Sullivan, *Magnetostatic Interactions between Thin Magnetic Films*, J. Appl. Phys. **33**, 1063 (1962).
- [FUL 00] E. E. Fullerton, D. T. Margulies, M. E. Schabes, M. Carey, B. Gurney, A. Moser, M. Best, G. Zeltzer, K. Rubin, H. Rosen, and M. Doerner, *Antiferromagnetically coupled magnetic media layers for thermally stable high-density recording*, Appl. Phys. Lett. **77**, 3806 (2000).

- [GAR 02] F. Garcia, J. Moritz, F. Ernult, S. Auffret, B. Rodmacq, B. Dieny, J. Camarero, Y. Pennec, S. Pizzini, and J. Vogel, *Exchange bias with perpendicular anisotropy in (Pt-Co)/sub n/-FeMn multilayers*, IEEE Trans. Magn. **38**, 2730 (2002).
- [GAR 03a] F. Garcia, J. Sort, B. Rodmacq, S. Auffret, and B. Dieny, *Large anomalous enhancement of perpendicular exchange bias by introduction of a nonmagnetic spacer between the ferromagnetic and antiferromagnetic layers*, Appl. Phys. Lett. **83**, 3537 (2003).
- [GAR 03b] F. Garcia, F. Fetta, S. Auffret, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Exchange-biased spin valves with perpendicular magnetic anisotropy based on (Co/Pt) multilayers*, J. Appl. Phys. **93**, 8397 (2003).
- [GAT 05] B. D. Gates, Q. B. Xu, M. Stewart, D. Ryan, C. G. Willson, and G. M. Whitesides, *New approaches to nanofabrication: Molding, printing, and other techniques*, Chemical Reviews **105**, 1171 (2005).
- [GEH 97a] V. Gehanno, A. Marty, B. Gilles, and Y. Samson, *Magnetic domains in epitaxial ordered FePd(001) thin films with perpendicular anisotropy*, Phys. Rev. B **55**, 12552 (1997).
- [GEH 97b] V. Gehanno, *Anisotropie magnétique perpendiculaire des couches minces épitaxiées d'alliages ordonnés FePd<sup>n</sup>*, thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble (1997).
- [GID 98] S. Gider, B.-U. Runge, A. C. Marley, and S.S.P. Parkin, *The magnetic stability of spin-dependent tunneling devices*, Science **281**, 797 (1998).
- [GIR 03] E. Girgis, R. D. Portugal, H. Loosvelt, M. J. Van Bael, I. Gordon, M. Malfait, K. Temst, C. Van Haesendonck, L. H. A. Leunissen, and R. Jonckheere, *Enhanced Asymmetric Magnetization Reversal in Nanoscale Co/CoO Arrays: Competition between Exchange Bias and Magnetostatic Coupling*, Phys. Rev. Lett. **91**, 187202 (2003).
- [GIV 03] D. Givord, M. Rossignol, and V. M. T. S. Barthem, *The physics of coercivity*, J. Magn. Magn. Mat. **258**, 1 (2003).
- [GOK 97] N. J. Gökemeijer, T. Ambrose, and C. L. Chien, *Long-Range Exchange Bias across a Spacer Layer*, Phys. Rev. Lett. **79**, 4270 (1997).
- [GOK 99] N. J. Gökemeijer, J. W. Cai, and C. L. Chien, *Memory effects of exchange coupling in ferromagnet/antiferromagnet bilayers*, Phys. Rev. B **60**, 3033 (1999).
- [GRO 93] V. Grolier, D. Renard, B. Bartenlian, P. Beauvillain, C. Chappert, C. Dupas, J. Ferré, M. Galtier, E. Kolb, M. Mulloy, J. P. Renard, and P. Veillet, *Unambiguous evidence of oscillatory magnetic coupling between Co layers in ultrahigh vacuum grown Co/Au(111)/Co trilayers*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3023 (1993).
- [GUO 02] Z. B. Guo, K. B. Li, G. C. Han, Z. Y. Liu, P. Luo, and Y. H. Wu, *Exchange bias in patterned FeMn/NiFe bilayers*, J. Magn. Magn. Mater. **251**, 323 (2002).
- [HAS 89] S. Hashimoto, Y. Ochiai, and K. Aso, *Perpendicular magnetic anisotropy and magnetostriction of sputtered Co/Pd and Co/Pt multilayered films*, J. Appl. Phys. **66**, 4909 (1989).
- [HEL 03] O. Hellwig, T. L. Kirk, J. B. Kortright, A. Berger, and E. E. Fullerton, *A new phase diagram for layered antiferromagnetic films*, Nat. Mat. **2**, 112 (2003).
- [HIT 05] Site Internet de la société Hitachi, <http://www.hitachigst.com/hdd/research/>, régulièrement mis à jour (2005).

- [HOF 03] A. Hoffmann, M. Grimsditch, J. E. Pearson, J. Nogués, W. A. A. Macedo, and I. K. Schuller, *Tailoring the exchange bias via shape anisotropy in ferromagnetic/antiferromagnetic exchange-coupled systems*, Phys. Rev. B. **67**, 220406(R) (2003).
- [HON 90] S. Honda, Y. Ikegawa, and T. Kusuda, *Magnetostatic energy and magnetization process in multilayers with perpendicular anisotropy*, J. Appl. Phys. **67**, 4429 (1990).
- [HUB 98] A. Hubert, and R. Schäfer, *Magnetic Domains*, Springer (1998).
- [IKE 01] Y. Ikeda, Y. Sonobe, G. Zeltzer, B. K. Yen, K. Takano, H. Do, E. E. Fullerton, and P. Rice, *Microstructure study of CoCrPt/Ti/NiAl perpendicular media*, J. Magn. Magn. Mat., **235**, 104 (2001).
- [IMR 75] Y. Imry, and S-k Ma, *Random-Field Instability of the Ordered State of Continuous Symmetry*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1399 (1975).
- [JOH 95] M.T. Johnson, R. Jungblut, P. J. Kelly, and F. J. A. den Broeder, *Perpendicular magnetic anisotropy of multilayers: recent insights*, J. Magn. Magn. Mater. **148**, 118 (1995).
- [JOH 96] M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder, and J. J. de Vries, *Magnetic anisotropy in metallic multilayers*, Rep. Prog. Phys. **59**, 1409 (1996).
- [JUN 95] R. Jungblut, R. Coehoorn, M. T. Johnson, C. Sauer, P. J. van der Zaag, A. R. Ball, T. G. S. M. Rijks, J. aan de Stegge, A. Reinders, *Exchange biasing in MBE-grown Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub> bilayers*, J. Magn. Magn. Mater. **148**, 300 (1995).
- [JUN 03] H. S. Jung, and W. D. Doyle WD, *Thermally stable high-moment FeCo/IrMn soft underlayers for perpendicular media*, IEEE Trans. Magn. **39**, 2291 (2003).
- [KAG 00] B. Kagerer, Ch. Binek, and W. Kleemann, *Freezing field dependence of the exchange bias in uniaxial FeF<sub>2</sub>-CoPt heterosystems with perpendicular anisotropy*, J. Magn. Magn. Mater. **217**, 139 (2000).
- [KAP 93] B. Kaplan, and G. A. Gehring, *The domain structure in ultrathin magnetic films*, J. Magn. Magn. Mat. **128**, 111 (1993).
- [KAP 03] P. Kappenberger, S. Martin, Y. Pellmont, H. J. Hug, J. B. Kortright, O. Hellwig, and E. E. Fullerton, *Direct Imaging and Determination of the Uncompensated Spin Density in Exchange-Biased CoO/(CoPt) Multilayers*, Phys. Rev. Lett. **91**, 267202 (2003).
- [KAR 54] O. Karlqvist, *Calculation of the magnetic field in the magnetic layer of magnetic drum*, Trans. Royal Inst. Techn. Stockholm **86**, 3 (1954).
- [KEL 02] J. Keller, P. Miltenyi, B. Beschoten, G. Güntherodt, U. Nowak, and K. D. Usadel, *Domain state model for exchange bias. II. Experiments*, Phys. Rev. B **66**, 014431 (2002).
- [KHI 04] S. Khizroev, and D. Litvinov, *Perpendicular magnetic recording: Writing process*, J. Appl. Phys. **95**, 4521 (2004).
- [KIM 96] J. H. Kim and S. C. Shin, *Interface roughness effects on the surface anisotropy in Co/Pt multilayer films*, J. Appl. Phys. **80**, 3121 (1996).
- [KIM 01a] T. Kimura, G. Mozumi, F. Wakaya, and K. Gamo, *Effects of shape anisotropy in CoO/Co/Cu/NiFe/Cu/Co wires*, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, 2241 (2001).
- [KIM 01b] J. V. Kim and R. L. Stamps, *Defect-modified exchange bias*, Appl. Phys. Lett. **79**, 2785 (2001).

- [KIS 03] M. Kisielewski, A. Maziewski, M. Tekielak, J. Ferré, S. Lemerle, V. Mathet, and C. Chappert, *Magnetic anisotropy and magnetization reversal processes in Pt/Co/Pt films*, J. Magn. Magn. Mater. **260**, 231 (2003).
- [KIT 46] C. Kittel, *Theory and structure of ferromagnetic domains in films and small particles*, Phys. Rev. **70**, 965 (1946).
- [KIT 48] C. Kittel, *On the theory of ferromagnetic resonance absorption*, Phys. Rev. **73**, 155 (1948).
- [KIT 98] C. Kittel, *Physique de l'état solide*, 7<sup>ème</sup> édition, Dunod, 409 (1998).
- [KIW 01] M. Kiwi, *Exchange bias theory*, J. Magn. Magn. Mater. **234**, 584 (2001).
- [KOO 60] C. Kooy, and U. Enz, *Experimental and theoretical study of the domain configuration in thin layers of BaFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub>*, Philips Res. Repts. **15**, 7 (1960).
- [KOO 97] N. C. Koon, *Calculations of Exchange Bias in Thin Films with Ferromagnetic/Antiferromagnetic Interfaces*, Phys. Rev. Lett. **78**, 4865 (1997).
- [KOR 05] T. Korn, M. Kerekes, U. Ebels, D. Stanescu, and P. Xavier, *Pumping-field induced dynamic effects in micron-sized Permalloy lines and their influence on HF filter applications*, Proceedings INTERMAG 2005, IEEE Trans. Magn. **41**, 3514 (2005).
- [KOU 59] J. C. Kouvel, J. Appl. Phys. **30**, 312 (1959).
- [KOU 60] J. C. Kouvel, J. Appl. Phys. **31**, 142 (1960).
- [LAI 02] C. H. Lai, S. A. Chen, and J. C. A. Huang J, *Stress-induced exchange anisotropy of epitaxial (111) NiFe/NiFeMn*, J. Magn. Magn. Mater. **209**, 122 (2000).
- [LAN 00] S. Landis, B. Rodmacq, B. Dieny, B. Dal'Zotto, S. Tedesco, and M. Heitzmann, *Magnetic properties of Co/Pt multilayers deposited on silicon dot arrays*, Phys. Rev. B. **62**, 12271 (2000).
- [LAN 01] S. Landis, *Réseaux de plots sub-microniques réalisés à partir de substrats pré-gravés*, thèse de l'Université Joseph Fourier de Grenoble (2001).
- [LAN 04] S. Landis, B. Rodmacq, P. Bayle, V. Baltz, B. Dieny, *Fabrication and characterization of magnetic media deposited on top or side edges of silicon dots*, Jpn. J. Appl. Phys. **6B**, 3790 (2004).
- [LEB 01] A. Lebib, *Nanoimpression: étude du procédé et application dans le domaine du nanomagnétisme*, thèse de l'Université Paris VII (2001).
- [LEI 02] C. Leighton, M. R. Fitzsimmons, A. Hoffmann, J. Dura, C. F. Majkrzak, M. S. Lund, and I. K. Schuller, *Thickness-dependent coercive mechanisms in exchange-biased bilayers*, Phys. Rev. B **65**, 064403 (2002).
- [LEM 97] S. Lemerle, J. Ferré, A. Thiaville, J.N. Chapman, P. Aitchison, S. McVitie, C. Chappert, and V. Kottler, in *Magnetic Hysteresis in Novel Magnetic Materials*, edited by G.C. Hadjipanayis, Kluwer Acad. Publ., 537 (1997).
- [LEM 98] S. Lemerle, J. Ferré, C. Chappert, V. Mathet, T. Giamarchi, and P. Le Doussal, *Domain wall creep in an Ising ultrathin magnetic film*, Phys. Rev. Lett. **80**, 849 (1998).
- [LEN 01] O. Lenoble, M. Hehn, D. Lacour, A. Schuhl, D. Hrabovsky, J. F. Bobo, B. Diouf, and A. R. Fert, *Domain duplication in magnetic tunnel junctions studied by Kerr microscopy*, Phys. Rev. B **63**, 052409 (2001).

- [LEW 03] W. S. Lew, S. P. Li, L. Lopez-Diaz, D. C. Hatton, and J. A. C. Bland, *Mirror Domain Structures Induced by Interlayer Magnetic Wall Coupling*, Phys. Rev. Lett. **90**, 217201 (2003).
- [LI 01] H. Li, P. P. Freitas, Z. Wang, J. B. Sousa, P. Gogol, and J. Chapman, *Exchange enhancement and thermal anneal in  $Mn_{76}Ir_{24}$  bottom-pinned spin valves*, J. Appl. Phys. **89**, 6904 (2001).
- [LI 05] Z.-P. Li, O. Petravic, J. Eisenmenger, and I. K. Schuller, *Reversal behavior of exchange-biased submicron dots*, Appl. Phys. Lett. **86**, 072501 (2005).
- [LIN 95] T. Lin, C. Tsang, R. E. Fontana, and J. K. Howard, *Exchange-coupled Ni-Fe/Fe-Mn, Ni-Fe/Ni-Mn and NiO/Ni-Fe films for stabilization of magnetoresistive sensors*, IEEE Trans. Magn. **31**, 2585 (1995).
- [LIU 01] K. Liu, S. M. Baker, M. Tuominen, T. P. Russell, and I. K. Schuller, *Tailoring exchange bias with magnetic nanostructures*, Phys. Rev. B **63**, 060403(R) (2001).
- [LIU 02] K. Liu, J. Nogués, C. Leighton, H. Masuda, K. Nishio, I.V. Roshchin, and I. K. Schuller, *Fabrication and thermal stability of arrays of Fe nanodots*, Appl. Phys. Lett. **81**, 4434 (2002).
- [LIU 03a] Z. Y. Liu and S. Adenwalla, *Closely linear temperature dependence of exchange bias and coercivity in out-of-plane exchange-biased  $[Pt/Co]_3/NiO$  (11 Å) multilayer*, J. Appl. Phys. **94**, 1105 (2003).
- [LIU 03b] Z. Y. Liu and S. Adenwalla, *Oscillatory Interlayer Exchange Coupling and Its Temperature Dependence in  $[Pt/Co]_3/NiO/[Co/Pt]_3$  Multilayers with Perpendicular Anisotropy*, Phys. Rev. Lett. **91**, 037207 (2003).
- [LIU 04] Z. Y. Liu, *Effect of varying ferromagnetic anisotropy on exchange-bias in  $[Pt/Co]_3/NiO$  (11 Å) multilayers*, J. Magn. Magn. Mater. **281**, 247 (2004).
- [MAA 01] S. Maat, K. Takano, S. S. P. Parkin, and E. E. Fullerton, *Perpendicular Exchange Bias of Co/Pt Multilayers*, Phys. Rev. Lett. **87**, 087202 (2001).
- [MAL 87-88] A. P. Malozemoff, *Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces*, Phys. Rev. B **35**, 3679 (1987); *Heisenberg-to-Ising crossover in a random-field model with uniaxial anisotropy*, *ibid.* **37**, 7673 (1988).
- [MAL 96] J. C. Mallison, *Magnetoresistive-heads*, Academic Press (1996).
- [MAO 99] S. Mao, J. Giusti, M. Amin, J. Van ek, and Ed Murdock, *Giant magnetoresistance properties of patterned IrMn exchange biased spin valves*, J. Appl. Phys. **85**, 6112 (1999).
- [MAR 03a] C. H. Marrows, *Three-dimensional exchange bias in  $\{Co/Pd\}_N/FeMn$* , Phys. Rev. B **68**, 012405 (2003).
- [MAR 03b] J. I. Martin, J. Nogués, K. Liu, J. L. Vicent, and I. K. Schuller, *Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties*, J. Magn. Magn. Mater. **256**, 449 (2003).
- [MAT 00] K. Matsuyama, S. Komatsu, and Y. Nozaki, *Magnetic properties of nanostructured wires deposited on the side edge of patterned thin film*, J. Appl. Phys. **87**, 4724 (2000).
- [MAU 87] D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus, and E. Kay, *Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate*, J. Appl. Phys. **62**, 3047 (1987).

- [MCC 04] J. McCord, R. Mattheis, and D. Elephant, *Dynamic magnetic anisotropy at the onset of exchange bias: the NiFe/IrMn ferromagnet/antiferromagnet system*, Phys. Rev. B **70**, 094420 (2004).
- [MCG 75] T. R. Mc Guire, and R. I. Potter, *Anisotropic magnetoresistance*, IEEE Trans. Magn., MAG-11, **4**, 1018 (1975).
- [MEE 87] C. D. Mee, and E. D. Daniel, *Magnetic recording*, McGraw-Hill (1987).
- [MEI 56] W. H. Meiklejohn, and C. P. Bean, *New magnetic anisotropy*, Phys. Rev. **102**, 1413 (1956).
- [MEI 62] W. H. Meiklejohn, *Exchange anisotropy – A review*, J. Appl. Phys. **33**, 1328 (1962).
- [MEN 04] J. L. Menéndez, D. Ravelosona, and C. Chappert, *Effects of patterning on perpendicular exchange bias probed by extraordinary Hall effect*, J. Appl. Phys. **95**, 6726 (2004).
- [MEW 02] T. Mewes, H. Nembach, M. Rickart, S. O. Demokritov, J. Fassbender, and B. Hillebrands, *Angular dependence and phase diagrams of exchange-coupled epitaxial Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>(001) bilayers*, Phys. Rev. B **65**, 224423 (2002).
- [MIL 99] P. Milényi, M. Gierlings, M. Bammig, U. May, Güntherodt, J. Nogués, M. Gruyters, C. Leighton, and I. K. Schuller, *Tuning Exchange Bias*, Appl. Phys. Lett. **75**, 2304 (1999).
- [MOO 95] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, *Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3273 (1995).
- [MOR 03] J. Moritz, *Enregistrement ultra-haute densité sur réseaux de plots magnétiques nanométriques à aimantation perpendiculaire au plan*, thèse de l'Université Joseph Fourier de Grenoble (2003).
- [MOR 04a] J. Moritz, L. Buda, B. Dieny, J.-P. Nozières, R. J. M. van de Veerdonk, T. M. Crawford, and D. Weller, *Writing and reading bits on pre-patterned media*, Appl. Phys. Lett. **84**, 1519 (2004).
- [MOR 04b] J. Moritz, F. Garcia, J.C. Toussaint, B. Dieny, and J.P. Nozières, *Orange peel coupling in multilayers with perpendicular magnetic anisotropy: Application to (Co/Pt)-based exchange-biased spin-valves*, Europhys. Lett. **65**, 123 (2004).
- [MOR 05a] J. Moritz, B. Dieny, J. P. Nozières, Y. Pennec, J. Camarero, and S. Pizzini, *Experimental evidence of a 1/H activation law in nanostructures with perpendicular magnetic anisotropy*, Phys. Rev. B **71**, 100402(R) (2005).
- [MOR 05b] J. Moritz, S. van Dijken, and J. M. D. Coey, *Magnetization reversal in perpendicular exchange-biased bilayers*, European Physical Journal B **45**, 191 (2005).
- [MOS 02] A. Moser, K. Takano, D. T. Margulies, M. Albrecht, Y. Sonobe, Y. Ikeda, S. Sun, and E. E. Fullerton, *Magnetic recording: advancing into the future*, J. Phys. D **35**, 157 (2002).
- [NAK 98] N. Nakajima, T. Koide, T. Shidara, H. Miyauchi, H. Fukutani, A. Fujimori, K. Iio, T. Katayama, M. Nývlt, and Y. Suzuki, *Perpendicular Magnetic Anisotropy Caused by Interfacial Hybridization via Enhanced Orbital Moment in Co/Pt Multilayers: Magnetic Circular X-Ray Dichroism Study*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5229 (1998).
- [NEE 46] L. Néel, *Bases d'une nouvelle théorie générale du champ coercitif*, Ann. Univ. Grenoble **22**, 299 (1946).

- [NEE 62] L. Néel, *Sur un nouveau mode de couplage entre les aimantations de deux couches minces ferromagnétiques*, C.R. Hebd. Séances Acad. Sci. **255**, 1676 (1962).
- [NEE 67] L. Néel, *Ann. Phys. (Paris)* **2**, **61** (1967). [NEM 99] A. Nemoto, Y. Otani, S. G. Kim, K. Fukamichi, O. Kitakami, and Y. Shimada, *Magnetoresistance and planar Hall effects in submicron exchange-coupled NiO/Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub> wires*, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 4026 (1999).
- [NIS 02] N. Nishimura, T. Hirai, A. Koganei, T. Ikeda, K. Okano, Y. Sekiguchi, and Y. Osada, *Magnetic tunnel junction device with perpendicular magnetization films for high-density magnetic random access memory*, *J. Appl. Phys.* **91**, 5246 (2002).
- [NOG 96] J. Nogués, D. Lederman, T. J. Moran, and I. K. Schuller, *Positive exchange bias in FeF<sub>2</sub>-Fe bilayers*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4624 (1996).
- [NOG 99a] J. Nogués and I. K. Schuller, *Exchange bias*, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
- [NOG 99b] J. Nogués, T. J. Moran, D. Lederman, I. K. Schuller, and K. V. Rao, *Role of interfacial structure on exchange-biased FeF<sub>2</sub>-Fe*, *Phys. Rev. B* **59**, 6984 (1999).
- [NOG soumis] J. Nogués, J. Sort, V. Langlais, S. Suriñach, J. S. Muñoz, M. D. Baró, X. Illa, E. Vives, and A. Planes, *Exchange bias in nanostructures*, **submitted**.
- [NOL 00] F. Nolting, A. Scholl, J. Stöhr, J. W. Seo, J. Fompeyrine, H. Siegwat, J.-P. Locquet, S. Anders, J. Lüning, E. E. Fullerton, M. F. Toney, M. R. Scheinfein, and H. A. Padmore, *Direct observation of the alignment of ferromagnetic spins by antiferromagnetic spins*, *Nature* **405**, 767 (2000).
- [NOW 02] U. Nowak, K. D. Usadel, J. Keller, P. Miltényi, B. Beschoten, and G. Güntherodt, *Domain state model for exchange bias. I. Theory*, *Phys. Rev. B* **66**, 014430 (2002).
- [NOZ 00] J. P. Nozières, S. Jaren, Y. B. Zhang, A. Zeltser, K. Pentek, and V. S. Speriosu, *Blocking temperature distribution and long-term stability of spin-valve structures with Mn-based antiferromagnets*, *J. Appl. Phys.* **87**, 3920 (2000).
- [OHL 03a] H. Ohldag, A. Scholl, F. Nolting, E. Arenholz, S. Maat, A. T. Young, M. Carey, and J. Stöhr, *Correlation between Exchange Bias and Pinned Interfacial Spins*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 017203 (2003).
- [OHL 03b] H. Ohldag, Erlangung des Doktorgrades (rédigée en anglais), Fakultät der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf (2003).
- [PAR 94] M. Pardavi-Horvath, and G. Vertesy, *Measurement of the switching properties of a regular 2-D array of Preisach-type particles*, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-30**, 124 (1994).
- [PAR 96] M. Pardavi-Horvath, *Switching properties of a regular two-dimensional array of small uniaxial particles*, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-32**, 4458 (1996).
- [PAR 91] S.S.P. Parkin, *Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d, and 5d transition metals*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3598 (1991).
- [PAR 03] S. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchula, K. Roche, and M. Samant, *Magnetically engineered spintronic sensors and memory*, *Proceedings of the IEEE* **91**, 661 (2003).
- [PEN 04] Y. Pennec, J. Camarero, J. C. Toussaint, S. Pizzini, M. Bonfim, F. Petroff, W. Kuch, F. Offi, K. Fukumoto, F. Nguyen Van Dau, and J. Vogel, *Switching-mode-dependent*

*magnetic interlayer coupling strength in spin valves and magnetic tunnel junctions*, *Phy. Rev. B* **69**, 180402(R) (2004).

[REP 04a] V. Repain, M. Bauer, J.P. Jamet, A. Mougin, J. Ferré, C. Chappert, and H. Bernas, *Creep motion of a magnetic wall: Avalanche size divergence*, *Europhys. Lett.* **68**, 460 (2004).

[REP 04b] V. Repain, J. P. Jamet, N. Vernier, M. Bauer, J. Ferré, C. Chappert, J. Gierak, and D. Mailly, *Magnetic interactions in dot arrays with perpendicular anisotropy*, *J. Appl. Phys.* **95**, 2614 (2004).

[RIK 05] M. Rickart, A. Guedes, B. Negulescu, J. Ventura, J. B. Sousa, P. Diaz, M. MacKenzie, J. N.Chapman, and P. P. Freitas, *Exchange coupling of bilayers and synthetic antiferromagnets pinned to MnPt*, *Eur. Phys. J. B* **45**, 207 (2005).

[ROD 93] B. Rodmacq, G. Palumbo, and P. Gerard, *Magnetoresistive properties and thermal stability of Ni-Fe/Ag multilayers*, *J. Magn. Magn. Mat.* **118**, L11 (1993).

[ROD 05] B. Rodmacq, V. Baltz, and B. Dieny, *Macroscopic probing of domain configuration in interacting bilayers with perpendicular magnetic anisotropy*, **submitted** (2005).

[ROS 05] I. V. Roshchin, O. Petravic, R. Morales, Z.-P. Li, X. Batlle, and I. K. Schuller, *Lateral length scales in exchange bias*, *Europhys. Lett.* **71**, 297 (2005).

[SAM 03] L. C. Sampaio, A. Mougin, J. Ferré, P. Georges, A. Brun, H. Bernas, S. Poppe, T. Mewes, J. Fassbender, and B. Hillebrands, *Probing interface magnetism in the FeMn/NiFe exchange bias system using magnetic second-harmonic generation*, *Europhys. Lett.* **63**, 819 (2003).

[SCH 98] T. C. Schultess, and W. H. Butler, *Consequences of spin-flop coupling in exchange biased films*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4596 (1998).

[SCH 67] C. Schlenker, and D. Paccard, *Journal de Physique* **28**, 611 (1967).

[SCH 02a] R. Schäfer, R. Urban, D. Ullmann, H.L. Meyerheim, B. Heinrich, L. Schultz, and J. Kirshner, *Domain wall induced switching of whisker-based tunnel junctions*, *Phys. Rev. B* **65**, 144405 (2002).

[SCH 02b] C. M. Schneider, and G. Schönhense, *Investigating surface magnetism by means of photoexcitation electron emission microscopy*, *Rep. Prog. Phys.* **65**, R1785 (2002).

[SCH 03] A. Scholl, *Application of photoemission electron microscopy (PEEM) in magnetism research*, *Current Opinion in Solid State and Materials Science* **7**, 53 (2003).

[SCH 04a] A. Scholl, F. Nolting, J. W. Seo, H. Ohldag, J. Stöhr, S. Raoux, J.-P. Locquet, and J. Fompeyrine, *Domain-size-dependent exchange bias in Co/LaFeO<sub>3</sub>*, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 4085 (2004).

[SCH 04b] A. Scholl, M. Liberati, E. Arenholtz, H. Ohldag, and J. Stöhr, *Creation of an antiferromagnetic exchange spring*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 247201 (2004).

[SHE 02] Y. Shen, Y. Wu, H. Xie, K. Li, J. Qiu, and Z. Guo, *Exchange bias of patterned NiFe/IrMn film*, *J. Appl. Phys.* **91**, 8001, (2002).

[SHI 90] T. Shinjo, and N. Yamamoto, *Large magnetoresistance of field-induced giant ferromagnetic layers* *J. Phys. Soc. Japan* **59**, 3061 (1990).

[SKU 03] V. Skumryev, S. Stoyanov, Y. Zhang, G. Hadjipanayis, D. Givord, and J. Nogués, *Beating the superparamagnetic limit with exchange bias*, *Nature* **423**, 850 (2003).

- [SOE 94] S. Soeya, T. Imagawa, K. Mitsuoka, and S. Narishige, *Distribution of blocking temperature in bilayered Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/NiO films*, J. Appl. Phys. **76**, 5356 (1994).
- [SON 01] Y. Sonobe, D. Weller, Y. Ikeda, M. Schabes, K. Takano, G. Zeltzer, B. K. Yen, M. E. Best, S. J. Greaves, H. Muraoka, and Y. Nakamura, *Thermal stability and SNR of coupled granular/continuous media*, IEEE Trans. Magn. **37**, 1667 (2001).
- [SOR 04a] J. Sort, H. Glaczynska, U. Ebels, B. Dieny, M. Giersig, and J. Rybczynski, *Exchange bias effects in submicron antiferromagnetic-ferromagnetic dots prepared by nanosphere lithography*, J. Appl. Phys. **95**, 7516 (2004).
- [SOR 04b] J. Sort, B. Dieny, M. Fraune, C. Koenig, F. Lunnebach, B. Beschoten, and G. Güntherodt, *Perpendicular exchange bias in antiferromagnetic-ferromagnetic nanostructures*, Appl. Phys. Lett. **84**, 3696 (2004).
- [SOR 05a] J. Sort, V. Baltz, F. Garcia, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Tailoring perpendicular exchange bias in [Pt/Co]-IrMn multilayers*, Phys. Rev. B **71**, 054411 (2005).
- [SOR 05b] J. Sort, A. Hoffmann, S. H. Chung, K. Buchanan, V. Novosad, M. Grimsditch, M. D. Baró, B. Dieny, and J. Nogués, *Magnetization reversal in submicron disks: Exchange biased vortices*, **95**, 067201 (2005).
- [STA 00] R. L. Stamps, *Mechanisms for exchange bias*, J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, R247 (2000).
- [STI 99a] M. D. Stiles, and R. D. McMichael, *Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers*, Phys. Rev. B **59**, 3722 (1999).
- [STI 99b] M. D. Stiles, and R. D. McMichael, *Temperature dependence of exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers*, Phys. Rev. B **60**, 12950 (1999).
- [STI 01] M. D. Stiles, and R. D. McMichael, *Coercivity in exchange bias bilayers*, Phys. Rev. B **63**, 064405 (2001).
- [STO 04] T. Stobiecki, J. Kanak, J. Wrona, M. Czapkiewicz, C. G. Kim, C. O. Kim, M. Tsunoda, and M. Takahashi, *Correlation between structure and exchange coupling parameters of IrMn based MTJ*, Phys. Stat. Sol. **201**, 1621 (2004).
- [SUE 03] D. Suess, M. Kirschner, T. Schrefl, J. Fidler, R. L. Stamps, and J. V. Kim, *Exchange bias of polycrystalline antiferromagnets with perfectly compensated interfaces*, Phys. Rev. B **67**, 054419 (2003).
- [SUN 03] L. Sun, S. M. Zhou, P. C. Pearson, and C. L. Chien, *Longitudinal and perpendicular exchange bias in FeMn/(FeNi/FeMn)<sub>n</sub> multilayers*, J. Appl. Phys. **93**, 6841 (2003).
- [TAK 97] K. Takano, R. H. Kodama, A. E. Berkowitz, W. Cao, and G. Thomas, *Interfacial Uncompensated Antiferromagnetic Spins: Role in Unidirectional Anisotropy in Polycrystalline Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/CoO Bilayers*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1130 (1997).
- [TAK 00] S. Takei, A. Morisako, and M. Matsumoto, *Effect of underlayer thickness on magnetic properties of SmCo film*, J. Appl. Phys. **87**, 6968 (2000).
- [TAK 01] H. Takano, Y. Nishida, A. Kuroda, H. Sawaguchi, Y. Hosoe, T. Kawabe, H. Aoi, H. Maruoka, Y. Nakamura, and K. Ouchi, *Realization of 52.5 Gb/in<sup>2</sup> perpendicular recording*, J. Magn. Magn. Mat., **235**, 241 (2001).

- [TEH 03] S. Tehrani, J. M. Slaughter, M. Deherrera, B. N. Engel, N. D. Rizzo, J. Slater, M. Durlam, R. W. Dave, J. Janesky, B. Butcher, K. Smith, and G. Grynkeiwich, *Magnetoresistive random access memory using magnetic tunnel junctions*, Proc. IEEE **91**, 703 (2003).
- [THO 00] L. Thomas, M.G. Samant, and S.S.P. Parkin, *Domain-Wall Induced Coupling between Ferromagnetic Layers*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1816 (2000).
- [TOM 99] I. Tomeno, H. N. Fuke, H. Iwasaki, M. Sahashi, and Y. Tsunoda, *Magnetic neutron scattering study of ordered Mn<sub>3</sub>Ir*, J. Appl. Phys. **86**, 3853 (1999).
- [TRE 99] E. du Trémolet de Lacheisserie, *Magnétisme*, EDP Science (1999).
- [TSY 01] E. Tsymbal, and D. G. Pettifor, *Perspectives of giant magnetoresistance*, Solid State Physics **56**, 113 (2001).
- [TSY 03] E. Y. Tsymbal, O. M. Mryasov, and P. R. Leclair, *Spin-dependant tunneling in magnetic tunnel junctions*, J. Physics-Condensed Matter **15**, R109 (2003).
- [VED 97] A. Vedyayev, N Ryzhanova, B. Dieny, P. Dauguet, P. Gandit, and P. Chaussy, *Angular variation of giant magnetoresistance for current perpendicular to plane of the layers*, Phys. Rev. B **55**, 3728 (1997).
- [VIC 01] R. H. Victora, W. Peng, J. Xue, and J. H. Judy, *Superlattice magnetic recording media: experiment and simulation*, J. Magn. Magn. Mat. **235**, 305 (2001).
- [VOU 99] C. Vouille, A. Barthélémy, F. Elokani Mpondo, A. Fert, P. A. Schroeder, S. Y. Hsu, A. Reilly, and R. Loloee, *Microscopic mechanisms of giant magnetoresistance*, Phys. Rev. B **60**, 6710 (1999).
- [WAN 99] S. X. Wang, and A. M. Taratorin, *Magnetic information storage technology*, Academic press (1999).
- [WEL 95] D. Weller, A. Carl, R. Savoy, T. C. Huang, M. F. Toney, and C. Chappert, *Structural transitions and magnetic anisotropy in ultrathin Co wedges on Pt(111) investigated with the magneto-optical Kerr effect*, J. Phys. Chem. Sol. **56**, 1563 (1995).
- [WIL 71] M. L. Williams, and R. L. Comstock, *An analytical model of the write process in digital magnetic recording*, 17<sup>th</sup> Annu. AIP Conf. Proc. **Part I(5)**, 738 (1971).
- [WU 00] J.C. Wu, H. W. Huang, C. H. Lai, and T. H. Wu, *Monodomain configurations due to bias effect in NiO/NiFe microstructures*, J. Appl. Phys. **87**, 4948 (2000).
- [WIE 05] S. Wiebel, J.-P. Jamet, N. Vernier, A. Mougín, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Domain decoration in dipolar coupled ferromagnetic stacks with perpendicular anisotropy*, Appl. Phys. Lett. **86**, 142502 (2005).
- [WIE soumis] S. Wiebel, J.-P. Jamet, N. Vernier, A. Mougín, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Magnetic domain structure and dynamics in coupled ferromagnetic stacks with perpendicular anisotropy*, **soumis**.
- [YAN 04] X. M. Yang, C. Liu, J. Ahner, J. Yu, T. Klemmer, E. Johns, and D. Weller, *Fabrication of FePt nanoparticles for self-organized magnetic array*, J. Vac. Sci. Tec. B **22**, 31 (2004).
- [YUA 03] S. J. Yuan, L. Sun, H. Sang, J. Du, and S. M. Zhou, *Interfacial effects on magnetic relaxation in Co/Pt multilayer*, Phys. Rev. B **68**, 134443 (2003).
- [XI 01] H. W. Xi, R. M. White, S. Mao, Z. Gao, Z. Yang, and E. Murdock, *Low-frequency dynamic hysteresis in exchange-coupled Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Ir<sub>22</sub>Mn<sub>78</sub> bilayers*, Phys. Rev. B **64**, 184416 (2001).

- [XI 03] H. Xi, J. Rantschler, S. Mao, M. T. Kief, and R. M. White, *Interface coupling and magnetic properties of exchange-coupled  $Ni_{81}Fe_{19}/Ir_{22}Mn_{78}$  bilayers*, J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, 1464 (2003).
- [XI 05] H. Xi, *Theoretical study of the blocking temperature in polycrystalline exchange biased bilayers*, J. Magn. Magn. Mat. **288**, 66 (2005).
- [YU 00] J. Yu, A. D. Kent, and S. S. P. Parkin, *Exchange biasing in polycrystalline thin film microstructures*, J. Appl. Phys. **87**, 5049 (2000).
- [YU 02] M. Yu, G. Choe, and K. E. Johnson, *Systematic study of in-plane magnetic anisotropy in CoCrPtB/Cr media*, J. Appl. Phys. **91**, 7071 (2002).
- [ZEP 91] W. B. Zeper, H. W. van Kesteren, B. A. J. Jacobs, J. H. M. Spruit, and P. F. Carcia, *Hysteresis, microstructure, and magneto-optical recording in Co/Pt and Co/Pd multilayers*, J. Appl. Phys. **70**, 2264 (1991).
- [ZHA 01] S. Zhang, and Z. Li, *Size dependence of exchange bias in ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers*, Phys. Rev. B. **65**, 054406 (2001).
- [ZHA 02] H. W. Zhao, W. N. Wang, Y. J. Wang, W. S. Zhan, and J. Q. Xiao, *Investigation of exchange bias in FeMnC/FeMn bilayers*, J. Appl. Phys. **91**, 6893 (2002).
- [ZHO 04] S. M. Zhou, L. Sun, P. C. Searson, and C. L. Chien, *Perpendicular exchange bias and magnetic anisotropy in CoO/permalloy multilayers*, Phys. Rev. B **69**, 024408 (2004).

## RESUME

Le sujet de cette thèse est l'étude des effets de taille finie sur les propriétés fondamentales de matériaux utilisés dans les dispositifs associés au stockage magnétique de l'information.

Nous proposons l'approche multiveaux comme alternative possible pour augmenter les densités de stockage des media planaires ou perpendiculaires, continus ou discrets. En fonctionnement, une couche doit être manipulée sans modifier l'état magnétique des autres couches. La première partie de ce mémoire est consacrée à l'étude des effets de taille finie sur les couplages magnétostatiques dans des systèmes composés de deux couches ferromagnétiques à base de cobalt/platine à anisotropie perpendiculaire, séparées par un métal non-magnétique. Pour des états désaimantés, nous avons mis en évidence la corrélation des configurations en domaines des couches, attribuée aux couplages inter-couches. Pour différentes impulsions de champs, la réplique des domaines nous a permis d'observer des états rémanents singuliers permettant de mieux comprendre le phénomène. Pour des réseaux de nanostructures, la réplique due aux couplages intra-nanostructure se manifeste par un décalage en champ du cycle d'hystérésis sur la couche de plus faible champ coercitif.

La seconde partie de ce mémoire traite des effets de taille finie sur les propriétés d'anisotropie d'échange pour des bicouches ferromagnétique/antiferromagnétique typiquement utilisées dans les têtes de lecture d'ordinateurs. Pour des systèmes à anisotropie planaire, nous avons montré que les nanostructures et les antiferromagnétiques minces sont plus sujets à l'activation thermique. Il en résulte une augmentation ou une réduction du champ d'échange pour les nanostructures par rapport aux couches continues en fonction des conditions d'épaisseur d'antiferromagnétique et de température. Ces résultats permettent de lever certaines contradictions apparentes de la littérature. Pour des couches continues à anisotropie perpendiculaire, l'orientation relative des spins du ferromagnétique et de l'antiferromagnétique influence de manière significative les propriétés d'anisotropie d'échange. L'impression des domaines du ferromagnétique dans l'antiferromagnétique, par traitements thermiques permet de générer des cycles d'hystérésis « doubles » et d'ajuster leurs propriétés magnétiques. Des premiers résultats prometteurs concernant les effets de taille finie sur les propriétés des systèmes à anisotropie perpendiculaire ont été obtenus.

**MOTS CLEFS :** NANOSTRUCTURES, COUPLAGES MAGNETOSTATIQUES, REPLICATION DE DOMAINES, STOCKAGE MULTIVEAUX, ANISOTROPIE D'ECHANGE, ACTIVATION THERMIQUE, MULTICOUCHE CO/PT, BICOUCHE NIFE/IRMN

---

## ABSTRACT

This thesis aims at a better understanding of finite size effects on the fundamental properties of materials used in devices related to magnetic data storage.

We suggest a multilevel approach as an alternative to enhance storage densities of planar or perpendicular, continuous or patterned media. Thus the manipulation of one layer without altering the magnetic states of the others is required. The first part of the manuscript is dedicated to the study of finite size effects on magnetostatic couplings. The stacks are composed of two cobalt/platinum based ferromagnets separated by a non-magnetic layer. The replication of magnetic domain configurations in the two layers in the demagnetized state has been ascribed to inter-layer couplings. The use of field pulses results in singular replicated configurations. It allowed us to better understand the phenomenon. For patterned arrays, the replication due to intra-nanostructures couplings manifests itself by a shift of the soft layer hysteresis loop.

The second part of the manuscript deals with finite size effects on the exchange bias properties of ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers, typically used in magnetoresistive read-heads. For systems with in plane anisotropy, we show that nanostructures and thin antiferromagnets are more prone to thermal activation. As a result, the exchange field can be larger or smaller in the nanostructures with respect to the continuous films depending on both the antiferromagnet thickness and temperature conditions. These results allowed us to shed light on contradictory results from the literature. For systems with out-of-plane anisotropy, the influence of the relative orientation of the ferromagnet and antiferromagnet spins on the exchange bias properties is very critical. The imprint of ferromagnetic domains in the antiferromagnet through thermal treatments results in "double" hysteresis loops which properties can be tailored. Promising results were obtained for a better understanding of finite size effects on the out-of-plane exchange bias properties.

**KEYWORDS :** NANOSTRUCTURES, MAGNETOSTATIC COUPLINGS, DOMAINS REPLICATION, MULTILEVEL STORAGE, EXCHANGE BIAS, THERMAL ACTIVATION, CO/PT MULTILAYERS, NIFE/IRMN BILAYERS