
École Doctorale de Physique de la Région Parisienne – ED 107

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Mathieu CORMIER

pour obtenir le grade de

Docteur en Sciences de l'Université Paris-Sud 11
Spécialité Physique

Renversement d'aimantation dans des nanostructures par propagation de parois de domaines sous champ magnétique et courant électrique

Thèse préparée sous la direction de Jacques FERRÉ et Alexandra MOUGIN
soutenue le 5 décembre 2008
devant la commission d'examen :

Claude CHAPPERT	Président
Jacques FERRÉ	Directeur
Mathias KLÄUI	Rapporteur
Jan VOGEL	Rapporteur
Serge BOURNAT	
Michel HEHN	
Alexandra MOUGIN	Invitée
Bernard RODMACQ	Invité

RÉSUMÉ

Renversement d'aimantation dans des nanostructures par propagation de parois de domaines sous champ magnétique et courant électrique

La paroi de domaine magnétique est un concept essentiel à la compréhension du renversement d'aimantation dans un film ou une nanostructure magnétique, et peut être mise en jeu dans les processus d'écriture et de transmission d'une information dans un nano-dispositif. Théoriquement, nous avons mis en évidence, dans une nanostructure magnétique sans défauts, des effets de confinement sur la propagation d'une paroi sous champ magnétique et/ou sous courant polarisé en spin. Ceci a été illustré par l'étude, par microscopie magnéto-optique, de la propagation de paroi dans des films ultraminces Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire. Dans ces films, nous avons réalisé des nano-pistes lithographiées et irradiées à très faible dose par des ions hélium. Ces dispositifs se sont révélés être des systèmes modèles, idéaux pour étudier la propagation de paroi sous champ, et nous ont paru prometteurs pour l'étude de la propagation induite par transfert de spin. Pourtant, pour toute la gamme des impulsions de courant injectées dans ces pistes, aucun des effets de propagation observés expérimentalement n'a pu être attribué au transfert de spin. Au vu de l'évaluation quantitative du courant et de sa polarisation dans la couche de cobalt, ceci est justifié par un rapport défavorable entre l'échauffement par effet Joule et le transfert de spin. Nous avons également construit un magnétomètre Kerr polaire à haute résolution, utilisant un faisceau laser hautement focalisé, dont la résolution, la stabilité et la sensibilité exceptionnelles sont bien adaptées à l'étude de nanostructures magnétiques ultraminces à anisotropie perpendiculaire, et ce jusqu'à des dimensions largement sub-microniques.

Mots-clés : parois de domaines magnétiques - nanostructures magnétiques - films ultraminces - anisotropie perpendiculaire - électronique de spin - transfert de spin - MRAM - magnéto-optique.

ABSTRACT

Magnetization reversal in nanostructures by domain wall propagation under magnetic field and electrical current

The magnetic domain wall is an essential concept for understanding magnetization reversal in a magnetic film or nanostructure, and can be involved in writing and transmitting information in a nano-device. It was shown theoretically that, in a defect-free magnetic nanostructure, confinement can strongly affect domain wall propagation under a magnetic field and/or a spin-polarized current. This was illustrated by a magneto-optical microscopy study of domain wall propagation in ultrathin Pt/Co/Pt films with perpendicular anisotropy. In these films, nano-tracks were patterned and irradiated at a very low dose with helium ions. These devices were shown to be model systems, ideal for the study of domain wall propagation under field, and appeared as promising systems for studying spin-transfer-induced propagation. However, for the whole range of the current pulses that we injected into these tracks, none of the experimentally observed propagation effects could be ascribed to spin transfer. Following a quantitative evaluation of the current and its polarization in the cobalt layer, this was attributed to an unfavorable balance between Joule heating and spin transfer. We also built a high resolution polar Kerr magnetometer which uses a highly focused laser beam. Its outstanding resolution, stability and sensitivity are well-adapted for the study of ultrathin magnetic nanostructures with perpendicular anisotropy, down to sub-micron scales.

Keywords : magnetic domain walls - magnetic nanostructures - ultrathin films - perpendicular anisotropy - spintronics - spin transfer - MRAM - magneto-optics.

*Rien n'est jamais perdu
tant qu'il reste quelque-chose à trouver.*

Pierre DAC

Remerciements

NE voici arrivé au terme du beau voyage qu'a été mon travail de thèse. Je tiens à adresser mes plus profonds remerciements aux membres de mon jury, et en particulier à Mathias Kläui et Jan Vogel, mes rapporteurs, qui m'ont fait l'honneur d'accepter de juger ce travail, et dont les commentaires m'ont été précieux.

Pour effectuer ce voyage, il m'a fallu avant tout un navire. Merci au Laboratoire de Physique des Solides, à son directeur, Jean-Paul Pouget, et à ses services administratif, logistique et informatique, pour m'avoir accueilli et pour m'avoir fourni un cadre de travail de grande qualité. Je remercie également ALTIS Semiconductor, et en particulier Serge Bournat, de m'avoir confié ce projet de thèse CIFRE et d'avoir financé mes recherches avec le concours de l'ANRT.

Il a fallu ensuite un capitaine, et un équipage. Que les membres de l'ancien groupe Optique des Solides et du nouveau groupe Imagerie et Dynamique en Magnétisme soient ici chaleureusement remerciés de m'avoir supporté (à tous les sens du terme) durant quatre ans. Je n'oublierai ni leur compétence, ni leur dévouement, et encore moins leur grande amitié. Merci à toutes et à tous. Vous allez me manquer...

Parmi ces personnes, je citerai tout d'abord Jacques Ferré, qui a dirigé mes travaux. Jacques, merci de m'avoir fait confiance sur un projet ambitieux. J'espère avoir été à la hauteur. Tu as su m'encadrer avec beaucoup de tact, en respectant toujours mes choix, mon caractère et mes goûts, et avec une disponibilité et une implication exemplaires. Je t'en suis très reconnaissant.

Alexandra Mougin a suivi mon travail au quotidien, et a été pour moi comme une grande soeur durant quatre ans. Alexandra, je te remercie pour ta rigueur et ton exigence (que tu appliques avant tout à toi-même), qui m'ont servi de tuteurs. Merci de m'avoir défendu quand il a fallu le faire, d'avoir été là quand j'ai eu besoin d'aide ou de soutien, d'avoir toujours su dégager le temps nécessaire, malgré tes propres obligations et parfois dans un délai très court, pour discuter d'un résultat ou relire un document. J'ai pris un immense plaisir à travailler chaque jour avec toi, et j'ai beaucoup apprécié nos bavardages, que ce soit à propos de physique ou de tout autre chose. C'est un grand honneur pour moi d'avoir été un de tes deux premiers thésards, et j'espère que nous aurons, à l'avenir, de nombreuses occasions de travailler à nouveau ensemble.

Jean-Pierre Jamet a été mon collègue de bureau durant ces quatre ans. Jean-Pierre, j'ai beaucoup apprécié ta compagnie, tes conseils, ton humour, ainsi que la complicité qui s'est établie entre nous.

Raphaël Weil, ingénieur en nanofabrication, a été mon sauveur, en rejoignant le laboratoire juste au moment où je commençais à me rendre compte que fabriquer de toutes petites structures

n'était pas chose aisée. Je lui dois quasiment la totalité de mes échantillons. J'ai beaucoup apprécié sa compétence, son dévouement, et sa patience, mais aussi les moments passés à refaire le monde entre deux portes, ou autour d'une tasse de thé.

André Thiaville est surtout intervenu pendant les derniers mois de ma thèse, mais avec quel enthousiasme ! Une part non négligeable des résultats présentés dans ce manuscrit sont issus de notre collaboration. Merci André. Le nouveau groupe IDMAG est entre de bonnes mains.

Il y a eu aussi Jacques Miltat (qui a su gérer avec tact les quelques passages difficiles dans nos relations avec ALTIS), Stanislas Rohart, Nicolas Vernier, Vincent Jeudy, Hervé Hurdequint, Hélène Albouze... Et puis mes collègues thésards, à qui je dois de nombreux coups de main : Jean-Paul, Katia (du groupe STEM), Peter, Jerzy, Nicolas, Andreas, Jean-Yves... Bon vent à ceux qui terminent ; bonne chance à ceux qui ne sont déjà plus au début, mais pas encore à la fin. Et je n'oublie pas Sabine, Delphine et Amandine, nos postdocs rayons de soleil.

Nous ne serions pas allés loin sans trois personnes à la réactivité exemplaire, que je remercie chaleureusement : Bernard Rodmacq et Vincent Baltz, de Grenoble, qui ont fourni l'ensemble des films Pt/Co/Pt à la base de mes échantillons, et Jürgen Fassbender, de Dresde, qui les a irradiés. Jacques Gierak et Eric Bourhis, du LPN, ont également donné de leur temps pour passer certains de mes échantillons sur leur NanoFIB. J'ai eu beaucoup de plaisir à collaborer avec eux, et j'espère que les échantillons élaborés en commun donneront un jour de beaux résultats. Giancarlo Faini, également du LPN, a réalisé un des échantillons qui m'ont permis de tester mon nouveau banc de mesure. Il y a eu aussi Wolfgang Raberg et Rok Dittrich, mes interlocuteurs d'ALTIS, avec qui il a toujours été très agréable de discuter. Par ailleurs, Wolfgang nous a fourni les plus gros échantillons que nous ayons jamais vus : huit pouces de diamètre... Je n'oublie pas non plus l'indispensable soutien technique dont j'ai bénéficié au laboratoire : Vincent Klein, Jean-Paul Cromières, Gilles Guillier et leurs équipes ont eu une contribution essentielle à mes travaux. J'ai aussi énormément appris à leurs côtés, dans des domaines auxquels je ne connaissait rien. Ce sont des gens précieux.

Last but not least, merci à nos fournisseurs – Poulain, Lindt, Côte d'Or, Cémoi, Nestlé, Bonnat, et tous les autres – d'exister et d'avoir fourni les vivres nécessaires à la survie de toute l'équipe durant quatre ans. Combien de kilos de chocolat par personne?...

Je ne saurais terminer sans exprimer également toute ma gratitude envers quelques personnes, sans qui, sans doute, rien n'aurait été pareil. Merci aux professeurs de physique qui ont cru en moi, et ont su me faire découvrir et aimer cette discipline, au collège, puis au lycée, et enfin à l'université. Je garde de ces années bretonnes un souvenir ému. Merci aussi au professeur Berthou, et à son équipe, pour leur combativité.

Merci enfin à mes amis, et à ma famille. En particulier, un immense merci à mes parents, qui n'ont jamais douté de ma réussite, m'ont toujours soutenu, et m'ont permis d'étudier si longtemps. Bien que totalement étrangers au monde de la recherche scientifique, ils m'ont transmis des traits de caractère essentiels pour ce métier : la curiosité, l'ouverture d'esprit, l'amour du travail bien fait, la rigueur... Ils me sont indispensables.

*A tous, et pour tout ça
Merci, et chapeau bas !*

Table des matières

Résumés	3
Remerciements	7
Table des matières	9
Introduction	13
I Dynamique de l'aimantation sous champ dans des couches minces magnétiques	17
1 Paroi de domaine dans une structure ferromagnétique sans défauts de dimensions réduites	19
1.1 Aimantation dans un système ferromagnétique – Approche phénoménologique . . .	19
1.1.1 Aimantation locale	19
1.1.2 Domaines magnétiques	20
1.1.3 Paroi de domaine magnétique	21
1.2 Renversement de l'aimantation – Cas d'un film magnétique épais et infini	22
1.2.1 Nucléation de domaines thermiquement activée	23
1.2.2 Propagation d'une paroi dans un film magnétique sans défauts	24
1.2.3 Effets des défauts – Reptation (<i>creep</i>) d'une paroi de domaine faiblement piégée	24
1.2.4 Particularité d'un système de dimensions réduites : films ultraminces et nano-pistes	28
1.3 Paroi de Bloch dans une nano-piste magnétique	28
1.3.1 Conventions	28
1.3.2 Énergie d'un spin dans la paroi	28
1.3.3 Paroi au repos	29
1.4 Propagation sous champ d'une paroi de domaine dans un système parfait de dimensions réduites	30
1.4.1 Couple exercé sur l'aimantation locale dans la paroi	31
1.4.2 Stabilité de la paroi et seuil de Walker	32
1.4.3 Vitesse de propagation	32
1.4.4 Effet des dimensions réduites du système	34
1.4.5 Résultats expérimentaux existant dans la littérature	35
Résumé du chapitre	36

2	Renversement d'aimantation dans une jonction tunnel magnétique à anisotropie planaire	37
2.1	Les mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM)	37
2.1.1	Approche historique	37
2.1.2	Principe des MRAM	38
2.1.3	Contexte de cette étude	40
2.2	Propriétés magnétiques d'un empilement MRAM	40
2.2.1	Architecture de l'empilement	40
2.2.2	Caractérisation magnétique à température ambiante après dépôt	43
2.2.3	Effets d'un recuit à haute température sur les multicouches MRAM	44
2.3	Renversement de l'aimantation dans la couche douce de l'empilement	47
2.3.1	Profil géométrique de la barrière tunnel	48
2.3.2	Comportement magnétique de la couche douce de stockage	49
2.3.3	Conclusions concernant l'empilement MRAM étudié	56
	Résumé du chapitre	57
3	Films ultraminces Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire – Irradiation par des ions hélium	59
3.1	Les films ultraminces Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire	59
3.1.1	Préparation et caractéristiques structurales	59
3.1.2	Anisotropie magnétique	60
3.1.3	Cycle d'hystérésis	62
3.1.4	Grandeurs magnétiques caractéristiques	63
3.1.5	Propagation de parois sous champ magnétique	65
3.2	Irradiation à faible dose des films ultraminces Pt/Co/Pt par des ions légers He ⁺	70
3.2.1	Effets d'une irradiation par des ions He ⁺ d'énergie 30 keV	70
3.2.2	Propriétés magnétiques d'un film ultramine Pt/Co(0,5 nm)/Pt irradié sous une dose de $5 \cdot 10^{15}$ He ⁺ .cm ⁻² avec une énergie de 30 keV	74
3.3	Bilan – Avantages du système Pt/Co(0,5 nm)/Pt irradié	78
	Résumé du chapitre	79
II	Propagation de parois sous champ magnétique et courant électrique dans des nano-pistes magnétiques	81
4	Transfert de spin entre un courant électrique et une paroi de domaine magnétique	83
4.1	Effet d'un courant électrique sur l'aimantation d'un nano-système – Historique	83
4.1.1	Idées de base et premiers résultats sur des films magnétiques	83
4.1.2	Transfert de spin dans des nano-objets	84
4.2	Transfert de spin et dynamique de l'aimantation – Approche théorique	86
4.2.1	Vanne de spin traversée par un courant perpendiculaire (CPP)	87
4.2.2	Transfert de spin adiabatique dans une paroi de domaine magnétique	90
4.2.3	Validité de l'approche semi-classique	92
4.2.4	Validité de l'approche adiabatique – Transfert de spin non adiabatique	92
4.3	Propagation d'une paroi de domaine sous champ et courant dans une nano-piste magnétique	94
4.3.1	Approche analytique	94

4.3.2	État de l'art expérimental	97
	Résumé du chapitre	101
5	Nano-pistes magnétiques contactées et développement instrumental pour leur étude	103
5.1	Fabrication des nano-pistes magnétiques	103
5.1.1	Géométrie des nano-pistes	103
5.1.2	Lithographie et gravure	104
5.1.3	Connexions électriques et injection de courant	106
5.2	Magnétométrie Kerr polaire à haute résolution	111
5.2.1	Mesures magnétiques à l'échelle sub-micrométrique	111
5.2.2	Montage expérimental	112
5.2.3	Performances	115
5.2.4	Cycles d'hystérésis sur des nano-éléments uniques	117
5.2.5	Imagerie magnétique	119
5.2.6	Bilan	121
	Résumé du chapitre	122
6	Propagation de parois dans des nano-pistes sous champ magnétique et courant électrique	123
6.1	Propagation de parois sous champ dans des nano-pistes de Pt/Co/Pt irradié	123
6.1.1	Approche qualitative	123
6.1.2	Étude quantitative	126
6.2	Intérêt des nano-pistes de Pt/Co/Pt irradié pour la propagation de parois sous transfert de spin	130
6.3	Effet d'un courant électrique sur les parois de domaines dans des nano-pistes de Pt/Co/Pt irradié	130
6.3.1	Effet d'une impulsion de courant à champ magnétique nul sur l'aimantation d'une nano-piste de Pt / Co(0,5 nm) / Pt	131
6.3.2	Échauffement par effet Joule pendant l'impulsion de courant	134
6.3.3	Courant polarisé dans la couche de cobalt	138
6.3.4	Conclusions concernant le transfert de spin	147
	Résumé du chapitre	148
	Conclusions et perspectives	149
	Annexes	155
A	Mesures magnéto-optiques	157
A.1	Généralités sur la magnéto-optique	157
A.1.1	Effets magnéto-optiques	157
A.1.2	Configurations de mesure	157
A.1.3	Techniques de mesure expérimentales	158
A.2	Magnétométrie magnéto-optique Kerr avec un modulateur photo-élastique	158
A.3	Microscopie magnéto-optique Kerr polaire globale	162
A.3.1	Montage expérimental	162
A.3.2	Méthode expérimentale pour la mesure des déplacements de parois	162

B Formulaire	167
B.1 Constantes physiques fondamentales	167
B.2 Conversions d'unités	167
Références	169

Introduction

Introduction

Depuis les découvertes essentielles du couplage d'échange entre couches minces magnétiques et de la magnéto-résistance géante, dans les années 1980, l'étude des films minces magnétiques, de leurs empilements, et finalement de nanostructures définies dans ces systèmes, a donné lieu à de nombreux développements en termes de physique fondamentale, ainsi qu'à de nombreuses applications. Ainsi, les mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM), basées sur les propriétés de réseaux denses de petites cellules magnétiques, apparaissent comme des candidats très prometteurs pour les futures générations de mémoires informatiques non volatiles. Dans ces systèmes, les cellules magnétiques sont constituées de deux couches ferromagnétiques séparées par une mince couche isolante, dont les aimantations peuvent s'orienter parallèlement ou anti-parallèlement, définissant ainsi deux états magnétiques susceptibles de coder une information binaire.

Initialement, l'écriture d'un bit d'information, qui revient à agir de façon sélective sur l'aimantation d'une cellule particulière du réseau, était obtenue de façon matricielle, sous l'effet conjoint de champs magnétiques engendrés par deux lignes de courant croisées au voisinage de la cellule. Cependant, l'augmentation de la densité des réseaux MRAM adressés par champ magnétique conduit à des erreurs d'écriture.

Une autre approche possible pour écrire une information magnétique est l'utilisation d'un courant polarisé en spin, injecté directement dans l'élément mémoire à renverser. Il est notamment possible de manipuler ainsi une paroi de domaine magnétique dans une piste étroite. L'un des avantages majeurs de cette approche est l'adressage direct et individuel (et non plus sous forme matricielle) de chaque cellule mémoire à renverser.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une collaboration entre l'Université Paris-Sud et ALTIS Semiconductor, dont le but a été d'apporter un éclairage fondamental sur des sujets essentiels au développement industriel des MRAM. Dans ce contexte, le but initial de nos recherches était de comprendre le renversement de l'aimantation sous champ magnétique dans des empilements complexes destinés au développement de MRAM adressées matriciellement. Cependant, l'intérêt suscité par l'écriture sous courant polarisé en spin, approche nouvelle à l'époque, encore mal comprise, et nécessitant un apport solide en termes de physique fondamentale, a rapidement motivé la réorientation de notre sujet de recherche.

Nous nous sommes donc concentrés sur l'étude de la propagation de parois sous l'effet d'un champ magnétique, puis d'un courant électrique dans des nano-pistes magnétiques. Notre approche de ce sujet a été triple. Théoriquement, nous nous sommes penchés sur l'effet du confinement d'une paroi dans une structure de petites dimensions sur sa dynamique interne, à la base de sa propagation. Expérimentalement, nous nous sommes attachés à sélectionner un système modèle, optimisé du point de vue de la propagation de parois sous champ, et y avons testé l'effet d'impulsions de courant sur les parois de domaines. Enfin, d'un point de vue instrumental, nous avons

développé un magnétomètre particulièrement bien adapté à l'étude de structures magnétiques de très petites dimensions, du type de celles envisagées pour les applications MRAM.

Ce manuscrit s'organise en deux parties principales. Dans une première partie, nous décrivons la dynamique de l'aimantation sous champ dans des couches minces magnétiques, en nous attachant particulièrement au concept de paroi de domaine magnétique. Puis, dans une seconde partie, nous nous concentrons sur l'étude de la propagation de parois sous champ magnétique et courant électrique dans des nano-pistes magnétiques, qui constitue le but ultime de ce travail.

Partie I

Dynamique de l'aimantation sous champ dans des couches minces magnétiques

Chapitre 1

Paroi de domaine dans une structure ferromagnétique sans défauts de dimensions réduites

La compréhension et l'utilisation de la propagation des parois de domaines dans les matériaux ferromagnétiques ne sont pas des sujets nouveaux. Déjà, il y a une trentaine d'années, les mémoires à bulles magnétiques [1] utilisaient l'aimantation de petites zones d'un film ferromagnétique épais pour stocker de l'information, que l'on traitait en faisant se propager les parois de domaines délimitant ces zones. L'apparition à partir des années 1980 de techniques de dépôt en couches ultraminces, et de méthodes de nanostructuration permettant de réduire latéralement la taille des objets considérés, a cependant ouvert une nouvelle page dans ce domaine de la physique des systèmes magnétiques, et rendu possibles de nombreuses applications. En effet, la réduction des dimensions des objets magnétiques, jusqu'à des valeurs proches des longueurs caractéristiques intervenant dans les processus de base de l'aimantation, donne lieu à des effets particuliers, spécifiques des systèmes magnétiques de petite taille (voir par exemple [2]).

Dans la section 1.1, nous décrirons de façon générale l'aimantation dans les systèmes ferromagnétiques. Puis, dans la section 1.2, nous mettrons en exergue l'importance du concept de paroi de domaine pour le renversement de l'aimantation dans ces systèmes. Nous présenterons ensuite nos résultats analytiques concernant la structure (section 1.3) et la dynamique interne sous champ magnétique (section 1.4) d'une telle paroi dans une structure ferromagnétique de petites dimensions. Pour cela nous considérerons le cas particulier d'une paroi de Bloch (caractéristique des systèmes magnétiques à anisotropie perpendiculaire qui seront discutés à partir du chapitre 3), se propageant dans une piste de largeur nanométrique lithographiée dans un film ultramince (objet qui sera également largement étudié dans la suite de ce travail). Le domaine de validité et les limites de cette étude seront discutés au fil du texte.

1.1 Aimantation dans un système ferromagnétique – Approche phénoménologique

1.1.1 Aimantation locale

L'aimantation d'un système ferromagnétique est liée à l'alignement, à plus ou moins grande portée, des moments magnétiques associés aux atomes du système. Ces moments magnétiques comprennent une contribution orbitale et une contribution liée au spin des électrons. Cependant, dans les métaux de transition, auxquels appartiennent tous les matériaux qui seront traités dans ce travail, le moment magnétique orbital est très faible devant le moment magnétique de spin, qui

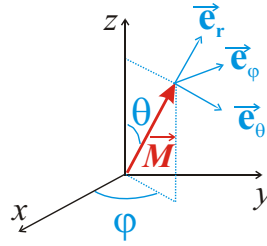


Fig. 1.1 : Coordonnées angulaires polaire, θ , et azimutale, φ , et système de coordonnées sphériques $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi)$ associé, définissant l'orientation de l'aimantation locale \vec{M} dans un repère cartésien.

résulte du remplissage partiel de la sous-couche électronique d . En pratique, nous assimilerons donc le moment magnétique d'un atome à son moment magnétique de spin.

Dans toute la suite, on désignera par $\vec{M}(x, y, z)$ l'aimantation locale au point de coordonnées (x, y, z) , c'est-à-dire le moment magnétique (vectoriel) par unité de volume au point considéré. \vec{M} est une grandeur locale, susceptible de fluctuer entre deux spins voisinsⁱ, et correspond à une moyenne thermodynamique. Si la moyenne spatiale de \vec{M} , prise sur l'ensemble du système magnétique considéré, est non nulle, ce système est dit aimanté. Si \vec{M} est uniforme dans tout le système, ce dernier est magnétiquement saturé. On choisit de repérer l'orientation de \vec{M} dans le système de coordonnées représenté Fig. 1.1.

1.1.2 Domaines magnétiques

L'aimantation d'un système ferromagnétique métallique est déterminée par quatre effets principauxⁱⁱ, auxquels sont associés quatre termes d'énergie magnétique pour un spin donné [3–5] :

- l'interaction d'échange, à relativement courte portée, qui dans un matériau ferromagnétique tend à aligner les spins entre eux à l'échelle microscopique :

$$E_A = A \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 + \left(\sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 \right]; \quad (1.1)$$

- l'anisotropie magnétique intrinsèque (d'origine magnéto-cristalline et de surface), qui tend à orienter chaque spin suivant un ou plusieurs axes privilégiés caractéristiques du système considéré (les axes dits de facile aimantation) ; en se limitant au terme du premier ordre :

$$E_{K_i} = K_i \sin^2 \theta; \quad (1.2)$$

i. Nous parlerons fréquemment de « spin » pour désigner en fait le « moment magnétique de spin ». En toute rigueur le « spin » désigne le moment *cinétique* de spin, qui est anti-parallèle au moment *magnétique* de spin. De même nous utiliserons généralement le terme « magnétique » là où nous devrions dire « ferromagnétique ». Nous espérons que ces légers abus de langage ne gêneront pas outre mesure la compréhension.

ii. Les matériaux qui nous intéresseront dans la suite ne présentant pas d'effets de magnéto-élasticité, magnétostriction, magnéto-électricité, etc. . . nous nous tiendrons aux quatre effets principaux décrits ci-dessus.

- les effets magnétostatiques, qui de façon analogue aux effets électrostatiques dans un diélectrique, tendent à limiter l’accumulation des « charges magnétiques », et rendent défavorable l’alignement des spins à grande échelle (ils sont également responsables de l’anisotropie magnétique de forme dans une nanostructure) :

$$E_d = -\frac{1}{2}\vec{M} \cdot \vec{H}_d = 2\pi M_s^2 (N_x \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + N_y \sin^2 \theta \sin^2 \varphi + N_z \cos^2 \theta); \quad (1.3)$$

- l’action d’un éventuel champ magnétique externe \vec{H} , qui tend à aligner les spins dans sa propre direction :

$$E_H = -\vec{M} \cdot \vec{H} = -M_s H \cos \theta. \quad (1.4)$$

Dans ces expressions, E_A désigne l’énergie d’échange, E_{K_i} l’énergie d’anisotropie intrinsèque, E_d l’énergie magnétostatique, et E_H l’énergie Zeeman associée au champ \vec{H} . M_s est l’aimantation à saturation, et A et K_i sont respectivement la raideur d’échange et la constante d’anisotropie intrinsèqueⁱ. \vec{H}_d est le champ démagnétisant, et N_x , N_y et N_z sont les facteurs démagnétisants du système considéréⁱⁱ.

L’orientation d’un spin donné dans le système est le fruit d’un compromis entre ces quatre effets, qui revient à la minimisation de l’énergie magnétique totale. Ainsi il est énergétiquement favorable que des spins voisins soient alignés (ce qui minimise l’énergie d’échange), et que cet alignement se fasse suivant un des axes de facile aimantation et/ou suivant le champ \vec{H} (ce qui minimise l’énergie d’anisotropie et/ou l’énergie Zeeman). Mais au-delà d’un certain degré d’alignement, l’énergie magnétostatique devient trop importante, et les spins vont avoir tendance (tout au moins en champ nul) à former une structure magnétique inhomogène, en domaines magnétiques. Dans ces domaines (dont la taille typique est de quelques microns), les spins sont alignés et définissent une direction moyenne d’aimantation, mais deux domaines voisins ont des directions d’aimantation différentes. Pour saturer magnétiquement le système, et donc compenser les effets magnétostatiques, il faut appliquer au système un champ magnétique suffisamment élevé, appelé champ de saturation.

1.1.3 Paroi de domaine magnétique

Dans le cas d’un matériau à anisotropie uniaxiale (un seul axe de facile aimantation), on peut symboliser par \uparrow et \downarrow les deux directions d’aimantation possibles (toutes deux parallèles à l’axe de facile aimantation, mais de sens opposés). On appelle paroi de domaine l’interface séparant deux domaines magnétiques voisins : il s’agit de la zone où se produit la transition entre une

i. Dans le cas où l’on considère un film magnétique uniforme à anisotropie perpendiculaire, on mesure une constante d’anisotropie effective : $K = K_i - 2\pi M_s^2$, qui prend en compte la constante d’anisotropie intrinsèque K_i et le champ démagnétisant du film magnétique, saturé perpendiculairement à son plan ($N_x^{\text{film}} = N_y^{\text{film}} = 0$ et $N_z^{\text{film}} = 1$).

ii. Dans le cas d’un ellipsoïde uniformément aimanté, le champ magnétostatique interne \vec{H}_d est proportionnel à l’aimantation suivant l’expression $\vec{H}_d = -4\pi \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \vec{M}$. Les facteurs démagnétisants N_x , N_y et N_z suivant les directions respectives x , y et z vérifient $N_x + N_y + N_z = 1$. Ces facteurs démagnétisants magnétostatiques sont difficiles à calculer dans le cas général [1, 6], mais ils peuvent être évalués pour des formes simples [6, 7].

aimantation locale \uparrow et une aimantation locale \downarrow .

La présence d'une paroi de domaine dans un système ferromagnétique résulte à nouveau d'un compromis entre les différents termes énergétiques évoqués ci-dessus. En effet, l'interaction d'échange s'oppose au désalignement des spins, et tend donc à étaler sur une distance infinie la transition d'un domaine magnétique à l'autre. L'anisotropie magnétique, et le cas échéant le champ magnétique externe, tendent pour leur part à maintenir les spins alignés dans une direction bien déterminée, et favorisent donc une transition brutale entre deux domaines \uparrow et \downarrow . Enfin, l'énergie magnétostatique, liée à la géométrie du système considérée, influence fortement la structure micromagnétique interne de la paroi, c'est-à-dire la façon dont l'aimantation locale \vec{M} « tourne » de l'orientation \uparrow à l'orientation \downarrow ou réciproquement. Il résulte de cette compétition entre termes énergétiques :

- une structure micromagnétique de paroi ;
- une largeur caractéristique optimale de paroi, Δ (qui vaut, pour une paroi de Bloch dans un film épais, $\Delta_{\text{Bloch}}^{\text{film épais}} = \sqrt{A/K_i}$), pour laquelle le coût en énergie de la paroi est minimal (dans la section 1.3, nous développerons le calcul de cette largeur caractéristique dans le cas particulier d'un film ultramince ou d'une nanostructure) ;
- une énergie par unité de longueur de paroi (qui vaut $4\sqrt{AK_i}$ dans les conditions précédentes), qui confère à la paroi une élasticité, tendant à minimiser sa longueur.

Bien que parfois négligée dans les calculs analytiques, la structure micromagnétique de la paroi est un paramètre clé, dans la mesure où elle peut influencer grandement la dynamique de l'aimantation. Alors que dans les films et nanostructures magnétiques à anisotropie perpendiculaire (axe facile normal au plan du film ou du dispositif) les parois sont exclusivement de type Bloch (la rotation des spins à travers la paroi se fait dans le plan de cette dernière – Fig. 1.2(a)), dans les systèmes à anisotropie planaire (axe facile dans le plan) la situation est tout autre. Ainsi dans des films infinis à anisotropie planaire on rencontre généralement des parois de Néel, alors que dans des pistes magnétiques étroites lithographiées dans de tels films on rencontre aussi fréquemment des parois vortex (Fig. 1.2(b)) [8]. Dans la suite de ce chapitre nous avons choisi de traiter essentiellement le cas d'une paroi de Bloch dans une piste magnétique à anisotropie perpendiculaire. Néanmoins on retrouvera aisément, par simple permutation des coordonnées, le cas d'une paroi de Néel dans une piste à anisotropie planaire. Les parois de type vortex présentent un comportement particulier, et ne peuvent être traitées par notre approche.

1.2 Renversement de l'aimantation – Cas d'un film magnétique épais et infini

Supposons un film magnétique à anisotropie uniaxiale, saturé par exemple dans un état \uparrow . Si ce système est soumis à un champ magnétique externe suffisantⁱ, favorable à un état \downarrow , son

i. Le champ coercitif, H_c , fixe l'ordre de grandeur du champ magnétique qui provoque le renversement de l'aimantation. Sa valeur, mesurée sur le cycle d'hystérésis du système considéré, résulte des différents processus mis en jeu dans le renversement (nucléation de domaines, propagation de parois, éventuellement rotation cohérente

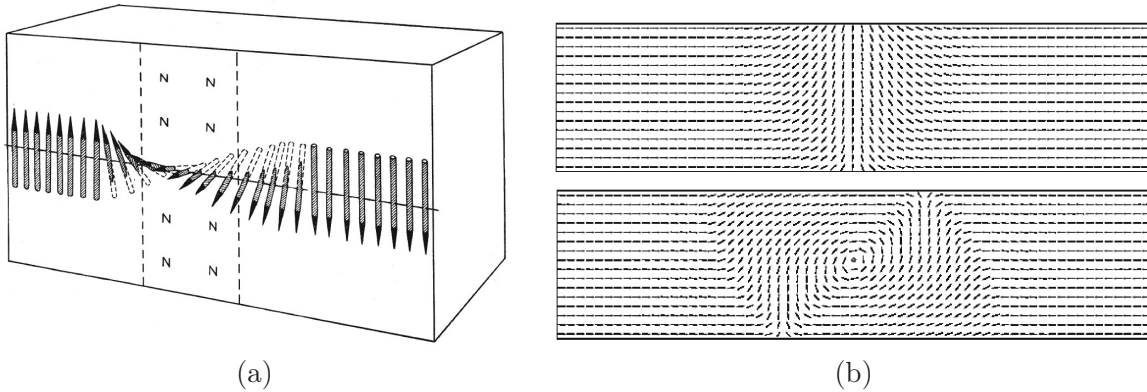


Fig. 1.2 : Différentes structures micromagnétiques de parois de domaines : (a) paroi de Bloch dans un milieu à anisotropie magnétique perpendiculaire [4]; (b) paroi de Néel (en haut) et paroi vortex (en bas) dans une nano-piste à anisotropie planaire [8].

aimantation va se renverser. Ce renversement d'aimantation peut *a priori* mettre en jeu deux processus principaux [9] : i) renversement cohérent, à l'unisson, de tous les spins du système de l'état \uparrow à l'état \downarrow ; ii) nucléation de domaines \downarrow , et croissance de ces domaines par propagation de leurs parois au détriment des domaines \uparrow . En pratique, le renversement par rotation cohérente des spins entraîne la création d'une énergie d'anisotropie élevée, et ne se produit que dans des nanostructures mono-domaine [10]. Dès que le système est suffisamment peu confiné pour pouvoir contenir plusieurs domaines, il lui est énergétiquement plus favorable de se renverser par un processus de nucléation de domaine (thermiquement activé, généralement au niveau d'un défaut ou d'une inhomogénéité du système) et propagation de paroi. Le concept de paroi de domaine est donc fondamental pour la compréhension du renversement de l'aimantation dans les systèmes magnétiquesⁱ.

1.2.1 Nucléation de domaines thermiquement activée

Le taux de nucléation, n , est proportionnel à la probabilité de renversement d'un volume d'activation élémentaire, V_{act}^n [11, 12], qui dépend bien entendu de la structure interne du film [9, 13] :

$$n = n_0 \exp \left[\frac{2M_s V_{\text{act}}^n}{k_B T} (H - H_{\text{nucl}}) \right], \quad (1.5)$$

où k_B est la constante de Boltzmann et T la température. H_{nucl} est le champ critique de nucléation, qui fixe la limite haute du régime thermiquement activé. Il est généralement légèrement supérieur au champ coercitif, la différence entre eux dépendant uniquement de la dynamique du renversement [9]. $(H - H_{\text{nucl}})$ reflète donc indirectement la différence entre le champ appliqué et le champ coercitif. n_0 est le taux de nucléation limite atteint pour $H = H_{\text{nucl}}$.

des spins...), et dépend fortement de sa dynamique.

i. Pour plus de détails on pourra se reporter à de nombreux ouvrages et articles spécialisés, notamment [3, 4, 9].

On notera que la nucléation thermiquement activée est bien souvent le processus qui limite l'étude de la propagation des parois sous fort champ magnétique [12, 14].

1.2.2 Propagation d'une paroi dans un film magnétique sans défauts

Dans un film sans défauts, la vitesse v de propagation des parois est déterminée par la dynamique intrinsèque micromagnétique des spins dans la paroi [1, 15, 16]. Cette dynamique découle de deux processus :

- la précession autour du champ magnétique effectif \vec{H}_{eff} ressenti par le spin en question, initialement proposée par Landau et Lifshitz [17] (ce champ inclut le champ magnétique externe \vec{H} , le champ démagnétisant, le champ d'échange et le champ d'anisotropie) ;
- les effets dissipatifs introduits par Gilbert [18].

Ces deux processus sont décrits dans l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), que nous écrivons ici en termes d'aimantation locale \vec{M} :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{H}_{\text{eff}} \wedge \vec{M} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \wedge \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}, \quad (1.6)$$

où γ représente le rapport gyromagnétique (considéré ici comme positif), et α le paramètre phénoménologique d'amortissement de Gilbert.

L'analyse de la dynamique de l'aimantation dans la paroi, à partir de l'équation (1.6), mène à l'évaluation de la loi de vitesse de propagation de la paroi, v , en fonction du champ magnétique appliqué [1, 15, 16] (Fig. 1.3). Trois régimes, correspondant à trois gammes de champ magnétique H , sont à distinguer. Pour de faibles valeurs de H , v varie linéairement avec H (propagation « visqueuse », *i. e.* $v = \mu H$, où $\mu = \gamma \Delta / \alpha$ est la mobilité de la paroi), et ce jusqu'au champ seuil de Walker, H_W (qui, pour une paroi de Bloch dans un film magnétique épais, vaut $H_W = 2\pi\alpha M_s$). Au-delà de ce champ seuil, la vitesse moyenne de la paroi décroît, puis pour des valeurs de H plus élevées, recommence à croître avec H dans un second régime de propagation visqueuse, avec une mobilité moyenne réduite, $\bar{\mu} = \gamma \Delta \alpha / (1 + \alpha^2)$.

Dans la section 1.4, nous expliciterons le calcul menant à ces résultats, dans le cas particulier d'un film ultramine ou d'une nanostructure sans défauts.

1.2.3 Effets des défauts – Reptation (*creep*) d'une paroi de domaine faiblement piégée

En pratique, la propagation d'une paroi de domaine magnétique dans un film magnétique « réel », ne peut jamais être parfaitement décrite à partir de sa dynamique intrinsèque micromagnétique, comme il a été fait ci-dessus. En effet, la paroi est localement perturbée lors de son déplacement par les défauts du système dans lequel elle se propage [9]. Sa propagation effective est donc un compromis entre sa dynamique intrinsèque et l'effet des défauts.

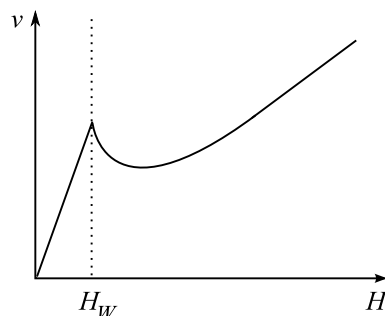


Fig. 1.3 : Loi de vitesse de propagation, v , d'une paroi de domaine magnétique dans un milieu sans défauts, sous l'effet d'un champ magnétique externe, H [1, 15, 16]. H_W désigne le champ seuil de Walker, qui limite le régime de propagation visqueuse sous faible champ.

1.2.3.1 Défauts extrinsèques et intrinsèques

À ce point de la discussion, il semble nécessaire de préciser ce que l'on entend par « défauts ». On distingue en effet :

- les défauts dits *extrinsèques*, qui sont macro- ou mésoscopiques, généralement liés à une impureté ou à une discontinuité du film magnétique (bord de l'échantillon, trou dans le film, rayure ou dommage lié à la manipulation de l'échantillon...), dont la densité est faible (environ un par millimètre carré pour les meilleurs échantillons), et le potentiel de piégeage fort ;
- les défauts dits *intrinsèques*, qui résultent de la structure du film à l'échelle nanométrique [9] (frontières entre les cristallites, fluctuations locales de l'anisotropie magnétique ou de l'interaction d'échange, rugosité d'interface...), qui sont potentiellement présents en tout point de l'échantillon, et dont le potentiel de piégeage est faible.

Généralement, un défaut extrinsèque joue le rôle soit de centre de nucléation d'un domaine magnétique renversé, soit de point d'ancrage fort pour une paroi se propageant dans le film [9]. Cependant, ces effets peuvent difficilement être décrits de façon générale, dans la mesure où ils dépendent essentiellement de la nature du défaut. Par contre, la propagation d'une paroi de domaine dans un milieu comportant une certaine densité de défauts intrinsèques, responsables d'un piégeage faible de la paroi, peut être traitée dans le cadre des théories générales décrivant la propagation, sous l'effet d'une force d'entraînement, f , d'une interface élastique dans un milieu faiblement désordonné.

1.2.3.2 Interface élastique de dimension D - 1 dans un milieu faiblement désordonné de dimension D

Quatre facteurs essentiels déterminent le comportement de l'interface élastique [19, 20] :

- le réseau de défauts intrinsèques du système, sur lesquels vient « s'accrocher » l'interface,
- l'élasticité de l'interface, qui tend à « lisser » cette dernière, et impose une longueur critique, L_c , en-dessous de laquelle un segment d'interface doit rester rectiligne,

- la température, qui contribue à diminuer l'énergie de piégeage, et active donc le dépiégeage de l'interface,
- la force d'entraînement, f , qui tend à dépiéger l'interface et à la faire avancer.

Ainsi, l'interface statique se comporte comme un ensemble de petits segments indéformables de longueur L_c (que l'on peut comparer à une chaîne d'arpenteur), indépendants les uns des autres. A une échelle plus grande que L_c , l'énergie de piégeage l'emporte sur l'énergie élastique, et l'interface peut adapter sa forme au réseau de sites de piégeage de l'échantillon. A plus petite échelle, l'énergie élastique l'emporte sur l'énergie de piégeage, et empêche la déformation locale de l'interface. L_c est la longueur caractéristique du piégeage collectif. Dans le cas d'un réseau de vortex dans un supraconducteur de type II, elle porte le nom de longueur de Larkin-Ovchinnikov. Elle est d'autant plus grande que l'interface est élastique, et que le piégeage est faible, et fixe l'échelle de longueur en-dessous de laquelle le potentiel de piégeage associé aux défauts n'est plus pertinent pour l'interface.

Considérons maintenant la dynamique de l'interface. A température nulle, l'interface reste piégée, et ne se propage donc pas, tant que la force d'entraînement, f , reste inférieure à une force $f_{\text{dép}}$, à laquelle se produit une transition critique de dépiégeage [21]. A une température T finie non nulle, le dépiégeage est facilité par l'activation thermique, ce qui résulte en un étalement de la transition de dépiégeage [20]. Dans ce dernier cas, une vitesse finie non nulle, v , est attendue dès qu'une force d'entraînement f non nulle est appliquée (Fig. 1.4). Ceci est vrai même si $f \ll f_{\text{dép}}$, auquel cas le mouvement lent – thermiquement activé – de l'interface est connu sous le nom de mouvement de reptation (*creep*) [19, 21–23] : l'interface se propage de façon discrète, par sauts entre les sites de piégeage successifs. Ce mouvement est décrit par la relation [21, 24] :

$$v = v_0 \exp \left[- \left(\frac{T_{\text{dép}}}{T} \right) \left(\frac{f_{\text{dép}}}{f} \right)^\eta \right], \quad (1.7)$$

où η est un exposant dynamique universel, qui vaut 1/4 dans le cas d'une interface 1D en mouvement dans un milieu 2D avec un faible désordre aléatoire [19, 21], et v_0 est un préfacteur numérique [21]. La température de dépiégeage, $T_{\text{dép}}$, vaut U_C/k_B , où U_C traduit la hauteur de la barrière d'énergie responsable du piégeage par le désordre. Dans la situation inverse, lorsque f est suffisamment grande devant $f_{\text{dép}}$, le potentiel de piégeage associé au désordre n'est plus pertinent, et l'interface se propage selon un mouvement de flot visqueux ($v \propto f$, voir Fig. 1.4), limité uniquement par la dissipation [21].

1.2.3.3 Propagation d'une paroi de domaine magnétique 1D dans un milieu 2D en présence de défauts

Une paroi de domaine magnétique se propageant sous l'effet d'un champ magnétique, H , peut être considérée comme une interface élastiqueⁱ. Dans ce cas, H joue le rôle de la force d'entraînement, f . Ainsi, la loi de vitesse de propagation de la paroi en fonction du champ magnétique a la forme

i. Comme évoqué plus haut, l'élasticité de la paroi provient du terme lié à l'échange dans l'énergie magnétique. Dans le système Pt/Co/Pt qui sera décrit dans les chapitres suivants, la longueur caractéristique du piégeage collectif, L_c , est de l'ordre d'une ou de quelques dizaine(s) de nanomètres [24].

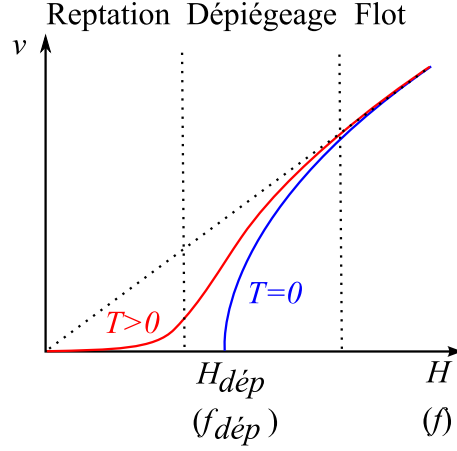


Fig. 1.4 : Variation théorique de la vitesse de propagation, v , d'une paroi de domaine (d'une interface élastique) 1D dans un milieu 2D faiblement désordonné, sous l'effet d'un champ magnétique, H (d'une force d'entraînement, f), à température nulle et à température finie non nulle, T . Les régimes de reptation, de dépiégeage et de flot sont indiqués.

esquissée Fig. 1.4, et l'équation (1.7) décrivant le régime de reptation peut être réécrite sous la forme, valable à très faible champ :

$$v = v_0 \exp \left[- \left(\frac{T_{\text{dép}}}{T} \right) \left(\frac{H_{\text{dép}}}{H} \right)^\eta \right]. \quad (1.8)$$

Dans cette expression, $H_{\text{dép}}$ est le champ de dépiégeage, et η vaut $1/4$ pour une paroi quasi-1D faiblement piégée, en mouvement dans un milieu quasi-2Dⁱ [19, 21, 26]. La propagation de la paroi se fait alors par sauts de Barkhausen entre des sites de piégeage voisins. Lorsque H est suffisamment grand, le piégeage n'est plus pertinent, et on retrouve le régime de propagation de paroi prévu dans le cas d'un film magnétique sans défauts, limité uniquement par la dissipation.

Ainsi, il faut garder à l'esprit qu'en présence de défauts, la dynamique intrinsèque micromagnétique d'une paroi de domaine ne peut être étudiée que lorsque l'effet des défauts devient négligeable, c'est-à-dire suffisamment au-dessus du seuil de dépiégeage. En-dessous de ce seuil, les effets de piégeage peuvent masquer en partie des caractères essentiels des processus étudiés. Nous donnerons au chapitre 3 un exemple d'une telle situation.

Nous n'avons pas discuté ici le cas particulier des effets de bord qui peuvent survenir à cause de la nanostructuration dans des systèmes de dimensions réduites. Suivant les cas, ces effets sont à même de perturber [27, 28] ou au contraire d'améliorer [29, 30] la propagation de paroi.

i. C'est précisément le cas dans les films ultraminces Pt/Co/Pt à anisotropie magnétique perpendiculaire [9, 24–26], qui seront décrits en détail dans les chapitres 3 et 6.

1.2.4 Particularité d'un système de dimensions réduites : films ultraminces et nano-pistes

La largeur caractéristique de paroi, Δ , peut aller suivant les systèmes de quelques nanomètres à une centaine de nanomètres. Dans un milieu magnétique quasi-infini, une paroi paraît donc extrêmement fine, et peut être avantageusement modélisée par une interface d'épaisseur nulle. Ce n'est plus le cas dans un film ultramince ou une piste de largeur nanométrique, où une au moins des dimensions du système peut être comparable ou inférieure à Δ . Dans ce cas il faut considérer la paroi, non plus comme une interface à une dimension, mais comme un objet magnétique à part entière, à trois dimensions. Une telle paroi est, comme tout objet magnétique, soumise aux effets magnétostatiques qui dépendent essentiellement de son rapport d'aspect, et peuvent perturber sa structure interne. Bien que ces effets magnétostatiques dans la paroi soient naturellement pris en compte dans les simulations numériques, ils sont rarement discutés dans les traitements analytiques [31, 32]. Nous avons montré qu'ils entraînent des effets de confinement, qui sont fonction des dimensions du système par rapport à Δ , et qui doivent être pris en compte lorsque l'on s'intéresse à la dynamique de paroi dans des nanostructures [33]. Ces résultats sont développés dans les deux sections suivantes.

1.3 Paroi de Bloch dans une nano-piste magnétique

1.3.1 Conventions

Nous nous intéressons à l'évolution spatiale de l'aimantation locale \vec{M} , dont l'orientation est décrite comme schématisé Fig. 1.1, à l'intérieur d'une paroi de Bloch dans une piste magnétique fine et étroite à anisotropie magnétique perpendiculaire, schématisée Fig. 1.5(a). La longueur de cette piste est supposée infinie, et orientée suivant y . La paroi de largeur caractéristique Δ se situe dans le plan (x, z) . Le système de coordonnées schématisé Fig. 1.5(b) permet d'adapter les calculs qui suivent au cas d'une paroi de Néel transverse dans un milieu à anisotropie magnétique planaire, pour laquelle les processus mis en jeu et les paramètres pertinents sont les mêmes. Les calculs qui suivent sont largement inspirés des traitements analytiques historiques des parois de domaines [1, 15, 16], portant sur des films magnétiques épais et infinis. A l'inverse de la plupart des travaux précédents, notre traitement tient compte explicitement de la géométrie du système magnétique considéré [32, 33].

1.3.2 Énergie d'un spin dans la paroi

L'énergie magnétique d'un spin donné dans la paroi peut s'écrire sous la forme suivante [3, 4] :

$$E = E_A + E_{K_i} + E_d + E_H. \quad (1.9)$$

E_A , E_{K_i} , E_d et E_H vérifient respectivement les expressions (1.1) à (1.4). Cependant, nous nous plaçons ici dans une paroi de domaine magnétique. Dans ce cas, l'énergie magnétostatique E_d à prendre en compte est l'énergie magnétostatique au sein de la paroi, et les facteurs démagnétisants N_x , N_y et N_z qui apparaissent dans l'expression de E_d sont les facteurs démagnétisants de la paroi. Dans les calculs originaux [1, 15, 16], ces facteurs démagnétisants n'apparaissent pas. En effet dans le cas d'un film magnétique infini et épais (cas pour lequel les calculs [1, 15, 16] sont pertinents) on peut raisonnablement supposer que la largeur de la paroi est petite devant

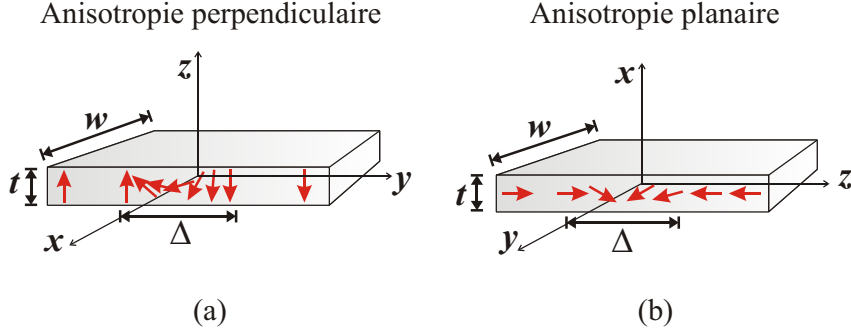


Fig. 1.5 : (a) Schéma d'une paroi de Bloch à 180° dans une piste de largeur w et d'épaisseur t présentant une anisotropie magnétique perpendiculaire. (b) Système de coordonnées permettant d'adapter les calculs au cas d'une piste présentant une anisotropie magnétique planaire. Δ représente la largeur caractéristique de la paroi. z est défini comme l'axe de facile aimantation de la piste magnétique dans les deux cas.

les autres dimensions du système, et que par conséquent $N_y = 1$ et $N_x = N_z = 0$. Ce n'est plus le cas pour une nanostructure [33].

1.3.3 Paroi au repos

Le profil de la paroi au repos (i.e. pour $H = 0$) vérifie, pour chacun de ses spins, la condition d'équilibre thermodynamique suivante :

$$\frac{\delta E}{\delta \theta} = \frac{\delta E}{\delta \varphi} = 0, \quad (1.10)$$

où les différentielles sont prises au sens de dérivées fonctionnelles. Ceci se traduit par les deux équations :

$$\begin{aligned} \frac{\delta E}{\delta \theta} &= -2A \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + A \sin 2\theta \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 + K_i \sin 2\theta \\ &+ 2\pi M_s^2 (N_x \sin 2\theta \cos^2 \varphi + N_y \sin 2\theta \sin^2 \varphi - N_z \sin 2\theta) = 0, \end{aligned} \quad (1.11a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\delta E}{\delta \varphi} &= -2A \sin^2 \theta \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - 2A \sin 2\theta \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \\ &+ 2\pi M_s^2 (-N_x \sin^2 \theta \sin 2\varphi + N_y \sin^2 \theta \sin 2\varphi) = 0. \end{aligned} \quad (1.11b)$$

L'interaction d'échange tend à favoriser un état d'équilibre tel que l'angle φ est uniforme, et nous supposons donc $\partial \varphi / \partial y = 0$. Il vient alors :

$$-2A \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \left[K_i + 2\pi M_s^2 (N_x \cos^2 \varphi + N_y \sin^2 \varphi - N_z) \right] \sin 2\theta = 0, \quad (1.12a)$$

$$(N_y - N_x) \sin 2\varphi = 0, \quad (1.12b)$$

Une solution possible de l'équation (1.12a) est le profil de paroi suivant [1, 15, 16] :

$$\theta(y) = 2 \arctan\left(e^{\frac{y-y_0}{\Delta}}\right), \quad (1.13)$$

où y_0 est la position du centre de la paroi (où $\theta = \frac{\pi}{2}$), et où la largeur caractéristique Δ de la paroiⁱ est donnée par [33] :

$$\Delta = \sqrt{\frac{A}{K_i + 2\pi M_s^2(N_x \cos^2 \varphi + N_y \sin^2 \varphi - N_z)}}. \quad (1.14)$$

Dans le cas le plus général où $N_y \neq N_x$, l'équation (1.12b) implique par ailleurs que φ soit égal à un nombre entier de fois $\pi/2$. Pour $\varphi = 0$ ou π , on a une paroi de Bloch « idéale »ⁱⁱ avec $\Delta_{\text{Bloch}} = \sqrt{A/[K_i + 2\pi M_s^2(N_x - N_z)]}$. Pour un film ultramince infini ($N_x = 0$), cette largeur de paroi de Bloch devient :

$$\Delta_{\text{Bloch}}^{\text{film mince}} = \sqrt{\frac{A}{K_i - 2\pi M_s^2 N_z}} = \sqrt{\frac{A}{K + 2\pi M_s^2 N_y}}, \quad (1.15)$$

que l'on peut comparer avec la largeur de paroi caractéristique d'une paroi de Bloch au repos dans un film magnétique épais et infini ($N_x = N_z = 0$), soit $\Delta_{\text{Bloch}}^{\text{film épais}} = \sqrt{A/K_i}$ [16]. On notera que nos expressions des largeurs de parois de Bloch font intervenir les facteurs démagnétisants de la paroi correspondant aux directions dans lesquelles le système a des dimensions réduites : N_x suivant la largeur de la piste, et N_z suivant l'épaisseur du film. La largeur de la paroi est donc directement influencée par la géométrie du système magnétique considéré [33].

Ces résultats concernent une paroi au repos, c'est-à-dire sous champ nul. La principale conséquence de l'application d'un champ magnétique \vec{H} suivant l'axe d'anisotropie du système est, comme nous le développerons dans la section suivante, de faire varier l'angle φ qui décrit la désorientation des spins par rapport au plan de la paroi. \vec{H} est donc *a priori* à même de modifier la largeur caractéristique Δ de la paroi, qui, malheureusement, ne peut être déterminée analytiquement sous champ. Cependant, tant que H reste petit devant le champ d'anisotropie, H_K , ses effets ne doivent pas affecter de façon importante la structure micromagnétique de la paroi, et donc sa largeur, qui restent dominées par les effets d'anisotropie magnétique.

1.4 Propagation sous champ d'une paroi de domaine dans un système parfait de dimensions réduites

Nous analysons ici la dynamique interne d'une paroi de Bloch se propageant sous l'effet d'un champ magnétique \vec{H} appliqué suivant l'axe facile z , dans le cas particulier d'une piste magnétique fine et étroite supposée sans défauts. Là encore, les calculs se basent sur les travaux originaux concernant des films magnétiques épais et infinis [1, 15, 16], mais prennent en compte

i. Suivant les auteurs, d'autres définitions peuvent être employées pour la largeur de paroi. On en trouvera une comparaison dans [34].

ii. Les deux valeurs 0 et π possibles pour φ correspondent aux deux chiralités possibles pour la paroi. Les cas $\varphi = \pi/2$ et $\varphi = 3\pi/2$ correspondent aux parois de Néel.

les effets de confinement de la paroi dans un système de petites dimensions. Ceci conduit notamment à une moindre stabilité de la paroi sous champ, que nous avons été les premiers à évoquer [33].

1.4.1 Couple exercé sur l'aimantation locale dans la paroi

D'après le théorème du moment cinétique, les composantes Γ_θ et Γ_φ du couple résultant ressenti par \vec{M} sont reliées aux vitesses angulaires de précession $\dot{\theta}$ et $\dot{\varphi}$ par les relations :

$$\dot{\theta} = \frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{\gamma}{M_S} \Gamma_\theta, \quad (1.16a)$$

$$\dot{\varphi} = \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{\gamma}{M_S} \Gamma_\varphi. \quad (1.16b)$$

Les différentes contributions à prendre en considération dans ces couples sontⁱ :

– le couple exercé par le champ magnétique externe \vec{H} :

$$\vec{\Gamma}_H = \vec{M} \wedge \vec{H}; \quad (1.17)$$

– le couple exercé par le champ démagnétisant \vec{H}_d dans la paroi :

$$\vec{\Gamma}_{H_d} = \vec{M} \wedge \vec{H}_d; \quad (1.18)$$

– le couple exercé par le champ d'amortissement équivalent $\vec{H}_\alpha = \frac{-\alpha}{\gamma M_S} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$:

$$\vec{\Gamma}_{H_\alpha} = \vec{M} \wedge \vec{H}_\alpha. \quad (1.19)$$

Dans le système de coordonnées sphériques $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi)$ ⁱⁱ :

$$\vec{\Gamma}_H = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -M_S H \sin \theta \end{pmatrix}, \quad (1.20a)$$

$$\vec{\Gamma}_{H_d} = 4\pi M_S^2 \begin{pmatrix} 0 \\ (N_y - N_x) \sin \theta \sin \varphi \cos \varphi \\ \sin \theta \cos \theta [N_z - N_y \sin^2 \varphi - N_x \cos^2 \varphi] \end{pmatrix}, \quad (1.20b)$$

$$\vec{\Gamma}_{H_\alpha} = \frac{\alpha M_S}{\gamma} \begin{pmatrix} 0 \\ \dot{\varphi} \sin \theta \\ -\dot{\theta} \end{pmatrix}. \quad (1.20c)$$

i. Les couples exercés par les champs d'échange et d'anisotropie se compensent mutuellement, et ne sont donc pas inclus dans le calcul du couple moteur exercé sur la paroi. Ils fixent le profil de la paroi au repos, considéré comme inchangé lors de la propagation.

ii. Les expressions des couples données dans les équations (1.20a), (1.20b) et (1.20c) sont obtenues grâce au changement de base $\vec{\Gamma}_{r,\theta,\varphi} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi & \sin \theta \sin \varphi & \cos \theta \\ \cos \theta \cos \varphi & \cos \theta \sin \varphi & -\sin \theta \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \end{pmatrix} \vec{\Gamma}_{x,y,z}$.

On en déduit les expressions de Γ_θ et Γ_φ :

$$\Gamma_\theta = 4\pi M_S^2(N_y - N_x) \sin \theta \sin \varphi \cos \varphi + \frac{\alpha M_S}{\gamma} \dot{\varphi} \sin \theta, \quad (1.21a)$$

$$\Gamma_\varphi = -M_S H \sin \theta - \frac{\alpha M_S}{\gamma} \dot{\theta} + 4\pi M_S^2 \sin \theta \cos \theta [N_z - N_y \sin^2 \varphi - N_x \cos^2 \varphi]. \quad (1.21b)$$

1.4.2 Stabilité de la paroi et seuil de Walker

Considérons tout d'abord un régime de propagation stationnaire, dans lequel chaque spin garde constante dans le temps son orientation azimutale φ lors de la propagation de la paroi : $\dot{\varphi} = 0$. Ceci implique que Γ_φ (équation (1.21b)) soit nul, ce qui se traduit pour $\theta = \pi/2$ (c'est-à-dire au centre de la paroi, où Γ_φ admet un extrémum) par la relation :

$$\sin 2\varphi = \frac{H}{2\pi\alpha M_s(N_y - N_x)}, \quad (1.22)$$

où l'on a utilisé les équations (1.16a) et (1.21). Cette équation est valide uniquement si la condition suivante est vérifiée :

$$|H| \leq H_W, \quad (1.23)$$

où l'on définit le champ seuil de Walker, H_W , par [33] :

$$H_W = 2\pi\alpha M_s |N_y - N_x|. \quad (1.24)$$

L'équation (1.23) fixe une limite sur l'intensité du champ magnétique appliqué, au delà de laquelle la propagation stationnaire n'est plus possible : au-dessus du seuil H_W , la condition de stabilité $\dot{\varphi} = 0$ ne tient plus, et la propagation ne peut plus se faire à φ constant. On peut voir dans ces expressions que la grandeur sous-jacente qui gouverne la stabilité de la paroi est le champ magnétostatique dans la paroi, ce qui rend la propagation et le seuil de Walker dépendants de la géométrie de cette dernière. Notamment en régime stationnaire ($\dot{\varphi}=0$), la seule composante non nulle du couple d'amortissement est la composante suivant φ , qui est proportionnelle au taux de variation de θ et dépend uniquement du champ démagnétisant.

Les effets du confinement de la paroi dans une nano-piste se traduisent dans l'expression du champ seuil de Walker (équation (1.24)) par un facteur géométrique $|N_y - N_x|$, absent dans l'expression originelle obtenue par Schryer et Walker [16]. Ce facteur correctif n'avait pas été introduit explicitement jusqu'à présent dans les descriptions analytiques de la dynamique des paroisⁱ. Il tend vers 1 dans le cas standard d'un film magnétique épais et infini, mais peut être fortement diminué dans un système de dimensions réduites [33].

1.4.3 Vitesse de propagation

Dans un milieu sans défauts, comme supposé ici, on s'attend à ce que la vitesse de propagation v de la paroi, consécutive à l'application d'un champ magnétique H , soit, à l'issue d'un éventuel

i. Un calcul antérieur [35] montrait, par une approche légèrement différente, une réduction de la vitesse de propagation au seuil de Walker, du fait du confinement de la paroi en épaisseur dans un film ultramince Au/Co/Au. Ce résultat est qualitativement en accord avec les nôtres, même s'il n'y a pas d'accord quantitatif parfait.

régime transitoire, proportionnelle à H (propagation visqueuse).

La vitesse de propagation v est liée à la façon dont un spin donné dans la paroi s'aligne suivant le champ magnétique externe, c'est-à-dire au taux de variation de l'angle θ , et au couple résultant Γ_θ (équation (1.21a)). Ainsi, si l'on suppose que la paroi conserve le profil en θ d'une paroi de Bloch (équation (1.13)) lors de sa propagation, la vitesse v s'écritⁱ : $v = -(\Delta/\sin\theta)\dot{\theta}$. D'après les équations (1.16a) et (1.21a), en régime stationnaire ($\dot{\varphi} = 0$), $\dot{\theta}$ vaut simplement $-\gamma \times 4\pi M_S(N_y - N_x) \sin\theta \sin\varphi \cos\varphi$. En se plaçant à nouveau au centre de la paroi ($\theta = \pi/2$), et en utilisant l'équation (1.22), on obtient l'expression de la vitesse de paroi dans le régime stationnaire, identique à celle obtenue dans la cadre de la théorie de Walker [16] :

$$v_{\text{stationnaire}} = \frac{\gamma\Delta}{\alpha}H. \quad (1.25)$$

Si maintenant $|H| \gg 2\pi\alpha M_s|N_y - N_x|$, on peut raisonnablement supposer que l'effet du champ \vec{H} est dominant, et que l'aimantation locale précesse à vitesse angulaire constante autour de \vec{H} . Dans ce cas on peut notamment considérer comme nulle la valeur moyenne temporelle de $\sin 2\varphi(y_0, t)$. En moyennant les équations (1.21a) et (1.21b) sur une période de précession en φ , et en utilisant l'équation (1.16), on obtient la vitesse moyenne de la paroi très au-dessus du seuil de Walker (évaluée comme d'habitude en $\theta = \pi/2$) :

$$\bar{v}_{\text{précessionnelle}} = \gamma\Delta \frac{\alpha}{1 + \alpha^2}H. \quad (1.26)$$

Là encore on retrouve le régime usuel de propagation à haut champ pour une paroi de Bloch à 180° [1, 15, 16]. La vitesse moyenne de la paroi redevient linéaire en champ pour des valeurs élevées du champ externe, mais avec une mobilité diminuée par rapport au régime stationnaire. Les deux régimes de propagation visqueuse sont schématisés Fig. 1.6.

Il est relativement facile de comprendre qualitativement, dans un modèle à une dimension comme présenté ici, le mécanisme de base de la propagation de paroi. Lorsqu'un champ magnétique externe \vec{H} est appliqué suivant l'axe d'anisotropie du système, \vec{M} commence un mouvement de précession en φ , et se désoriente par rapport à sa direction d'équilibre au repos, du fait du couple Zeeman exercé par le champ externe (équation (1.20a)). La composante de \vec{M} qui apparaît de ce fait en dehors du plan (x, z) de la paroi provoque l'apparition de charges magnétiques. La composante suivant θ du couple exercé par le champ magnétostatique ainsi généré (équation (1.20b)) provoque alors une précession supplémentaire des spins autour du champ démagnétisant \vec{H}_d , qui tend à faire avancer la paroi. Cependant, les composantes en φ des couples d'amortissement et de champ démagnétisant (équations (1.20b) et (1.20c)) suffisent rapidement à « geler » la précession en φ en compensant le couple Zeeman. φ prend alors une valeur d'équilibre sous champ et le régime stationnaire est atteint. Au seuil de Walker, l'équilibre qui existe entre les couples d'amortissement et de champ démagnétisant d'une part, et le couple Zeeman d'autre part, permettant à φ de conserver une valeur constante, est rompu. La paroi atteint sa vitesse maximale dans le régime stationnaire pour $\varphi = \pi/4$. Au-delà du seuil de Walker, φ ne se stabilise plus sous champ, et l'aimantation précesse en continu autour de \vec{H} . Le mouvement de la paroi devient oscillatoire,

i. L'hypothèse d'une paroi rigide, qui se propage en conservant son profil en θ , peut se traduire par une relation du type : $\theta(y^* + v\delta t, t + \delta t) = \theta(y^*, t)$, où y^* décrit une position quelconque dans la paroi. Ceci implique : $v \times (\partial\theta/\partial y) + (\partial\theta/\partial t) = 0$. Par suite $v = -\dot{\theta}/(\partial\theta/\partial y)$, ce qui donne pour une paroi de Bloch (équation (1.13)) : $v = -(\Delta/\sin\theta)\dot{\theta}$.

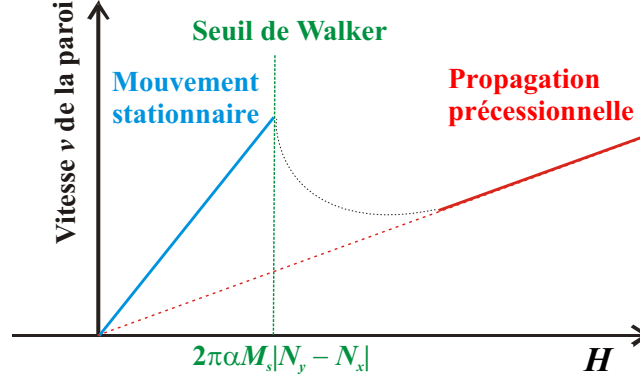


Fig. 1.6 : Loi de vitesse de propagation sous champ d'une paroi de domaine à 180° , en fonction du champ magnétique externe H appliqué, dans une nano-piste magnétique. Ce schéma montre les deux régimes linéaires de vitesse, en-dessous et très au-dessus du seuil de Walker. La ligne courbe pointillée correspondant au régime intermédiaire non linéaire est un guide pour le regard.

à cause du caractère périodique du couple en θ par rapport à l'angle φ (équation (1.21a)). S'il n'y avait pas d'amortissement, la paroi se déplacerait alors d'avant en arrière autour de sa position initiale, et son déplacement moyen serait nul. Grâce à l'amortissement (qui se traduit par le terme en α dans l'expression de Γ_θ), la paroi avance plus qu'elle ne recule, ce qui se traduit par un déplacement moyen positif pendant une période, et donc par une vitesse moyenne non nulle.

1.4.4 Effet des dimensions réduites du système

Comme nous l'avons vu, contrairement au cas d'un film magnétique épais et infini, toutes les composantes du champ démagnétisant interne à la paroi doivent être prises en compte pour décrire le seuil de Walker dans un système dont les dimensions sont comparables ou inférieures à la largeur caractéristique Δ . Pour un film infini et épais, le seul facteur démagnétisant non nul de la paroi est celui suivant y , les charges magnétiques suivant z (épaisseur du film) et x (largeur du film) étant repoussées à l'infini (Fig. 1.7(a)). Dit autrement, dans cette géométrie, le champ démagnétisant a uniquement une composante non nulle $\vec{H}_{d,y}$, perpendiculaire au plan de la paroi, et le couple associé est le seul qui soit efficace pour faire tourner les spins dans la paroi et faire avancer cette dernière. Pour une piste de dimensions réduites et/ou un film ultramince ($t \leq \Delta$, $w \leq \Delta$), les facteurs démagnétisants N_x et N_z ne peuvent plus être considérés comme nuls, et reflètent les rapports d'aspect w/Δ et t/Δ (Fig. 1.7(b)). Comme $N_x + N_y + N_z = 1$, le champ démagnétisant $\vec{H}_{d,y}$ perpendiculaire à la paroi et le couple associé sont réduits par rapport au cas du film infini et épais [33]. Il s'ensuit une réduction de la plage de stabilité de la paroi et, par conséquent, de la vitesse maximale, $v_W = \gamma \Delta H_W / \alpha$, atteinte dans le régime stationnaire.

Par exemple, dans le cas d'une nano-piste de largeur $w = 200$ nm, lithographiée dans un film de cobalt d'épaisseur $t = 0,5$ nm (comme ceux décrits dans les chapitres suivants), on peut modéliser la tranche (y, z) de la paroi par une ellipse, et utiliser des expressions standard pour les facteurs démagnétisants : $N_y \simeq t/(t + \Delta)$ et $N_x \simeq t/(t + w)$ [7]. Dans ce cas, le champ seuil

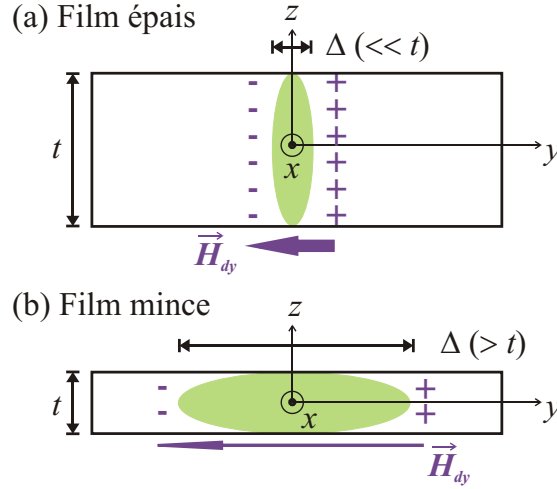


Fig. 1.7 : Schéma du plan (y, z) d'une paroi de domaine à 180° , avec la représentation des charges magnétiques et de la composante y associée du champ démagnétisant (\vec{H}_{dy}) à travers le plan de la paroi : (a) cas d'un film épais ; (b) cas d'un film ultramince. \vec{H}_{dy} est beaucoup plus faible dans le cas (b) que dans le cas (a).

de Walker et la vitesse maximale atteinte dans le régime stationnaire valent environ :

$$H_W \approx 2\pi\alpha M_s \left| \frac{t(w - \Delta)}{(t + \Delta)(t + w)} \right|, \quad (1.27a)$$

$$v_W \approx 2\pi\gamma M_s \left| \frac{t\Delta(w - \Delta)}{(t + \Delta)(t + w)} \right|. \quad (1.27b)$$

Si l'on prend une valeur de Δ typique dans ce genre de système, soit $\Delta = 6$ nm [26], ceci mène à des valeurs $N_x \simeq 0,0025$, $N_y \simeq 0,0769$ et $N_z \simeq 0,9206$. H_W et v_W dans la nano-piste doivent donc valoir environ 7,4% des valeurs attendues dans un film épais et infini de cobalt, d'aimantation à saturation et de paramètre d'amortissement α identiques.

Par ailleurs, si l'on se place dans le cas d'un film infini ultramince ($w \rightarrow \infty$ et $t \ll \Delta$), v_W vaut approximativement $2\pi\gamma M_s t$, valeur proche de celle, $2 \ln(2)\gamma M_s t$, obtenue par Tarasenko *et al.* [35].

1.4.5 Résultats expérimentaux existant dans la littérature

La première preuve expérimentale d'un régime visqueux de propagation de paroi a été obtenue dans le cas de films de permalloy à aimantation planaire, d'épaisseurs comprises entre 31 et 300 nm [36]. Les auteurs ont observé, dans le régime de propagation stationnaire, une augmentation de la mobilité des parois de Bloch avec l'épaisseur (au-delà de 100 nm), qu'ils ont reliée à une évolution de la largeur de paroi. Pour des épaisseurs inférieures à 100 nm ou pour des parois de Néel, soit il n'a pas été possible d'observer un régime de propagation visqueuse, soit la dépendance en épaisseur était inverse. Plus récemment, des mesures $v(H)$ effectuées dans notre groupe ont mis en évidence, dans la limite des forts champs, un régime de propagation visqueuse dans

des films ultraminces de Pt/Co/Pt à anisotropie magnétique perpendiculaire avec des épaisseurs de cobalt allant de 0,5 à 0,8 nm [26]. L'analyse de ces résultats sur la base des calculs précédents a montré que ce régime visqueux correspondait à un régime précessionnel à haut champ, ce qui a conduit à l'évaluation de valeurs du paramètre α en relativement bon accord avec celles obtenues par d'autres méthodesⁱ. Quant au seuil de Walker proprement dit, il a été directement mis en évidence très récemment dans des films épais de semi-conducteur magnétique GaMnAs à anisotropie magnétique perpendiculaire [37].

Dans le cas de nano-pistes de permalloy de quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur et de largeur sub-micrométrique, des mesures $v(H)$ ont été relatées à plusieurs reprises [38–41]. Cependant les deux régimes visqueux successifs et le seuil de Walker [40, 41], ainsi que des indices d'un régime de propagation précessionnelle au-dessus du seuil [42], n'ont été mis en évidence que très récemment. De façon générale, il existe une dispersion importante dans l'interprétation de ces mesures, et en particulier dans les valeurs du paramètre d'amortissement α qui en sont extraites. On peut voir dans ces résultats les signatures de différents types de parois, dont les comportements dynamiques ne sont manifestement pas identiques. Néanmoins cette dispersion, partiellement discutée dans [40], montre aussi l'importance cruciale de la connaissance du champ seuil de Walker pour l'interprétation des mesures.

Les deux chapitres suivants seront consacrés à l'étude expérimentale de deux systèmes réels aux comportements sous champ très différents, qui illustreront certains des points évoqués ici. Tout d'abord, au chapitre 2, nous décrirons le renversement d'aimantation dans une couche magnétique douce à anisotropie planaire couplée à une couche inférieure plus dure. Nous verrons que de légères inhomogénéités de couplage peuvent suffire à dissymétriser le renversement d'aimantation en fonction du sens d'application du champ. Puis, au chapitre 3, nous reviendrons sur les films ultraminces Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire déjà évoqués plus haut. Nos mesures de propagation de paroi réalisées dans des nano-pistes lithographiées dans ce système seront présentées dans le chapitre 6.

En résumé. . .

La paroi de domaine magnétique est un concept essentiel à la compréhension du renversement d'aimantation dans un film ou une nanostructure magnétique. En adaptant le traitement analytique de la paroi et de sa propagation dans un milieu sans défaut au cas d'un système magnétique de dimensions réduites, nous avons mis en évidence des effets du confinement de la paroi : la largeur caractéristique de la paroi dépend de la géométrie du système, et par ailleurs les effets magnétostatiques dans la paroi peuvent mener à une réduction du champ de seuil de Walker par rapport au cas d'un film épais infini.

i. De plus amples détails sur ces résultats seront donnés au chapitre 3.

Chapitre 2

Renversement d'aimantation dans une jonction tunnel magnétique à anisotropie planaire

Le premier système magnétique « réel » que nous allons considérer est un empilement de couches minces constituant une jonction tunnel magnétique, destiné à la fabrication de mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM). Après avoir présenté de façon générale le concept de MRAM dans la section 2.1, nous décrirons dans la section 2.2 la structure de l'empilement et ses propriétés magnétiques macroscopiques. Puis, nous étudierons l'effet d'un recuit à haute température sur ces dernières. La couche supérieure de l'empilement, magnétiquement douce, et couplée avec le niveau inférieur, est l'élément actif de la jonction tunnel magnétique. Dans la section 2.3, nous identifierons, dans cette couche, les processus microscopiques à la base du renversement de l'aimantation. Enfin, nous montrerons que ces processus présentent une asymétrie en fonction du sens de balayage du champ magnétique appliqué, que nous expliquerons par de légères inhomogénéités du champ de couplage.

2.1 Les mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM)

2.1.1 Approche historique

Les matériaux magnétiques sont, depuis l'Antiquité, connus comme ayant une « mémoire ». Il a donc été naturel, dès le début du développement de l'ère informatique, gourmande en mémoires artificielles, de chercher à développer des mémoires magnétiques. Divers dispositifs ont ainsi été conçus pour le stockage d'information longue durée, en particulier le disque dur, inégal aujourd'hui en termes de rapport coût / densité de stockage / fiabilité. Cependant, les temps d'accès relativement longs en lecture et en écriture sur ce type de média (dus notamment à l'utilisation d'une tête de lecture mobile) ne permettent pas leur utilisation comme mémoire vive d'un ordinateur. Pour cet usage, il est préférable de recourir à des systèmes dans lesquels chaque point mémoire est adressable individuellement, par une tension ou un courant électrique. Les premières mémoires magnétiques utilisant ce type d'approche ont été conçues dans les années 1950. Chaque point mémoire était constitué par un petit tore de ferrite, dans lequel un bit d'information pouvait être codé par l'orientation de l'aimantation du tore. Le réseau de tores constituant la mémoire magnétique était desservi par un maillage de fils conducteurs qui permettaient, par induction magnétique, de lire ou d'écrire l'information stockée dans un tore particulier du réseau (voir par exemple [43]). Ces mémoires ont été détrônées par les générations successives de mémoires à semi-

conducteurs entièrement électriques, plus denses et moins onéreuses, à partir des années 1970ⁱ. Les mémoires à semi-conducteurs présentent cependant l'inconvénient majeur d'être volatiles, c'est-à-dire que la conservation de l'information qu'elles renferment nécessite une alimentation électrique permanente, et l'intérêt pour les mémoires magnétiques – non volatiles par essence – ne s'est donc pas totalement perdu. Seules les avancées importantes réalisées ces vingt dernières années en termes de fabrication de films minces et de nanostructures magnétiques ont permis d'envisager une nouvelle génération de mémoires magnétiques, les MRAM (*magnetoresistive* (ou *magnetic*) *random access memories*) [44, 45], qui sont considérées comme devant égaler les meilleures performances atteintes par les mémoires à semi-conducteurs en termes de rapidité d'accès, de densité de stockage et de durabilité, tout en étant non-volatiles, faible consommatrices d'énergie et résistantes aux radiations. De nombreux programmes industriels de recherche et développement sont depuis une dizaine d'années consacrés au développement de ces mémoires, dites « universelles ».

2.1.2 Principe des MRAM

2.1.2.1 Codage de l'information

Le principe de base des MRAM est peu différent de celui des mémoires à tores de ferrite : chaque point mémoire se présente sous la forme d'un petit objet magnétique binaire, dont l'état magnétique code l'un ou l'autre des états (0 ou 1) du point mémoire. Par contre, la cellule mémoire élémentaire se présente désormais sous la forme d'un plot de dimensions micro- ou sub-micrométriques, lithographié dans un milieu magnétique mince. Le milieu de base se compose essentiellement d'un empilement de deux couches magnétiques séparées par une couche intercalaire (T) d'épaisseur nanométrique (Fig. 2.1(a)) :

- une couche magnétique (R) possédant une forte anisotropie uniaxiale, dont la direction et le sens d'aimantation, qui restent inchangés lors du fonctionnement de la mémoire, servent d'état magnétique de référence ;
- une couche magnétique (S) beaucoup plus douce, suffisamment couplée avec la couche R à travers la couche intercalaire T pour que l'axe d'anisotropie de R lui soit transféré, et dont on est capable d'orienter l'aimantation parallèlement ou anti-parallèlement à l'aimantation de R.

Les deux états magnétiques obtenus – parallèle (P) et anti-parallèle (AP) – permettent de coder les deux états du point mémoire (Fig. 2.1(a)).

2.1.2.2 Lecture

La lecture de cette information magnétique est réalisée avec une grande précision en mesurant la résistance de l'empilement R/T/S. Pour des métaux usuels, cette résistance est plus faible lorsque les aimantations de R et S sont parallèles (P) que lorsqu'elles sont anti-parallèles (AP)

i. On notera pourtant l'utilisation dans les années 1970 des mémoires à bulles magnétiques [1], aujourd'hui abandonnées. Nous devons aux importants travaux de recherche fondamentale motivés par le développement de ces mémoires l'essentiel de la compréhension de la dynamique des parois de domaines dans les films magnétiques [15, 16].

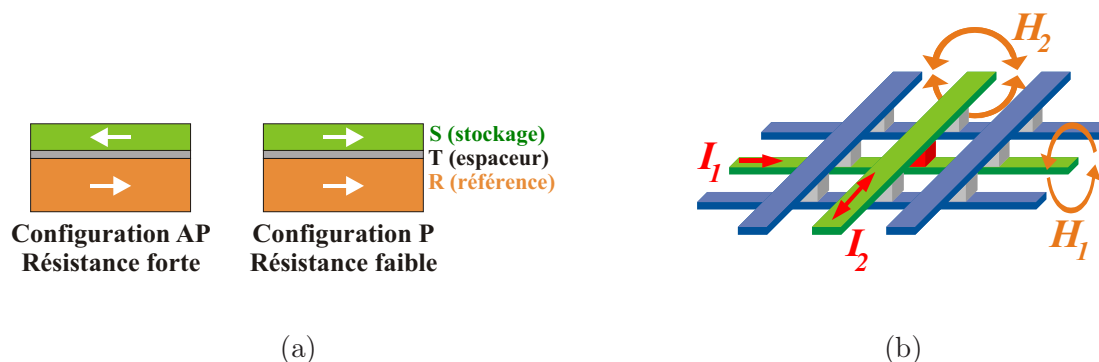


Fig. 2.1 : (a) Cellule mémoire élémentaire MRAM, composée d'une couche magnétique de stockage (S), couplée à une couche magnétique de référence (R) à travers une couche intercalaire non magnétique (T). Suivant que la couche S est aimantée parallèlement (P) ou anti-parallèlement (AP) à la couche R, on distingue deux niveaux de résistance électrique de la cellule, R_P et R_{AP} respectivement. A ces deux niveaux de résistance sont associées les deux valeurs possibles (0 ou 1) du point mémoire. (b) Représentation schématique d'une mémoire MRAM. Les cellules mémoire sont disposées aux intersections d'un réseau de lignes conductrices. En injectant dans deux lignes perpendiculaires deux impulsions de courant synchrones, I_1 et I_2 , on peut, par superposition des champs magnétiques induits H_1 et H_2 , agir sur l'état magnétique de la cellule située à l'intersection des deux lignes (représentée en rouge).

(Fig. 2.1(a)). Ceci est dû à l'effet de magnéto-résistance géante (GMR) lorsque la couche T est métallique non magnétique [46–48], ou à l'effet de magnéto-résistance tunnel (TMR) lorsque T est isolante [49–51].

2.1.2.3 Écriture

L'écriture de l'information magnétique suppose quant à elle d'orienter l'aimantation de la couche S dans un sens ou dans l'autre, sans agir sur l'aimantation de la couche R. La première approche mise en oeuvre est d'utiliser, comme dans les mémoires à tores de ferrite, des lignes de courant croisées, permettant d'induire de faibles champs magnétiques au voisinage des cellules mémoire (Fig. 2.1(b)). Chaque cellule est située à l'intersection de deux lignes perpendiculaires. Lorsqu'un courant circule dans ces deux lignes (et dans elles seules) la cellule mémoire « voit » la superposition des deux champs induits, et est susceptible de se retourner. Les cellules voisines, qui ne voient qu'un des deux champs induits, ne sont qu'à moitié activées, et leur état magnétique reste normalement inchangé. Il est ainsi théoriquement possible d'agir de façon sélective sur l'aimantation d'une cellule particulière au sein d'un réseau relativement dense.

Cette approche, qui était celle retenue en milieu industriel, présente néanmoins un certain nombre d'inconvénients [45]. En particulier, la sélectivité du processus d'écriture requiert une très faible dispersion des propriétés magnétiques des cellules MRAM. Par ailleurs, la miniaturisation des cellules mémoires nécessite une augmentation de leur anisotropie magnétique (ceci afin de repousser la limite paramagnétique, au-delà de laquelle l'activation thermique suffit à retourner l'aimantation des cellules de façon non désirée), ce qui s'accompagne d'une augmentation de

leur champ de renversement [45]. Il faut alors utiliser pour l'écriture des champs magnétiques plus élevés, qui nécessitent l'injection d'intensités électriques plus importantes – potentiellement destructrices – dans les lignes de courant. Ceci fixe une limite sur la densification des réseaux de cellules mémoires. Pour ces raisons, d'autres approches ont été envisagées. Nous n'en ferons pas ici une revue exhaustive, et citerons simplement à titre d'exemples le renversement thermiquement assisté [52, 53], qui bénéficie des connaissances acquises pour le développement de l'enregistrement magnéto-optique thermiquement assisté [54] (le champ de renversement de la cellule que l'on veut renverser est abaissé par chauffage local juste avant l'application de l'impulsion de champ destinée à l'écriture, ce qui permet d'agir uniquement sur la cellule visée, les autres restant magnétiquement « gelées »), et le renversement par transfert de spin, sur lequel nous reviendrons en détail dans la seconde partie de ce manuscritⁱ.

2.1.3 Contexte de cette étude

Dans le cadre de l'approche initiale visant à agir sur l'aimantation de la couche S d'une cellule MRAM par usage exclusif de faibles champs magnétiques, le but premier de ce travail de thèse était de contribuer à la compréhension des propriétés magnétiques de structures MRAM fabriquées en milieu industriel. L'objectif était de corrélérer ces propriétés magnétiques avec les propriétés structurales de l'échantillon, étudiées en parallèle par microscopie électronique par transmission (TEM) et par spectroscopie de pertes d'énergie d'électrons (EELS) dans le cadre du travail de thèse de K. March [55].

Pour cette étude, des couches MRAM test, identiques à celles utilisées en recherche et développement industriels, nous ont été fournies par ALTIS Semiconductor. Nous donnerons dans les paragraphes suivants une description générale de ces échantillons. Puis nous présenterons les résultats que nous avons obtenus, d'abord sur l'effet de recuits à haute température sur les propriétés macroscopiques des empilements MRAM, puis sur l'influence d'inhomogénéités du couplage magnétique entre les couches R et S sur les processus microscopiques gouvernant le renversement de l'aimantation de la couche S [56].

2.2 Propriétés magnétiques d'un empilement MRAM

2.2.1 Architecture de l'empilement

L'échantillon décrit dans la suite de ce chapitre consiste en un empilement [PtMn(17,50 nm) / couche de piégeage (P) à base de CoFeB (1,90 nm) / Ru(0,85 nm) / couche de référence (R) de CoFe (1,60 nm) / intercalaire (T) d'Al₂O₃ / couche douce (S) de CoFeB (3,00 nm)], à anisotropie magnétique planaire (Fig. 2.2), qui a été déposé par pulvérisation cathodique sur un substrat de SiO, entre une couche tampon et une couverture à base de tantaleⁱⁱ.

i. Pour une revue sur le vaste sujet des MRAM, et plus généralement sur les perspectives actuelles en termes de stockage de données, le lecteur pourra consulter le récent article de Chappert *et al.* [45].

ii. L'échantillon présenté ici est une couche magnétique continue, qui n'a pas été nanostructurée. Pour des raisons de confidentialité industrielle, nous ne pouvons donner plus de détails ni sur son architecture, ni sur sa méthode de fabrication, ni sur les propriétés des nano-plots qui pourraient être lithographiés dans une telle couche.

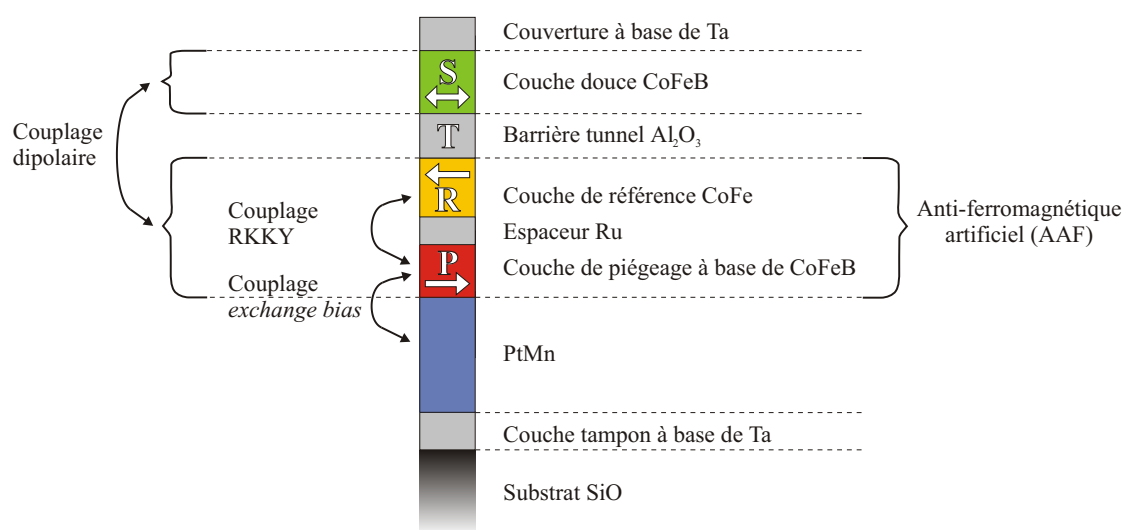


Fig. 2.2 : Structure de l'échantillon MRAM étudié. L'empilement [PtMn(17,50 nm) / couche de piégeage (P) à base de CoFeB (1,90 nm) / Ru(0,85 nm) / couche de référence (R) de CoFe (1,60 nm) / intercalaire (T) d' Al_2O_3 / couche douce (S) de CoFeB (3,00 nm)], à anisotropie magnétique planaire, constitue une jonction tunnel magnétique piégée. La couche douce S est couplée, par couplage dipolaire à travers une barrière d'alumine T, avec une couche de référence R. Cette couche R est elle-même couplée à une sous-couche de piégeage P, par couplage RKKY à travers un espaceur de ruthénium, avec laquelle elle constitue une bicouche anti-ferromagnétique artificielle (AAF). Enfin, cette bicouche est piégée par couplage *exchange bias* à une couche épaisse anti-ferromagnétique de PtMn.

Cette structure est beaucoup plus complexe que l'empilement élémentaire R/T/S décrit dans les paragraphes précédents. Nous allons maintenant passer rapidement en revue les raisons justifiant cette structure complexe, en partant des propriétés essentielles que doivent présenter les couches R, T et S.

2.2.1.1 Couche magnétique dure de référence (R)

Pour jouer son rôle de référence magnétique, la couche R doit présenter une forte anisotropie uniaxiale, afin que son état magnétique ne puisse pas être perturbé par de faibles champs magnétiques. Cette anisotropie est imposée grâce à un couplage d'échange unidirectionnel de type *exchange bias* [57, 58] avec une sous-couche épaisse de PtMn (Fig. 2.2), dont la phase anti-ferromagnétique est induite par recuit après dépôt sous un champ magnétique de 1 T. Ce type de couplage est généralement expliqué par la présence d'un moment magnétique non compensé à la surface de l'anti-ferromagnétique [57, 58].

Ceci étant fixé, le couplage existant entre les couches R et S doit être suffisant pour que l'anisotropie uniaxiale de la couche R soit transférée à la couche S, mais doit néanmoins rester suffisamment faible pour que l'aimantation de la couche S puisse être facilement renversée par de faibles champs magnétiques (ce qui implique notamment que le décalage du cycle d'hystérésis mineur doit rester faible). La stratégie généralement employée pour obtenir ce compromis est de minimiser artificiellement l'aimantation apparente de la couche R, en incluant cette dernière dans une structure dite « anti-ferromagnétique artificielle » (AAF) [59]. Une telle structure se compose de deux couches magnétiques d'aimantations et d'épaisseurs quasiment identiques (la couche R et une sous-couche P piégée par l'anti-ferromagnétique, voir Fig. 2.2), couplées anti-ferromagnétiquement à travers un espaceur métallique non magnétique (ici du ruthénium). Le couplage mis en jeu est un couplage d'échange de type RKKY [60], qui résulte de la polarisation des électrons de conduction dans l'espaceur métallique. Il s'agit d'un couplage exponentiellement décroissant et oscillant avec l'épaisseur de l'espaceur : un fort couplage anti-ferromagnétique est obtenu pour une épaisseur d'espaceur bien choisie. Les moments magnétiques de R et P, orientés anti-parallèlement, se compensent partiellement. Ainsi, l'aimantation résultante, et par voie de conséquence le champ dipolaire rayonné qui agit sur la couche S, sont réduits.

2.2.1.2 Couche intercalaire (T)

Le couplage entre les couches R et S est un couplage dipolaire « peau d'orange » de Néel [61–64], lié à la modulation de l'interaction dipolaire du fait de la rugosité des interfaces de la couche T. Il se traduit par le champ de couplage :

$$H_{\text{coupl}} = -\frac{\pi^2}{\sqrt{2}\Lambda} \frac{q^2}{t_S} M_s^R e^{-\frac{2\pi\sqrt{2}d}{\Lambda}}, \quad (2.1)$$

où t_S est l'épaisseur de la couche S, M_s^R est l'aimantation à saturation de la couche R, et d , q et Λ sont respectivement l'épaisseur de la couche intercalaire T, et l'amplitude et la longueur d'onde de la rugosité de ses interfacesⁱ. Ce couplage est ferromagnétique si les rugosités d'interfaces sont

i. Rigoureusement parlant, l'équation (2.1) donne la valeur maximale du champ de couplage. Elle est valable au sens strict si les aimantations des couches R et S sont parfaitement rigides, condition que l'on suppose vérifiée

corrélées entre les deux faces de la couche T [61]. Son intensité décroît exponentiellement avec l'épaisseur d , sur une longueur caractéristique Λ , et varie comme le carré de l'amplitude q de la rugosité (une forte rugosité engendre donc un fort couplage).

Deux options existent *a priori* pour le choix de la couche T :

- soit la couche T est métallique non magnétique, auquel cas la structure obtenue porte le nom de « vanne de spin » [65, 66], et présente une magnéto-résistance géante (GMR) [46–48] ;
- soit elle est isolante, auquel cas la structure obtenue porte le nom de « jonction tunnel magnétique » (MTJ), et présente une magnéto-résistance tunnel (TMR) [49–51].

Les effets de magnéto-résistance tunnel sont généralement beaucoup plus importants que les effets de magnéto-résistance géante, ce qui facilite la distinction, lors de la lecture de la cellule MRAM, entre ses deux configurations P et AP. Ceci explique que l'architecture « jonction tunnel magnétique » soit celle généralement retenue pour les empilements MRAM [45, 67]. La barrière tunnel choisie ici (Fig. 2.2) est une barrière d'alumine.

2.2.1.3 Couche magnétique douce de stockage (S)

Le renversement de l'aimantation de la couche S doit s'opérer sous faible champ. Ceci impose que cette dernière présente un faible champ coercitif. En outre, le renversement de son aimantation doit mettre en oeuvre un processus rapide, irréversible, avec une faible statistique (typiquement la propagation prédominante de parois de domaines faiblement piégées à partir de centres de nucléation relativement peu nombreux, ou le renversement cohérent des spins dans le cas de nanostructures mono-domaine). Les alliages magnétiques amorphes à anisotropie magnétique planaire, comme la couche S de CoFeB choisie ici, correspondent très bien à ces caractéristiques, et sont très largement utilisés pour ce genre d'applications.

Grâce au couplage dipolaire avec la couche R à travers la couche T, l'axe de facile aimantation de S est fixé parallèlement à la direction d'aimantation de R (Fig. 2.2).

2.2.2 Caractérisation magnétique à température ambiante après dépôt

Nous avons mesuré, par magnétométrie magnéto-optique Kerr longitudinale et par magnétométrie SQUID à température ambiante, les cycles d'hystérésis complet et mineur (ce dernier étant associé à la couche supérieure S) de l'empilement MRAM (Fig. 2.3). Le saut d'aimantation apparaissant à faible champ sur ces cycles correspond au renversement de la couche S. La forme carrée du cycle mineur correspondant (insert de la Fig. 2.3) révèle un renversement très brutal de l'aimantation de S à un champ extrêmement bien défini. Le décalage de ce cycle mineur de quelques oersteds par rapport au champ nul est dû au couplage dipolaire existant avec la couche R ; ce couplage fera l'objet d'une étude quantitative dans la suite de ce chapitre. Les branches à fort champ du cycle d'hystérésis majeur correspondent quant à elles au renversement des deux

si Λ est très petite devant les largeurs caractéristiques des parois de domaines dans R et S [61, 64]. Dans le cas contraire, le champ de couplage effectif attendu est inférieur à la valeur donnée par (2.1).

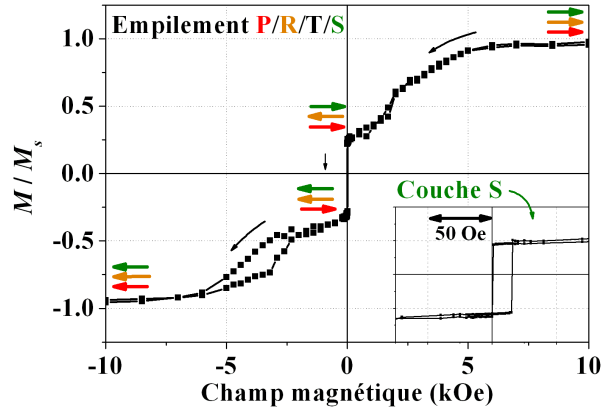


Fig. 2.3 : Cycle d'hystérésis majeur de l'empilement MRAM, mesuré par SQUID à une température de 300 K, sous un champ magnétique appliqué dans le plan de l'échantillon, suivant son axe de facile aimantation. Les flèches de couleur représentent les orientations relatives des aimantations des couches magnétiques constitutives de l'empilement (voir Fig. 2.2), pour des valeurs particulières du champ magnétique appliqué. *Insert* : Cycle d'hystérésis mineur de la couche S de l'empilement.

couches R et P, constitutives de l'anti-ferromagnétique artificiel (Fig. 2.2). Le second cycle mineur observé sur la branche à champ négatif, décalé de quelques kilooersteds par rapport au champ nul, est dû au renversement de la couche P, piégée par couplage d'échange unidirectionnel par la sous-couche anti-ferromagnétique [57, 58] (Fig. 2.2)ⁱ. La branche de cycle majeur à champ positif, pour sa part, ne présente pas d'hystérésis visible. Elle correspond au renversement réversible à fort champ positif de l'aimantation de la couche supérieure de l'AAF (couche R, voir Fig. 2.2), couplée anti-ferromagnétiquement à la couche P.

2.2.3 Effets d'un recuit à haute température sur les multicouches MRAM

Nous avons mesuré, dans les mêmes conditions, les cycles d'hystérésis d'empilements MRAM identiques après recuit à haute température. En effet, l'intégration des MRAM dans les systèmes électroniques conventionnels CMOS nécessite des traitements thermiques potentiellement néfastes pour leurs propriétés magnétiques, dont il est important d'identifier et de comprendre les effets.

Les recuits ont été réalisés à champ magnétique nul, sous ultra-vide (de l'ordre de 10^{-10} torr), par chauffage résistif. La température de recuit, T_{recuit} , a été atteinte en environ 1h30 puis maintenue constante pendant 1h, après quoi la température a été progressivement ramenée à une valeur proche de la température ambiante en environ 1h30. Les cycles d'hystérésis obtenus par SQUID sur des échantillons recuits à $T_{\text{recuit}} = 300^\circ\text{C}$, 350°C et 450°C (573 K, 623 K et 723 K respectivement) sont présentés Fig. 2.4, 2.5 et 2.6 respectivement, où ils sont comparés aux cycles

i. On notera la différence de trois ordres de grandeur entre les intensités des couplages d'échange unidirectionnel (quelques kilooersteds) et dipolaire (quelques oersteds).

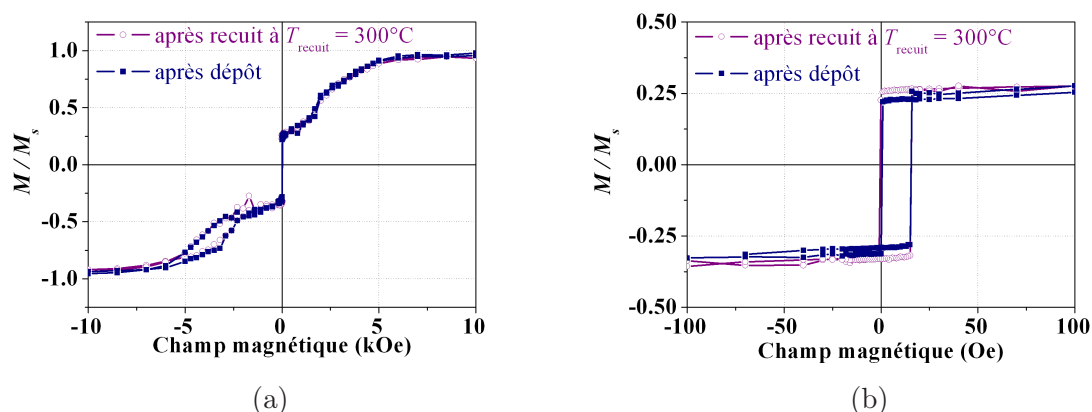


Fig. 2.4 : Cycles d'hystérésis majeur (a) et mineur (b) mesurés par SQUID à une température de 300 K, sous un champ magnétique appliqué dans le plan de l'échantillon, suivant son axe de facile aimantation, sur un échantillon MRAM recuit à $T_{\text{recuit}} = 300^\circ\text{C}$. Le cycle mineur présenté en (b) correspond au renversement de la couche S. Les cycles mesurés sur un échantillon identique non recuit (Fig. 2.3) sont reportés pour comparaison.

mesurés sur l'échantillon non recuit de référence (Fig. 2.3). La comparaison de ces cycles permet d'évaluer une limite de stabilitéⁱ des propriétés magnétiques de l'empilement à une température d'environ 350°C . En effet :

- Les propriétés magnétiques de l'échantillon recuit à $T_{\text{recuit}} = 300^\circ\text{C}$ (Fig. 2.4) sont globalement inchangées. En particulier, l'intensité du couplage dipolaire de la couche S n'est pas modifiée par le recuit (Fig. 2.4(b)).
- Dès $T_{\text{recuit}} = 350^\circ\text{C}$ (Fig. 2.5), les propriétés magnétiques sont affectées. Le couplage par *exchange bias* de la couche P et le couplage anti-ferromagnétique entre les couches P et R sont réduits. Une plus grande proportion de l'empilement se renverse désormais sous un faible champ magnétique. Néanmoins, la forme générale du cycle est préservée, et il y subsiste une trace du renversement des trois couches magnétiques dans trois gammes distinctes de champ magnétique.
- L'échantillon recuit à $T_{\text{recuit}} = 450^\circ\text{C}$ (Fig. 2.6) est fortement dégradé : le couplage par *exchange bias* de la couche P et le couplage anti-ferromagnétique entre P et R sont annulés, et l'ensemble de l'empilement se renverse de façon globale sous champ moyen.

Ces constatations nous conduisent à proposer une interprétation des cycles mesurés, présentée Fig. 2.5(c) dans le cas de l'échantillon recuit à $T_{\text{recuit}} = 350^\circ\text{C}$. Il subsiste sur ce cycle un saut d'aimantation à très faible champ, dont l'amplitude est proche de celle mesurée sur le cycle d'hystérésis mineur de l'échantillon non recuit (Fig. 2.3), et qui peut donc être associé au renversement de la couche S. Il existe cependant un décalage vertical de ce saut d'aimantation entre les

i. On choisit ici comme critère de stabilité le fait que les trois couches magnétiques de l'empilement se renversent en trois étapes distinctes, dans des gammes de champ magnétique différentes.

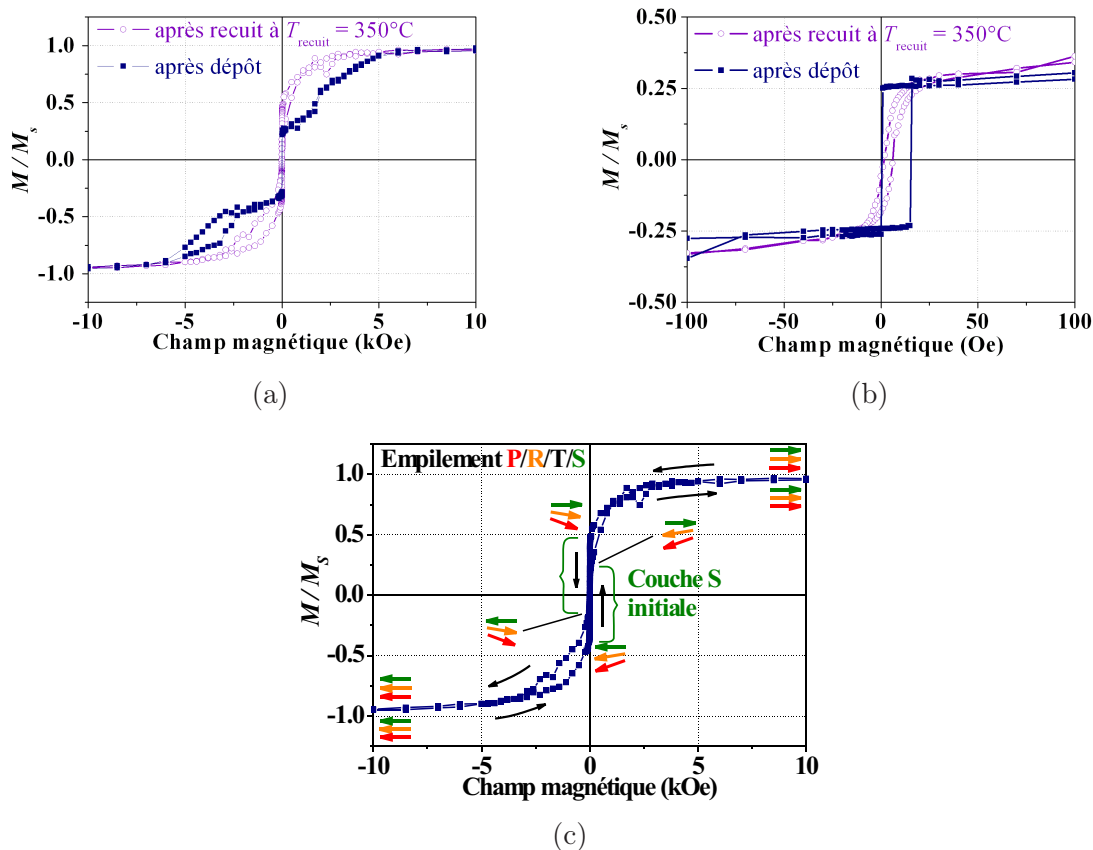


Fig. 2.5 : (a), (c) Cycle d'hystérésis majeur mesuré par SQUID à une température de 300 K, sous un champ magnétique appliqué dans le plan de l'échantillon, suivant son axe de facile aimantation, sur un échantillon MRAM recuit à $T_{\text{recuit}} = 350^\circ\text{C}$. En (c), les flèches de couleur représentent les orientations relatives des aimantations des couches magnétiques constitutives de l'empilement (voir Fig. 2.2), pour des valeurs particulières du champ magnétique appliqué. Le cycle mineur présenté en (b) correspond au renversement de la couche S. Il a été reconstruit après soustraction de la contribution additionnelle à faible champ liée au renversement de la tricouche AAF. Les cycles mesurés sur un échantillon identique non recuit (Fig. 2.3) sont reportés en (a) et (b) pour comparaison.

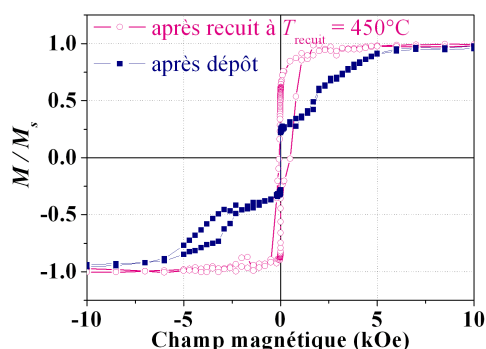


Fig. 2.6 : Cycle d'hystérésis majeur mesuré par SQUID à une température de 300 K, sous un champ magnétique appliqué dans le plan de l'échantillon, suivant son axe de facile aimantation, sur un échantillon MRAM recuit à $T_{\text{recuit}} = 450^\circ\text{C}$. Le cycle mesuré sur un échantillon identique non recuit (Fig. 2.3) est reporté pour comparaison.

branches de cycle à champ croissant et décroissant. Ce décalage correspond manifestement à une contribution de la tricouche AAF, dont une partie semble se comporter comme un ferromagnétique à faible champ coercitif. Cette contribution soustraite, on peut reconstruire le cycle mineur de la couche S (Fig. 2.5(b)). Contrairement à celui de l'échantillon initial (Fig. 2.3), le cycle reconstruit est légèrement incliné, et ne présente pas une rémanence complète. Le décalage de ce cycle par rapport au champ nul est également réduit, ce qui indique une diminution du couplage dipolaire entre les couches R et S. Il en est de même pour le champ coercitif. L'aimantation à saturation n'est pas modifiée, ce qui laisse supposer que l'intégrité de la couche S est globalement préservée. Il n'y a donc pas d'indice d'une dégradation majeure de la barrière tunnel T, ni d'une interdiffusion entre les couches S et T.

En conclusion, l'effet des recuits sur les propriétés de l'empilement MRAM traduit des modifications magnétiques localisées essentiellement au sein de la tricouche AAF. Des analyses structurales et chimiques visant à identifier l'origine de ces modifications, par microscopie électronique à transmission (TEM) et par spectroscopie de perte d'énergie d'électrons (EELS), ont été réalisées par K. March dans le cadre de sa thèse [55]ⁱ.

2.3 Renversement de l'aimantation dans la couche douce de l'empilement

Nous nous concentrons maintenant sur une étude plus approfondie du comportement de la couche S d'un échantillon MRAM après dépôt, couplée à la couche de référence R par couplage dipolaire à travers la barrière T. Le couplage dipolaire entre R et S et ses inhomogénéités sont décrits quantitativement à partir d'une caractérisation de T par microscopie électronique par transmission [56]. Nous décrivons une asymétrie du renversement de l'aimantation de S en fonction du sens de balayage du champ, constatée malgré la forme très carrée de son cycle d'hystérésis mi-

i. Nous ne pouvons, pour des raisons de confidentialité, donner plus de détails sur ce sujet.

neur, et associons cette asymétrie aux légères inhomogénéités du couplage dipolaire [56].

2.3.1 Profil géométrique de la barrière tunnel

Le profil de la couche T a été étudié par K. March, par microscopie électronique par transmission conventionnelle (CTEM), sur un appareil TOPCON 002B à 200 kV en mode champ clair. L'épaisseur de l'échantillon a d'abord été optimisée, jusqu'à la transparence électronique, par polissage mécanique à tripode sur une zone la plus large possible (typiquement quelques microns, pour une épaisseur de l'ordre de 40 nm). Des clichés CTEM typiques sont présentés Fig. 2.7(a)-(b) [56]. Sur ces images, la couche T apparaît comme fine et brillante, alors que les autres couches, métalliques, semblent plus foncées.

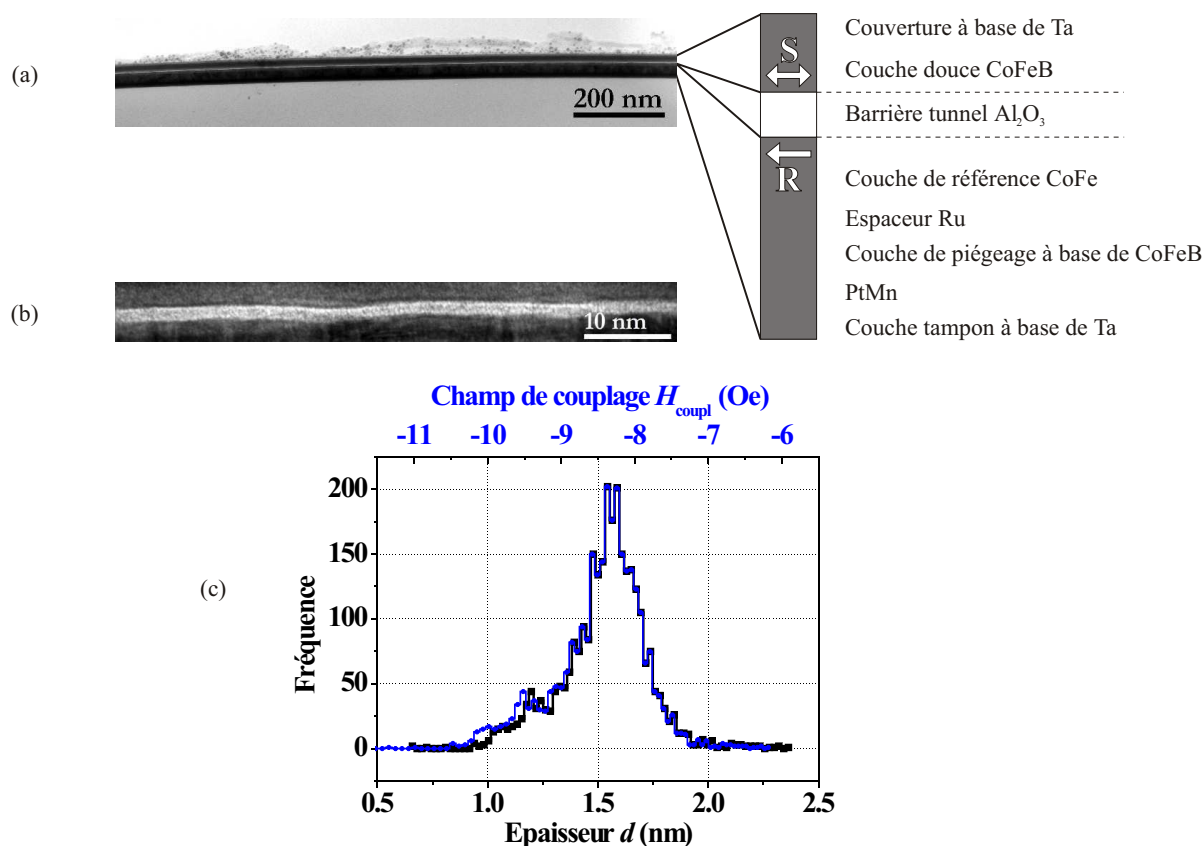


Fig. 2.7 : Images en coupe, obtenues par microscopie électronique par transmission conventionnelle à faible (a) and fort (b) grossissement, de l'empilement MRAM [56]. L'épaisseur de la barrière d'alumine T est mesurée à $d = (1,55 \pm 0,15)$ nm. Par traitement de l'image (b), des distributions non gaussiennes de d et du champ de couplage dipolaire correspondant, H_{coup} , sont déduites (c). Sur ce graphe, la fréquence indique le nombre de pixels, parmi les 2944 pixels composant une ligne horizontale de (b), qui mènent à la valeur correspondante de d (respectivement de H_{coup}).

Les deux interfaces R/T et T/S sur ces images ont été modélisées par une simple ligne continueⁱ, afin d'accéder à l'épaisseur d de la barrière d'alumine et à ses modulations, dont dépend directement le champ de couplage dipolaire (équation (2.1)). Les résultats obtenus à partir de l'analyse d'une longueur d'interface de 63 nm (environ 3000 pixels) sont présentés Fig. 2.7(c). La valeur mesurée de d est $(1,55 \pm 0,15)$ nm avec une distribution non gaussienne. Les interfaces présentent des modulations latérales, corrélées entre les deux côtés de la barrière tunnel, dont l'amplitude, q , est estimée à $(0,35 \pm 0,05)$ nm, avec une longueur d'onde dominante, Λ , de (24 ± 3) nm [56].

2.3.2 Comportement magnétique de la couche douce de stockage

Les mesures magnétiques qui suivent ont été réalisées à température ambiante, par magnétométrie magnéto-optique Kerr longitudinale (voir annexe A) : la rotation Kerr longitudinale (LKR), mesurée sous un champ magnétique appliqué suivant l'axe de facile aimantation de la couche S, est proportionnelle à l'aimantation moyenne dans la zone éclairée de l'échantillon ($\approx 0,03 \text{ mm}^2$). Le champ magnétique appliqué est toujours maintenu à des valeurs suffisamment faibles pour n'affecter que la couche S, les autres couches restant saturées et piégées.

2.3.2.1 Cycle d'hystérésis mineur

Un cycle d'hystérésis mineur typique, correspondant au renversement de S, est représenté Fig. 2.8 [56]ⁱⁱ. Comme évoqué plus haut, le décalage de ce cycle de $(5,9 \pm 0,2)$ Oe par rapport au champ nul révèle le couplage existant entre les couches R et S. En effet, on peut écrire le champ interne dans la couche S sous la forme $H_{\text{int}} = H_{\text{app}} + H_{\text{coupl}}$: le champ appliqué H_{app} doit compenser un champ de couplage $H_{\text{coupl}} = -(5,9 \pm 0,2)$ Oe agissant sur S pour provoquer son renversementⁱⁱⁱ.

A partir de l'analyse précédente du profil de la barrière T, il est possible de rendre compte de ce couplage sur la base du couplage dipolaire « peau d'orange » de Néel [61–64]. On rappelle l'équation (2.1), qui donne la valeur (maximale) du champ de couplage dipolaire :

$$H_{\text{coupl}} = -\frac{\pi^2}{\sqrt{2}\Lambda} \frac{q^2}{t_S} M_s^R e^{-\frac{2\pi\sqrt{2}d}{\Lambda}}. \quad (2.2)$$

Ici, $t_S = 3$ nm, et $M_s^R = 1250 \text{ erg}\cdot\text{G}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$ [68]. Les valeurs mesurées pour d , q et Λ mènent

i. Ceci peut être compliqué par des variations de contraste sur les couches R et S. La première étape du traitement d'image est donc de supprimer ces variations par seuillage. Puis, un filtre de Sobel est utilisé pour détecter la position de chaque interface.

ii. Le cycle mineur présenté Fig. 2.8, obtenu par LKR, diffère très légèrement de celui présenté Fig. 2.3, obtenu par magnétométrie SQUID. Ceci peut s'expliquer d'une part, par le fait que la mesure par LKR est une mesure locale, contrairement à la mesure par SQUID, d'autre part, par une possible rémanence de la bobine supraconductrice du magnétomètre SQUID, qui peut impacter les mesures sous très faible champ magnétique. Toute la discussion qui suit se base sur des mesures par LKR, et seront donc comparées uniquement au cycle mineur de la Fig. 2.8 obtenu dans les mêmes conditions.

iii. Afin de corriger l'effet d'un faible décalage de la mesure de champ magnétique, le cycle d'hystérésis mineur est mesuré deux fois, en inversant le sens d'application du champ entre les deux mesures. La symétrisation des deux cycles obtenus par rapport au champ magnétique nul permet de déterminer le décalage en champ. Le cycle présenté Fig. 2.8 est corrigé de ce décalage.

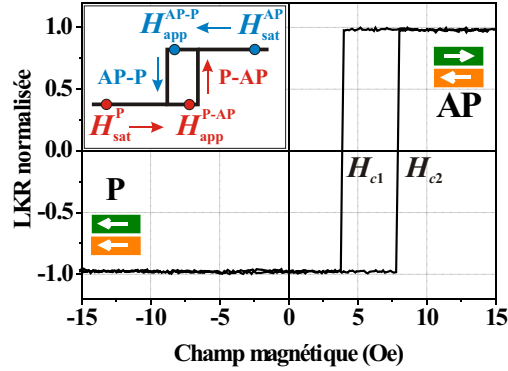


Fig. 2.8 : Cycle d'hystérésis mineur associé au renversement de l'aimantation de la couche S de l'empilement MRAM, mesuré à température ambiante, par rotation Kerr longitudinale (LKR) en lumière verte ($\lambda = 543,5$ nm), avec une vitesse de balayage du champ magnétique de 14 Oe.s^{-1} [56]. Les orientations relatives des aimantations des couches S et R sont reportées sur le graphe. Les champs coercitifs de S sont $H_{c1} = +(3,9 \pm 0,2)$ Oe pour la branche décroissante (AP-P) du cycle, et $H_{c2} = +(7,9 \pm 0,2)$ Oe pour la branche croissante (P-AP). La rotation Kerr à saturation vaut environ 4 mdeg. *Insert* : Principe des mesures de relaxation magnétique, détaillé dans le texte.

à un champ de couplage de $-(8 \pm 4)$ Oe (Fig. 2.7(c)), cohérent avec la valeur mesuréeⁱ. Le couplage peau d'orange est donc manifestement le couplage prédominant entre R et S; il est ferromagnétique, comme attendu pour des rugosités d'interfaces corrélées entre les deux côtés de la barrière T [61], et favorise donc un alignement parallèle (P) des aimantations des couches S et R, par rapport à un alignement anti-parallèle (AP). Nous avons montré que H_{coupl} ne dépendait pas de la vitesse de balayage du champ magnétique (du moins entre 14 Oe.s^{-1} et $2,9 \text{ kOe.s}^{-1}$). Ce comportement correspond à celui attendu, compte tenu de l'origine physique du couplage. Des résultats similaires ont été obtenus sur un empilement vanne de spin NiFe/Cu/Co [69], dans lequel la couche de NiFe est soumise à un couplage dipolaire peau d'orange comparable.

2.3.2.2 Relaxation magnétique

Des mesures de relaxation magnétique [9] ont été réalisées à température ambiante sur les deux branches du cycle d'hystérésis mineur. L'insert de la Fig. 2.8 en résume le principe : la couche S est d'abord saturée dans la configuration AP (P) par application d'un champ magnétique $H_{\text{sat}}^{\text{AP(P)}}$ = $+(-)18$ Oe, puis, au temps $t = 0$, le champ appliqué est rapidement réduit à une valeur $H_{\text{app}}^{\text{AP-P(P-AP)}}$, très proche du champ coercitif H_{c1} (H_{c2}); il est alors maintenu constant, et l'aimantation de l'échantillon est mesurée par LKR en fonction du temps t .

i. Dans notre système, Λ est probablement inférieure aux largeurs caractéristiques des parois de domaines dans les couches R et S, mais de moins d'un ordre de grandeur. Ceci remet potentiellement en cause la rigidité des aimantations de R et S, et donc la validité de (2.2) [61, 64] (voir aussi le paragraphe 2.2.1.2). Cependant, l'équation (2) de l'article de Chopra *et al.* [64], valable dans le cas d'aimantations non rigides de part et d'autre de la barrière T, mène (avec nos paramètres) à une valeur du champ de couplage de $-(5 \pm 3)$ Oe, à la fois compatible avec la valeur mesurée et avec la valeur calculée à l'aide de l'équation (2.2).

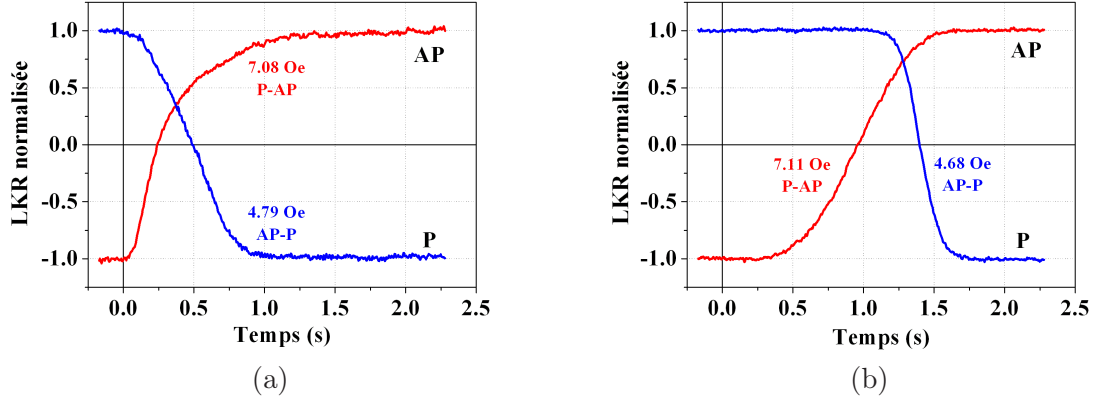


Fig. 2.9 : Courbes de relaxation magnétique de la couche S, mesurées à température ambiante par LKR en lumière verte ($\lambda = 543,5$ nm), dans deux régions différentes I (a) et II (b) de l'échantillon, distantes d'environ 3 mm [56]. Les valeurs des champs $H_{\text{app}}^{\text{AP-P(P-AP)}}$ correspondants sont reportées sur les courbes. Sur chaque graphe, les deux courbes, associées aux deux types de renversement (AP-P et P-AP), correspondent à des champs magnétiques internes quasiment identiques dans la couche magnétique sondée. Chaque courbe est une moyenne sur cinq renversements similaires. Après chaque renversement, le système est saturé par application d'un champ $H_{\text{sat}}^{\text{AP(P)}} = +(-)18$ Oe.

Des courbes de relaxation, obtenues dans deux régions différentes (que nous nommerons I et II) de l'échantillon, sont présentées Fig. 2.9 [56]. Dans chaque région, les renversements AP-P et P-AP correspondent à des valeurs équivalentes du champ magnétique interne, c'est-à-dire à des distances équivalentes des valeurs des champs coercitifs AP-P et P-AP, H_{c1} et H_{c2} respectivementⁱ. Ces données montrent que la nature de la relaxation dépend à la fois de la région sondée et de la direction de renversement. Dans la région I (Fig. 2.9(a)), les deux renversements commencent dès que le champ $H_{\text{app}}^{\text{AP-P(P-AP)}}$ est atteint. Dans le cas P-AP, la courbe de relaxation a une forme quasi-exponentielle, alors que dans le cas AP-P, l'aimantation commence à décroître d'une façon plutôt quadratique. Dans la région II (Fig. 2.9(b)), les courbes de relaxation présentent toutes deux un délai entre l'application du champ $H_{\text{app}}^{\text{AP-P(P-AP)}}$ et le début du renversement. Elles ont toutes deux une forme symétrique en « S », mais le délai est environ quatre fois plus long, et la durée du renversement plus courte, pour le renversement AP-P que pour le renversement P-AP.

On notera que le renversement de l'aimantation de S se produit pour une valeur de champ appliqué plus faible que celle attendue au vu du cycle d'hystérésis mineur (Fig. 2.8). En général, plus la vitesse de balayage du champ appliqué est élevée, plus la coercivité est grande [9]. Or, pour des mesures de relaxation, le système est maintenu sous un champ constant jusqu'à ce que le

i. Les courbes de relaxation présentées Fig. 2.9 sont typiques de la région étudiée de l'échantillon et du type de renversement. Dans chaque région étudiée (I ou II), les renversements AP-P et P-AP ont été obtenus dans des conditions expérimentales strictement identiques, et peuvent donc être comparés quantitativement. Cependant, les renversements observés dans la région I de l'échantillon ne doivent être comparés à ceux observés dans la région II que qualitativement.

renversement se produise. La vitesse de balayage du champ tend donc vers zéro, et le champ de renversement est réduit par rapport au champ coercitif apparent sur le cycle d'hystérésis mineur.

2.3.2.3 Modes de renversement de l'aimantation

Renversement par nucléation/propagation Dans le film magnétique continu étudié ici, les relaxations observées sont très vraisemblablement liées à un faible taux de nucléation de domaines et à la propagation thermiquement activée de leurs parois [11, 12]. Le renversement de l'aimantation est donc essentiellement contrôlé par la propagation de parois, à la vitesse :

$$v = v_0 \exp \left[\frac{2M_s V_{\text{act}}^p}{k_B T} (H_{\text{int}} - H_{\text{prop}}) \right], \quad (2.3)$$

où l'aimantation à saturation vaut $M_s = 800 \text{ erg} \cdot \text{G}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ pour notre couche S de CoFeB [68], V_{act}^p est le volume de Barkhausen élémentaire, H_{prop} est le champ critique de propagation, et où le champ magnétique pris en compte est le champ magnétique interne, $H_{\text{int}} = H_{\text{app}}^{\text{P-AP}(\text{AP-P})} + H_{\text{coupl}}$. L'application de cette équation aux courbes de relaxation obtenues pour différentes valeurs du champ appliqué permet d'estimer un volume de Barkhausen élémentaire, $V_{\text{act}}^p \approx 10^5 \text{ nm}^3$, qui semble raisonnable au vu des résultats existant sur d'autres systèmes à anisotropie planaire [70]. Ceci mène à une taille latérale caractéristique de quelques centaines de nanomètres pour chaque saut de Barkhausen élémentaire. H_{prop} est également estimé à quelques oerstedsⁱ.

Interprétation des courbes de relaxation magnétique Trois mécanismes caractéristiques mettant en jeu des parois de domaines (Fig. 2.10) peuvent être envisagés pour le renversement de l'aimantation dans la région éclairée de notre échantillon :

- renversement dominé par la nucléation (Fig. 2.10(a)), caractérisé par une relaxation quasi-exponentielle [9, 11, 71] (une relaxation exponentielle parfaite correspondrait au cas extrême dans lequel l'aimantation de chaque cristallite se retournerait indépendamment des autres) ;
- propagation pure de parois de domaines dans la région sondée (Fig. 2.10(b)), due à l'expansion de rares domaines nucléés à l'extérieur de cette région, qui se traduit par des courbes de relaxation en forme de S (voir le cas d'une paroi plane traversant une zone sondée circulaire) ;
- nucléation d'un (ou de quelques) domaine(s) dans la zone sondée, puis expansion prépondérante de ce(s) domaine(s) (Fig. 2.10(c)). La forme de la courbe de relaxation est alors légèrement plus complexe : elle est quadratique en fonction du temps tant que les domaines renversés sont entièrement contenus dans la région sondée, puis son évolution ralentit graduellement lorsque les parois sortent de cette zone [9].

i. Compte tenu de la durée des relaxations observées, si l'on suppose qu'une paroi de domaine unique se propage de façon homogène à travers la zone sondée de notre échantillon, grande devant le volume d'activation V_{act}^p , la vitesse de cette paroi doit être de l'ordre de $10^{-4} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. En général, des vitesses de propagation de paroi de plusieurs dizaines de $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ peuvent être atteintes [9], impliquant des vitesses de renversement qui restent cependant inférieures à celles attendues lors d'une rotation cohérente de l'aimantation. La vitesse de renversement constatée ici, relativement faible, élimine donc la possibilité d'un renversement par rotation cohérente.

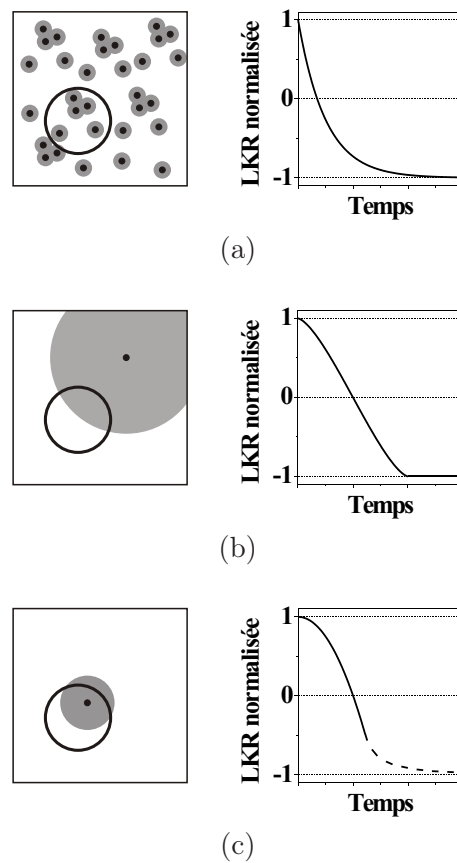


Fig. 2.10 : Représentation schématique des processus de renversement d'aimantation mettant en jeu des parois de domaines dans la région sondée de notre échantillon, représentée par un cercle noir dans chaque cas (à gauche), et des formes typiques des courbes de relaxation associées (à droite) [56] : (a) renversement dominé par la nucléation, donnant lieu à une courbe de relaxation quasi-exponentielle; (b) propagation pure de paroi de domaine due à l'expansion d'un domaine nucléé à l'extérieur de la zone sondée, donnant lieu à une courbe de relaxation en forme de S; (c) nucléation d'un domaine dans la zone sondée puis expansion ultérieure de ce domaine, donnant lieu à un amorçage quadratique de la courbe de relaxation. Les points noirs et les disques gris représentent respectivement les centres de nucléation et les domaines renversés.

Ainsi, la forme quasi-exponentielle de la courbe de relaxation P-AP dans la région I (Fig. 2.9(a)) résulte probablement d'un assez grand nombre d'événements de nucléation dans la zone sondée (Fig. 2.10(a)), alors que le démarrage quadratique de la courbe de relaxation AP-P dans la même région résulte plutôt d'une ou de quelques nucléations dans la zone sondée et d'une expansion prépondérante ultérieure de ces domaines (Fig. 2.10(c)). La réaction instantanée du renversement au champ appliqué, observée dans les deux cas, implique un temps de nucléation court.

Par contre, la forme quasiment en S des deux courbes de relaxation dans la région II (Fig. 2.9(b)) résulte probablement de la propagation d'une (ou de quelques) paroi(s) de domaine(s) à travers la zone sondée, venant de centres de nucléation situés à l'extérieur de cette zone (Fig. 2.10(b)). Ce type de renversement ne peut être détecté que lorsque la paroi traverse le spot, c'est-à-dire après un temps d'attente, qui inclut un délai – probabiliste – de nucléation, et un temps de propagation dépendant de la localisation du centre de nucléation par rapport au spot. Ainsi, le délai plus long observé avant le début de la transition AP-P dans la région II est révélateur d'un centre de nucléation moins réactif et/ou situé à plus grande distance du spot, par rapport à celui impliqué dans le renversement P-AP.

Ceci nous mène à trois conclusions principales [56] :

- Il existe une inhomogénéité spatiale des centres de nucléation dans la couche S, probablement due à de faibles fluctuations topologiques à grande échelle de l'épaisseur de la barrière tunnel T, conduisant à une population plus nombreuse de centres de nucléation dans la région I que dans la région II.
- Dans la région I (Fig. 2.9(a)) il y a plus de centres de nucléation pour le renversement P-AP que pour le renversement AP-P.
- Dans la région II (Fig. 2.9(b)), la nucléation se produit au niveau de centres différents pour les deux directions de renversement, et la propagation de paroi de domaine est plus rapide pour le renversement AP-P que pour le renversement P-AP.

L'observation directe, par microscopie magnétique, du renversement de l'aimantation aurait été souhaitable. Nous avons tenté une telle expérience en microscopie magnéto-optique Kerr longitudinale. Malheureusement, le signal LKR étant très faible (de l'ordre de quelques millidegrés, voir Fig. 2.8), et les processus de renversement étant excessivement rapides, nous n'avons pas réussi à visualiser directement les différents modes de renversement discutés ci-dessus.

2.3.2.4 Asymétrie entre les renversements AP-P et P-AP

Nous nous focalisons maintenant sur l'asymétrie observée entre les processus de renversement P-AP et AP-P, inattendue *a priori* compte tenu de la forme très carrée du cycle d'hystérésis mineur (Fig. 2.8). De façon générale, le renversement de l'aimantation d'un ferromagnétique peut dépendre de l'orientation du champ magnétique appliqué par rapport à un champ de couplage. Cette situation est fréquente dans les systèmes à couplage d'échange unidirectionnel [72–76], où cette asymétrie de renversement donne généralement lieu à une asymétrie de la forme du cycle d'hystérésis macroscopique. Par contre, seuls de rares résultats avaient été reportés jusqu'à présent sur l'asymétrie de renversement dans une couche magnétique douce couplée à une couche

plus dure par interaction dipolaire [77, 78], telle la couche S décrite ici.

Dans des couches non couplées présentant peu de défauts, la nucléation de domaines et la propagation de parois sont connues comme étant des processus symétriques par rapport au champ appliqué : les champs H_{nucl} et H_{prop} associés sont les mêmes, que le champ appliqué soit négatif ou positif. En pratique, H_{nucl} et H_{prop} sont des grandeurs locales, et l'on doit donc considérer des distributions de champs de nucléation (comme schématisé Fig. 2.11(a)) et de propagation [79]. Si l'on considère une couche couplée, comme S dans notre échantillon, le champ de nucléation effectif en un point donné de la couche est décalé par le champ de couplage local, $H_{\text{coupl}}^{\text{local}}$, par rapport à celui de la couche non couplée. Si la distribution de $H_{\text{coupl}}^{\text{local}}$ est symétrique, la distribution du champ de nucléation effectif est également symétrique, comme représenté dans l'insert de la Fig. 2.11 : deux champs magnétiques appliqués H et H' , symétriques par rapport à la moyenne macroscopique $-H_{\text{coupl}}$, résultent en des processus de nucléation symétriques.

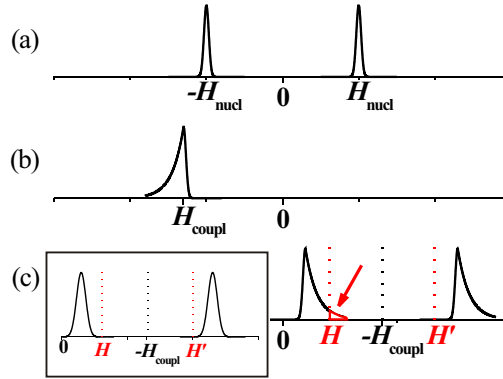


Fig. 2.11 : Représentation schématique de : (a) la distribution du champ de nucléation dans une couche magnétique non couplée ; (b) la distribution asymétrique du champ de couplage local dans un système couplé dipolairement ; (c) la distribution effective du champ de nucléation dans la couche magnétique décrite en (a) combinée avec la distribution de champ de couplage local représentée en (b) ; H et H' représentent des valeurs de champ magnétique symétriques par rapport à $-H_{\text{coupl}}$: les centres de nucléation activés pour H et H' ne sont pas les mêmes (voir la flèche). *Insert* : Distribution effective du champ de nucléation correspondant au cas d'une distribution symétrique du champ de couplage. La forme des distributions est délibérément exagérée. Leur amplitude est arbitraire.

Cependant, dans notre couche S, le champ de couplage local diminue comme $e^{-d/\Lambda}$ (équation (2.2)) lorsque l'épaisseur d de la barrière tunnel T augmente [63, 64]. Ceci implique qu'une légère diminution de d par rapport à sa valeur macroscopique produit une différence beaucoup plus importante en termes de champ de couplage local que l'augmentation équivalente de d . Même dans le cas d'une barrière présentant une distribution surfacique aléatoire de l'épaisseur d , la distribution de champ de couplage attendue serait dissymétrique, sachant que par définition, l'exponentielle d'une variable aléatoire gaussienne est une variable aléatoire log-normale [80]. Dans notre cas, partant d'une distribution de d qui est déjà non symétrique, la distribution du champ de couplage local est *a fortiori* asymétrique (Fig. 2.7(c)), comme schématisé Fig. 2.11(b) [56].

L'extension plus importante vers les valeurs élevées de ce champ de couplage local correspond aux faibles valeurs de d , c'est-à-dire aux régions où T est la plus fine.

Si l'on admet une telle distribution du champ de couplage local, la distribution effective du champ de nucléation a la forme schématisée Fig. 2.11(c) [56]. Dans ce cas, les champs magnétiques appliqués H et H' , symétriques par rapport à la moyenne macroscopique $-H_{\text{coupl}}$, résultent manifestement en des processus de nucléation asymétriques : pour un renversement sous faible champ, les sites de nucléation activés sont plus nombreux et plus dispersés que pour un renversement sous fort champ. En contrepartie, le processus de nucléation se déclenche plus brutalement pour le renversement à haut champ que pour celui à bas champ.

Revenons à notre empilement jonction tunnel magnétique. Les conclusions précédentes signifient que, de façon générale, pour le renversement AP-P (Fig. 2.8), le processus de nucléation doit apparaître plus graduellement, mais pour un champ interne plus faible, que pour le renversement P-AP. En effet, pour le renversement AP-P, les premiers sites de nucléation qui sont activés sont ceux où la barrière T est la plus fine (où le couplage est le plus fort), alors que pour le renversement P-AP les régions où T est la plus épaisse (où le couplage est le plus faible) sont activées en premier. Ceci montre que les centres de nucléation actifs dans un système couplé ne doivent pas être les mêmes pour les deux types de renversement [77], ce qui est cohérent avec nos résultats expérimentaux [56]. Le même raisonnement que celui schématisé Fig. 2.11 peut s'appliquer à la distribution du champ de propagation qui caractérise le déplacement des parois, ce qui mène à une propagation attendue à un champ interne plus faible pour le renversement AP-P que pour le renversement P-AP.

La nucléation et la propagation peuvent maintenant être discutées, séparément, dans les cas particuliers des deux régions I et II de notre échantillon [56] :

- Dans la région I (Fig. 2.9(a)), le seul processus qui peut être comparé quantitativement entre les renversements AP-P et P-AP est la nucléation. Le processus de nucléation observé est plus efficace lors du renversement P-AP, en accord avec l'activation d'une densité de centres de nucléation plus élevée, à champ équivalent, pour le renversement P-AP que pour le renversement AP-P (Fig. 2.11).
- Dans la région II (Fig. 2.9(b)), seule la propagation de parois peut être comparée quantitativement entre les renversements AP-P et P-AP. La propagation plus facile observée lors du renversement AP-P dans cette région est en accord avec une propagation faisant intervenir un champ interne plus faible pour le renversement AP-P que pour le renversement P-AP.

Ainsi, nous expliquons l'asymétrie observée pour le renversement de l'aimantation dans la couche S de l'empilement étudié par de légères inhomogénéités de la barrière tunnel T , qui se traduisent par une distribution asymétrique du champ de couplage dipolaire local, impliquant une asymétrie des champs critiques de nucléation de domaine et de propagation de paroi [56].

2.3.3 Conclusions concernant l'empilement MRAM étudié

L'empilement magnétique étudié, dont les propriétés magnétiques macroscopiques sont optimisées pour une application MRAM, présente à l'échelle microscopique des processus de renverse-

ment de l'aimantation différents en fonction du sens de balayage du champ magnétique. Cette asymétrie, liée intrinsèquement à la méthode de renversement sous faible champ magnétique, peut constituer une limite supplémentaire pour la fiabilité du processus d'écriture sous champ, qui s'ajoute aux limitations évoquées dans la section 2.1.2.3.

Il est donc intéressant de considérer une méthode d'écriture alternative. C'est ce que nous allons développer dans la suite de ce travail, en nous intéressant au renversement de l'aimantation par propagation de parois de domaines sous l'effet d'un courant électrique. Désormais, nous restreignons donc notre discussion au processus d'*écriture*, dans une simple couche magnétique jouant le rôle de la *couche S* décrite dans ce chapitre.

En résumé. . .

Nous avons étudié le renversement de l'aimantation dans un empilement de type jonction tunnel magnétique, destiné à la fabrication de mémoires magnétiques à accès aléatoire. Nous avons montré que les propriétés magnétiques de cet empilement n'étaient pas stables lors d'un recuit à haute température. Puis, l'étude de la couche magnétique douce couplée de la jonction tunnel, dont l'aimantation se renverse sous faible champ magnétique par nucléation de domaines et propagation de parois, nous a permis de mettre en évidence une asymétrie du renversement de l'aimantation en fonction du sens de balayage du champ, *a priori* surprenante compte tenu de la forme très carrée du cycle d'hystérésis mineur correspondant. En nous basant sur l'analyse du profil géométrique de la barrière tunnel, nous avons expliqué cette asymétrie par de légères inhomogénéités du champ de couplage dipolaire.

Chapitre 3

Films ultraminces Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire – Irradiation par des ions hélium

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, les films magnétiques « réels » peuvent présenter un comportement fort éloigné des descriptions analytiques du retournement d'aimantation, et laisser une large part à des processus aléatoires, dont la statistique doit être connue. Le choix d'un système magnétique aux propriétés bien adaptées est déterminant, tant pour des études fondamentales que pour des applications.

Nous présentons ci-dessous les films ultraminces Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire et leurs principales propriétés, et en particulier la propagation de parois dans de tels films, illustrant en cela les considérations générales du chapitre 1. Nous analyserons notamment la propagation de paroi à haut champ (où l'effet des défauts est négligeable), sur la base de nos calculs analytiques décrivant la propagation de paroi dans un système sans défauts de dimensions réduites. Enfin, nous discuterons l'effet d'une irradiation à faible dose par des ions He^+ sur les films ultraminces Pt/Co/Pt, que nous illustrerons en fin de chapitre par l'étude magnétique complète d'un film irradié. Les résultats de cette étude valideront le choix de ce système pour la suite de notre travail.

3.1 Les films ultraminces Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire

3.1.1 Préparation et caractéristiques structurales

Les échantillons considérés ici ont la composition suivante : Si / SiO_2 (500 nm) / Pt(4,5 nm) / Co(t_{Co}) / Pt(3,5 nm), avec une épaisseur de cobalt, t_{Co} , de quelques angströms. Ces échantillons sont préparés au laboratoire Spintec à Grenoble (B. Rodmacq, V. Baltz), par pulvérisation cathodique sur des substrats de silicium thermiquement oxydés (épaisseur 0,5 nm, orientés (100)), et décapés *in-situ* avant dépôt par bombardement ionique Ar^+ . Le dépôt est effectué en mode DC à température ambiante, sous une pression d'argon de 0,25 Pa obtenue à partir d'un vide limite de $4 \text{ à } 5 \cdot 10^{-6}$ Pa. Le platine et le cobalt sont déposés à des vitesses respectives de l'ordre de 0,1 et 0,05 nm.s⁻¹.

La croissance du cobalt et du platine est polycristalline, avec une taille de grains de l'ordre d'une dizaine de nanomètres, et pour le platine une texture (111) [81, 82]. Des mesures de réflectivité des rayons X [82] (Fig. 3.1 pour $t_{\text{Co}} = 0,5$ nm) ont montré une rugosité des couches de cobalt et de platine de quelques angströms, faible mais néanmoins non négligeable car du même ordre de

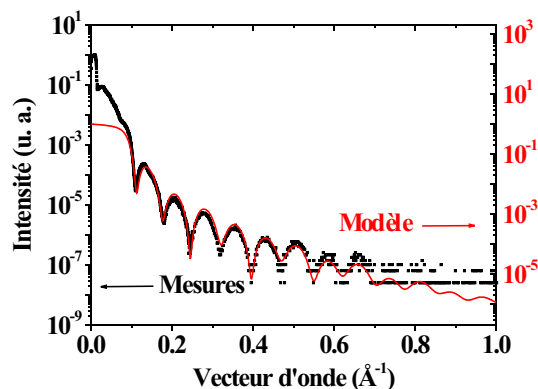


Fig. 3.1 : Spectre de réflectivité des rayons X mesuré sur un film Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(3,5 nm) (points noirs), et spectre modélisé correspondant (trait plein rouge). Outre les paramètres usuels caractéristiques des matériaux en présence, les paramètres de l'ajustement sont les suivants : Si/SiO₂ : épaisseur infinie, rugosité 0,25 nm ; Pt inférieur : épaisseur 4,4 nm, rugosité 0,25 nm ; Co : épaisseur 0,2 nm, rugosité 0,3 nm ; Pt supérieur : épaisseur 3,6 nm, rugosité 0,10 nm [82].

grandeur que l'épaisseur de la couche de cobalt. Ceci est l'indice d'un certain degré de désordre aux interfaces entre cobalt et platine, qui se traduit vraisemblablement par de fines couches d'alliage issu du mélange local entre les deux espècesⁱ [83].

Ces films sont, par de nombreux aspects, similaires à ceux fabriqués précédemment à l'Institut d'Electronique Fondamentale à Orsay, et sur lesquels portent une grande partie des travaux antérieurs de notre groupe de recherche [9, 24, 28, 29, 84–93]. Il est cependant possible qu'il existe plus de mélange aux interfaces Co/Pt dans les échantillons grenoblois (préparés à température ambiante) que dans les échantillons orcéens (préparés à chaud, ce qui permet une meilleure relaxation des contraintes d'épitaxie). Nous reviendrons plus loin sur les conséquences de ce mélange.

3.1.2 Anisotropie magnétique

L'hybridation électronique aux interfaces entre les bandes $3d$ du cobalt et $5d$ du platine donne lieu dans ces échantillons à une très forte anisotropie magnétique d'interface dans la direction perpendiculaire au film [94, 95]. Cette anisotropie est décrite par une énergie $E_{K_s} = K_s \sin^2 \theta$ (par unité de surface d'interface), où θ est l'angle formé par la direction de l'aimantation et la direction normale au plan de l'interface, et où K_s est une constante d'anisotropie de surface. Pour obtenir l'énergie d'anisotropie totale d'un film Pt/Co/Pt (incluant au moins une mono-couche de cobalt), il faut tenir compte des deux interfaces entre cobalt et platine, et l'énergie E_{K_s} doit donc être prise en compte deux fois. Ce faisant, et en ajoutant le terme d'anisotropie magnéto-cristalline volumique, caractérisé par une constante d'anisotropie K_v , on obtient l'expression de

i. Cobalt et platine sont miscibles en toutes proportions.

l'énergie d'anisotropie intrinsèque du film Pt/Co/Pt par unité de volumeⁱ :

$$E_{K_i} = \left(K_v + \frac{2K_s}{t_{Co}} \right) \sin^2 \theta = K_i \sin^2 \theta, \quad (3.1)$$

où K_i (> 0) représente la constante d'anisotropie intrinsèqueⁱⁱ. Cette énergie est minimale lorsque l'aimantation est orientée perpendiculairement au plan du film, et l'anisotropie magnétique intrinsèque du système est donc perpendiculaire. Des mesures magnéto-optiques sur des films Pt/Co/Pt avec différentes épaisseurs de cobalt [96] ont permis de déterminer $K_v \approx 3,33 \cdot 10^6 \text{ erg.cm}^{-3}$ et $K_s \approx 0,48 \text{ erg.cm}^{-2}$.

Pour décrire l'anisotropie magnétique effective du film, il faut également tenir compte d'un terme d'anisotropie de forme lié aux effets de champ démagnétisant (voir également le chapitre 1). L'énergie correspondante par unité de volume s'écrit $2\pi M_s^2 \cos^2 \theta$. Elle est minimale lorsque l'aimantation s'oriente dans le plan du film, et l'anisotropie de forme s'oppose donc à l'anisotropie intrinsèque perpendiculaire du système. Finalement, l'énergie d'anisotropie magnétique effective totale par unité de volume s'écrit :

$$E_K = \left(K_v + \frac{2K_s}{t_{Co}} - 2\pi M_s^2 \right) \sin^2 \theta + 2\pi M_s^2 = K \sin^2 \theta + 2\pi M_s^2, \quad (3.2)$$

où K est la constante d'anisotropie effective totale :

$$K = K_v + \frac{2K_s}{t_{Co}} - 2\pi M_s^2 = K_i - 2\pi M_s^2. \quad (3.3)$$

Suivant la valeur de l'épaisseur de cobalt, t_{Co} , cette constante est soit positive (ce qui traduit une anisotropie magnétique effective perpendiculaire), soit négative (anisotropie magnétique planaire). L'épaisseur critique à laquelle K s'annule se déduit de l'équation (3.3), et vaut :

$$t_{crit} = \frac{2K_s}{2\pi M_s^2 - K_v}. \quad (3.4)$$

Une transition de réorientation entre anisotropie perpendiculaire et anisotropie planaire se produit au voisinage de $t_{Co} = t_{crit}$ [97], dont la nature exacte est déterminée par les termes d'anisotropie d'ordre supérieur ou égal à 2. Pour les films Pt/Co/Pt qui nous intéressent ici, cette transition se produit autour de $t_{Co} = 1 \text{ nm}$ (de façon tout à fait prévisible par l'équation (3.4), compte tenu des valeurs de K_s et K_v , et si l'on prend pour M_s l'aimantation à saturation du cobalt massif) : jusqu'à $t_{Co} = 0,9 \text{ nm}$, les films Pt/Co/Pt présentent une anisotropie magnétique purement perpendiculaire, qui, pour une plus grande épaisseur de cobalt, devient oblique, puis planaire pour $t_{Co} > 1,2 \text{ nm}$ ⁱⁱⁱ. On notera que la valeur de t_{crit} est nettement plus faible pour nos échantillons que pour les échantillons fabriqués précédemment à Orsay ($t_{crit} \approx 1,6 \text{ nm}$ [84]).

i. On ne considère ici que le terme d'anisotropie du premier ordre, en négligeant le terme du second ordre, et *a fortiori* les termes d'ordre supérieur, qui sont faibles dans nos échantillons.

ii. En pratique, cette description est conforme aux mesures expérimentales si l'épaisseur de cobalt est supérieure à environ 0,7 nm. Pour des épaisseurs inférieures, il faut tenir compte d'effets d'alliage aux interfaces entre cobalt et platine [84].

iii. Ces valeurs sont des valeurs typiques : la gamme exacte d'épaisseurs dans laquelle se produit la transition de reorientation peut fluctuer légèrement d'une série d'échantillons à l'autre.

t_{Co}	H_K	K
nm	kOe	Merg.cm ⁻³
0,5	7,1	3,2
0,6	7,9	4,5
0,7	5,3	3,2
0,8	3,1	2,0

Tab. 3.1 : Champ d'anisotropie effectif mesuré, $H_K = 2K/M_s$, et constante d'anisotropie effective correspondante, K , à température ambiante, de films Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(t_{Co}) / Pt(3,5 nm) avec t_{Co} compris entre 0,5 et 0,8 nm [26].

Les constantes d'anisotropie effective, K , de quatre de nos films à anisotropie perpendiculaire, d'épaisseurs t_{Co} variant de 0,5 nm (2,5 plans atomiques de cobalt) à 0,8 nm (4 plans atomiques), ont été évaluées à partir de mesures par magnétométrie Kerr polaire [84, 98]ⁱ. Les valeurs obtenues [26] sont présentées dans le Tableau 3.1. L'évolution de l'anisotropie avec t_{Co} est qualitativement similaire à celle observée précédemment sur les échantillons préparés à Orsay [84]. Les valeurs mesurées sur nos échantillons sont cependant plus faibles, indiquant la présence plus marquée d'alliage aux interfaces Co/Pt [99]. Ceci explique également la valeur plus faible, dans nos échantillons, de l'épaisseur critique de réorientation, t_{crit} .

Dans la suite de ce chapitre, nous focaliserons notre étude sur ces quatre films (étudiés de façon extensive dans le cadre de la thèse de P. Metaxas [26, 100]), et mettrons un accent particulier sur le film correspondant à $t_{\text{Co}} = 0,5$ nm, à partir duquel a été fabriquée la majeure partie des nano-pistes décrites dans les chapitres suivants.

3.1.3 Cycle d'hystérésis

Les cycles d'hystérésis, mesurés par magnétométrie magnéto-optique Kerr polaire (PMOKE, voir annexe A) et magnétométrie SQUID, présentent une forme très carrée pour les quatre échantillons Pt/Co/Pt étudiés (Fig. 3.2 pour $t_{\text{Co}} = 0,5$ nm). Ceci est révélateur d'un renversement d'aimantation par propagation aisée des parois de domaines nucléés au niveau de rares défauts extrinsèques (typiquement moins d'un centre de nucléation par mm²) [9], ce qui sera confirmé dans la suite par des mesures en microscopie magnéto-optique.

i. Ces mesures et l'exploitation de leurs résultats ont été effectuées par P. Metaxas dans le cadre de la préparation de sa thèse [26], dans laquelle la méthode utilisée sera décrite plus en détail.

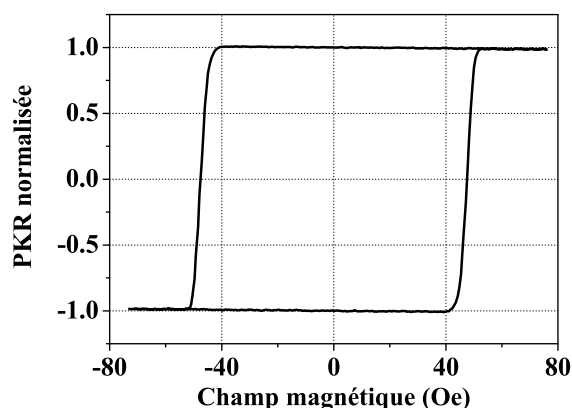


Fig. 3.2 : Cycle d'hystérésis mesuré en rotation Kerr polaire (PKR), par magnétométrie magnéto-optique ($\lambda = 543,5 \text{ nm}$) à température ambiante, sur un film Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(3,5 nm). Le cycle présenté est la moyenne de 10 cycles individuels, décrits avec une vitesse de balayage du champ de $0,06 \text{ kOe.s}^{-1}$.

3.1.4 Grandeurs magnétiques caractéristiques

Le Tableau 3.2 [26] regroupe, pour chaque film Pt/Co/Pt, le champ coercitif typique à température ambianteⁱ, H_c , l'aimantation à saturationⁱⁱ, M_s (mesurée par magnétométrie SQUID), la température de Curie, T_C , la raideur d'échange, A , et la largeur caractéristique de paroi de domaine, Δ (calculée à partir des valeurs de A , K et M_s , en prenant en compte les effets spécifiques du champ démagnétisant interne à la paroi dans les systèmes magnétiques de petites dimensions [33] (voir chapitre 1, équation (1.15))).

La température de Curie, T_C , a été extrapolée à partir de la dépendance en température du champ coercitif et du signal PMOKE mesuré à la rémanenceⁱⁱⁱ.

La raideur d'échange, A , a été estimée à partir de la température de Curie, en utilisant un modèle adapté aux films 2D à anisotropie perpendiculaire [101]. Ce modèle prend en compte les effets de l'anisotropie et des interactions dipolaires, qui remettent en cause la loi de proportionnalité habituelle $A = k_B T_C / a_0$, où a_0 est le paramètre de maille du cobalt ($a_0 = 0,25 \text{ nm}$ dans un plan

i. Le champ coercitif, tel que mesuré sur un cycle d'hystérésis, est une grandeur effective qui dépend des propriétés de nucléation et de propagation dans la zone de l'échantillon sur laquelle on effectue la mesure. Il dépend de la température, de la dynamique (imposée par la vitesse de balayage du champ lors de la mesure), et peut fluctuer légèrement d'une région à l'autre de l'échantillon. Ceci explique la différence entre le champ coercitif apparent sur le cycle de la Fig. 3.2 et la valeur indiquée dans le Tableau 3.2. De façon générale, les valeurs du Tableau 3.2 sont des valeurs typiques, mesurées dans les mêmes conditions pour les quatre échantillons.

ii. Dans ces systèmes de type 2D-Ising, la valeur de l'aimantation rémanente reste quasiment identique à l'aimantation à saturation jusqu'au voisinage immédiat de la température de Curie.

iii. Les mesures ont été effectuées dans une gamme de températures allant de la température ambiante jusqu'à environ 400 K, température limite au-delà de laquelle les propriétés magnétiques des échantillons sont modifiées de façon irréversible (on observe en particulier une nette augmentation du champ coercitif dans des échantillons recuits à des températures plus élevées). Là encore, on se reportera à la thèse de P. Metaxas [26], qui a réalisé et exploité les mesures, pour de plus amples détails sur la méthode utilisée.

t_{Co}	H_c	T_C	M_s	A	Δ
nm	Oe	K	erg.G ⁻¹ .cm ⁻³	$\mu\text{erg.cm}^{-1}$	nm
0,5	36	415	910	1,4	6,2
0,6	99	470	1130	1,6	5,5
0,7	195	520	1200	1,8	6,7
0,8	280	570	1310	2,2	8,6

Tab. 3.2 : Champ coercitif, H_c (mesuré à température ambiante, avec une vitesse de balayage du champ de 0,4 kOe.s⁻¹), température de Curie, T_C , aimantation à saturation à température ambiante, M_s (erreur $\approx 10\%$), raideur d'échange, A , et largeur caractéristique de paroi de domaine à champ nul, $\Delta = \sqrt{A/(K + 2\pi M_s^2 N_y)}$ [33] (voir chapitre 1, équation (1.15)), de films Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(t_{Co}) / Pt(3,5 nm) avec t_{Co} compris entre 0,5 et 0,8 nm [26].

de cobalt de structure hexagonale compacte [102]). T_C vérifie alors [101] :

$$T_C \approx \frac{4\pi(S+1)}{3} \frac{2\mathcal{J}S}{\ln\left(\frac{4\pi \cdot 2\mathcal{J}S}{2\mu_B H_K}\right)}, \quad (3.5)$$

où S est le spin (magnétique) d'un atome de cobalt ($S = 1, 5$, d'après les résultats de mesures par dichroïsme circulaire magnétique des rayons X (XMCD) menées sur du cobalt pur massif [103] et sur un alliage CoPt₃ [104]), μ_B est le magnéton de Bohr, et $\mathcal{J} \propto a_0 A/S^2$ est l'intégrale d'échangeⁱ.

On constate que les valeurs de M_s et T_C sont inférieures respectivement à l'aimantation à saturation et à la température de Curie du cobalt massif (1446 erg.G⁻¹.cm⁻³ et 1388 K [54]), et diminuent au fur et à mesure que l'épaisseur de cobalt est réduite. Là encore, ceci est cohérent avec un caractère 2D croissant des films, et avec une importance accrue des effets d'interface entre cobalt et platine. Les faibles valeurs de M_s mesurées sont par ailleurs cohérentes avec des mesures par dichroïsme magnétique circulaire des rayons X (XMCD), réalisées sur un film Pt/Co/Pt avec $t_{\text{Co}} = 0, 5$ nm [105], qui ont montré une réduction d'environ 40 % du moment magnétique de spin moyen des atomes de cobalt, par rapport à sa valeur dans le cobalt massif [103]ⁱⁱ. Nous verrons par la suite qu'une faible valeur de M_s est un avantage dans le cadre de notre étude.

Les valeurs obtenues pour la raideur d'échange, A , sont en relativement bon accord avec des mesures par diffusion Brillouin réalisées sur des films de cobalt plus épais [106, 107].

Enfin, on notera que les largeurs de parois, Δ , prennent des valeurs très faibles en comparaison des largeurs de parois observées, par exemple, dans du permalloy à faible anisotropie planaire [39, 40].

i. Plusieurs expressions différentes du coefficient de proportionnalité entre \mathcal{J} et $a_0 A/S^2$ existent dans la littérature. Toutes ces expressions, cependant, mènent à un coefficient de proportionnalité de l'ordre de quelques unités, qui dépend essentiellement de la structure cristalline du matériau considéré. Pour obtenir les estimations de A présentées dans ce chapitre, nous avons supposé $\mathcal{J} = a_0 A/S^2$ dans notre cobalt polycristallin.

ii. Si l'on admet qu'un atome de cobalt *magnétique* porte toujours le même moment magnétique de spin, qu'il soit dans un film Pt/Co/Pt ou dans du cobalt massif [104], ces résultats signifient qu'environ 40 % des atomes de cobalt sont *non magnétiques*. Ceci peut être dû soit à un effet de basse dimensionalité dans le film ultramine, soit à l'existence d'un alliage aux interfaces entre cobalt et platine.

La finesse des parois dans les films ultraminces Pt/Co/Pt est due à la forte anisotropie perpendiculaire dans ces systèmes, et constitue, nous y reviendrons par la suite, une caractéristique très intéressante dans le cadre de notre étude. Les valeurs de Δ s'entendent ici à champ nul. Cependant, dans toute cette étude, les champs magnétiques appliqués restent relativement faibles devant le champ d'anisotropie, H_K . On peut donc raisonnablement considérer que la largeur des parois sous champ reste peu éloignée de Δ .

3.1.5 Propagation de parois sous champ magnétique

3.1.5.1 Caractéristiques champ-vitesse

Le renversement d'aimantation dans les films ultraminces Pt/Co/Pt a été étudié par microscopie magnéto-optique Kerr polaire en champ lointain et à haute résolution [26, 100] (le montage et le protocole expérimentaux sont décrits dans l'annexe A). Comme attendu d'après la forme carrée des cycles d'hystérésis (Fig. 3.2), ces films ont une faible densité de centres de nucléation, et sont donc caractérisés par un faible taux de nucléation, du moins sous faible champ. Le renversement d'aimantation se fait essentiellement par propagation d'un petit nombre de parois de domaines à partir de ces quelques sites (Fig. 3.3), et ce jusqu'à une valeur de champ magnétique appliqué largement supérieure au champ de dépiégeage des parois. Ceci rend possible des mesures fiables de la propagation des parois de domaines dans les films, sans nucléation excessive gênante, et permet de visualiser l'ensemble des régimes de vitesse de propagation, jusqu'à un champ maximum H_{max} (Tableau 3.3)ⁱ.

Les courbes expérimentales montrant l'évolution de la vitesse de propagation de paroi, v , en fonction du champ magnétique appliqué, H , obtenues pour les films d'épaisseurs $t_{Co} = 0,5$ nm et $t_{Co} = 0,8$ nm sont présentées Fig. 3.4(a) [26]. Ces caractéristiques champ-vitesse sont qualitativement cohérentes avec les prédictions des modèles théoriques décrivant la propagation d'une interface élastique dans un système faiblement désordonné [19–21, 108] (Fig. 1.4) : on observe à faible champ un régime de faibles vitesses, dit de reptation (*creep*) thermiquement activée, puis à haut champ un régime de propagation visqueuse ($v \propto H$), après une transition plus ou moins étalée autour d'un champ de dépiégeage.

3.1.5.2 Régime de reptation

Le tracé de $\ln v$ en fonction de $H^{-1/4}$ (Fig. 3.4(b)) [26] montre un comportement linéaire à faible champ. Ceci confirme la validité, pour nos échantillons, de l'équation caractéristique du régime de reptation d'une interface élastique 1D en mouvement dans un milieu 2D faiblement désordonné (équation (1.8), avec $\eta = 1/4$) [19, 21] :

$$v = v_0 \exp \left[- \left(\frac{T_{dép}}{T} \right) \left(\frac{H_{dép}}{H} \right)^{1/4} \right]. \quad (3.6)$$

i. Pour des valeurs de champ plus élevées, la nucléation ne se produit plus uniquement au niveau de rares sites généralement associés à des défauts extrinsèques de l'échantillon, mais survient de façon statistique y compris au niveau des défauts intrinsèques du système (fluctuations locales d'anisotropie magnétique, frontières entre les cristallites...) [9, 88], c'est-à-dire potentiellement en tout point de l'échantillon.

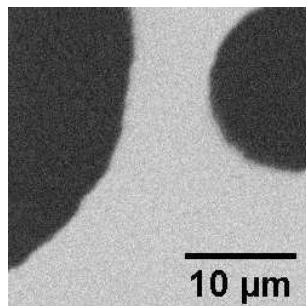


Fig. 3.3 : Image magnéto-optique typique d'un film ultramine Pt / Co(0,5 nm) / Pt à anisotropie magnétique perpendiculaire. Les zones apparaissant en noir et en gris clair sur cette image correspondent aux régions de l'échantillon respectivement renversées et restées dans leur état saturé initial [100].

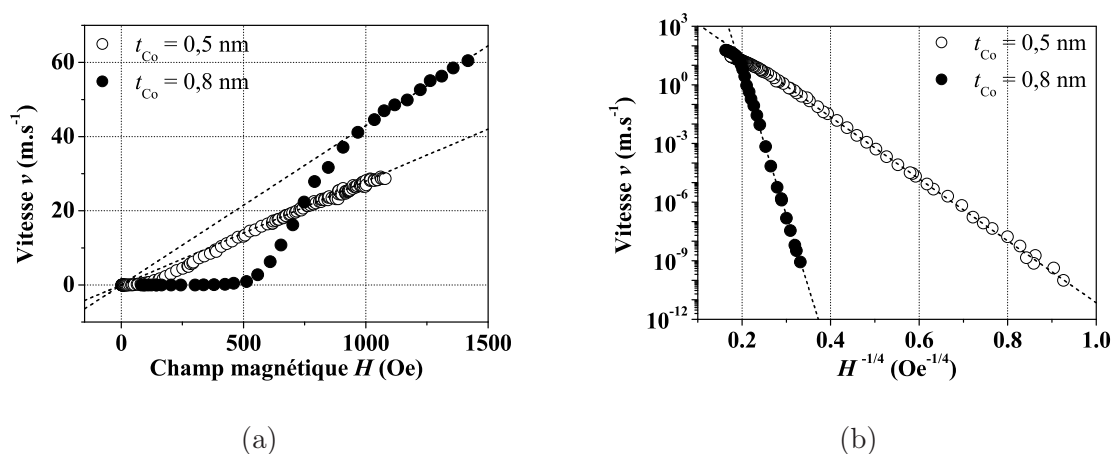


Fig. 3.4 : (a) Vitesse de propagation de paroi, v , en fonction du champ magnétique appliqué, H , pour des films ultraminces Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(t_{Co}) / Pt(3,5 nm) à anisotropie perpendiculaire, avec des épaisseurs de cobalt $t_{Co} = 0,5$ nm et $t_{Co} = 0,8$ nm [26]. Les droites pointillées représentent des ajustements des données à haut champ à des lois linéaires de type $v = \mu H$. (b) Représentation des mêmes données dans un système de coordonnées permettant de mettre en évidence la loi de reptation sous faible champ (équation (3.6)). Les droites pointillées représentent des ajustements à la loi de vitesse (3.6) dans le régime de reptation.

Comme on peut le voir, cette loi de reptation décrit très bien les données expérimentales jusqu'à des valeurs de champ, H^* (Tableau 3.3), relativement élevées, bien qu'elle ne soit valide, en théorie, que dans la limite d'un faible champ appliqué (typiquement $H \ll H_W$, où H_W est le champ seuil de Walker décrit au chapitre 1) [21].

Le champ de dépiégeage, $H_{dép}$, est difficile à évaluer à température non nulle à cause de l'étalement thermique de la transition de dépiégeage. De plus, $H_{dép}$ est lié à l'anisotropie magnétique [24], qui est elle-même dépendante de la température. En posant à titre d'estimation

t_{Co}	H_{max}	H^*	$T_{dép}/T$	μ	Stationnaire		Précessionnel	
					α	H_W	α	H_W
nm	Oe	Oe	-	$m.s^{-1}.Oe^{-1}$	-	Oe	-	Oe
0,5	1080	230	9	0,028	4,0	1690	0,27	120
0,6	1670	590	14	0,026	3,7	2560	0,30	210
0,7	1930	750	22	0,034	3,5	2470	0,32	230
0,8	1420	650	35	0,043	3,5	2460	0,31	220

Tab. 3.3 : Résultats des mesures de propagation de parois de domaines dans des films Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(t_{Co}) / Pt(3,5 nm) avec t_{Co} compris entre 0,5 et 0,8 nm [26] : champ magnétique maximal appliqué, H_{max} , champ limite, H^* , de validité de la loi de vitesse de reptation (équation (3.6)), rapport entre la température de dépiégeage, $T_{dép} = U_C/k_B$, et la température de mesure, $T \approx 300$ K, mobilité des parois à haut champ, μ (erreur $\approx 10\%$), et valeurs du paramètre d'amortissement de Gilbert, α (erreur $\approx 20\%$), et du champ seuil de Walker, H_W (erreur $\approx 30\%$), déduites de ces mesures, pour les deux types possibles de propagation visqueuse des parois.

$H_{dép} = H^*$ [12], il est cependant possible d'estimer le rapport entre la température de dépiégeage, $T_{dép}$, et la température de mesure, $T \approx 300$ K (Tableau 3.3). Les valeurs obtenues montrent que $T_{dép}$ est grande devant T , ce qui a pour conséquence une bonne stabilité des parois sous champ nul à température ambiante : les parois n'évoluent pas durant l'acquisition des images, condition indispensable à des mesures fiables. Par ailleurs $T_{dép}$ augmente avec l'épaisseur du film [26], traduisant un seuil de dépiégeage des parois d'autant plus bas que le film est mince.

L'analyse quantitative de la rugosité des parois dans le régime de reptation donne des résultats cohérents avec les prédictions théoriques [26], ce qui confirme à nouveau la pertinence des modèles d'interfaces pour décrire nos systèmes (*i. e.* en omettant la structure micromagnétique de la paroi). On peut noter, par ailleurs, que les parois dans le régime de reptation sont plus lisses dans le film de 0,5 nm de cobalt que dans celui de 0,8 nm. Ceci traduit un seuil de dépiégeage plus bas dans le film de 0,5 nm [26], comme déjà indiqué par l'évolution des valeurs de $T_{dép}/T$ avec l'épaisseur de cobalt : plus le seuil de dépiégeage est bas, plus la longueur caractéristique L_c , en-dessous de laquelle un segment de paroi ne peut se déformer sous l'effet du piégeage, est grande, et plus la paroi a tendance à se lisser du fait de son élasticité [108] (voir chapitre 1).

3.1.5.3 Régime de propagation visqueuse

Les lois de vitesse $v(H)$ obtenues (Fig. 3.4(a)) peuvent, à haut champ, être convenablement ajustées par une loi $v = \mu H$, où μ est la mobilité de la paroi. Ceci est cohérent à la fois avec les théories aptes à décrire une interface élastique mobile dans un milieu faiblement désordonné [19, 21, 108], et avec les modèles analytiques traitant plus spécifiquement de la propagation des parois de domaines magnétiques en se basant sur leur dynamique interne (voir chapitre 1) [1, 15, 16, 33]. Les valeurs de mobilité obtenues pour les différents films sont rassemblées dans le Tableau 3.3. Ces valeurs sont inférieures à celles mesurées par d'autres groupes dans des films [78] et des nanopistes [40, 109] de permalloy. Ceci peut s'expliquer par une moindre largeur des parois dans les films Pt/Co/Pt, ainsi que par un paramètre d'amortissement plus élevé, comme nous le verrons plus bas.

A haut champ, les effets du piégeage par les défauts du système deviennent négligeables, comme en atteste le lissage des parois observé expérimentalement [26]. Les parois sont donc « libérées » de l'effet des défauts, et leur comportement est entièrement déterminé par leur dynamique intrinsèque, traitée au chapitre 1ⁱ. La discussion qui suit se base sur nos résultats analytiques [33], qui décrivent cette dynamique en tenant compte des effets de confinement dans des systèmes de dimensions réduites. Ici, les parois sont confinées en épaisseur ($t_{Co} < \Delta$, voir Tableau 3.2), par rapport au cas usuel d'une couche magnétique épaisse.

Avant toute chose, rappelons brièvement les résultats essentiels obtenus au chapitre 1. Dans un système sans défauts, la vitesse de propagation des parois est limitée par des phénomènes dissipatifs, caractérisés par le paramètre phénoménologique d'amortissement de Gilbert, α [1, 15, 16]. Suivant la gamme de champ magnétique considérée relativement au champ seuil de Walker, H_W , deux régimes de propagation visqueuse ($v = \mu H$) sont attendus, avec des mobilités différentes, bien que toutes deux reliées à α (Fig. 1.6) [1, 15, 16]. En-dessous de H_W , la propagation de paroi est stationnaire, avec une mobilité $\mu_{stationnaire} = \gamma\Delta/\alpha$. Au-dessus de H_W , les spins décrivent un mouvement de précession au sein de la paroi lors de sa propagation mais, en moyenne, cette dernière redevient cependant visqueuse très au-dessus du seuil de Walker, avec une mobilité moyenne diminuée, $\bar{\mu}_{précessionnelle} = \gamma\Delta\alpha/(1 + \alpha^2)$. D'après nos résultats, le champ seuil de Walker, H_W , qui limite le régime de propagation visqueuse stationnaire, vaut $N_y \times 2\pi\alpha M_S$ dans le cas particulier d'un film magnétique ultramince d'extension latérale infinie [33]. Dans cette expression, $N_y \approx t_{Co}/(t_{Co} + \Delta)$ est le facteur démagnétisant de la paroi suivant la direction perpendiculaire à son plan. Il rend compte des effets de confinement en épaisseur de la paroi dans le film ultramince.

Ainsi, l'observation expérimentale (Fig. 3.4(a)) d'un seul régime de propagation linéaire peut *a priori* être interprétée de deux façons [26] :

- soit $H_W > H_{max}$, auquel cas le régime visqueux observé correspond à une propagation stationnaire ($H < H_W$) avec une mobilité $\mu_{stationnaire}$ (Fig. 3.5(a)) ;
- soit $H_W < H^*$, auquel cas le régime visqueux stationnaire est masqué par le régime de reptation imposé par les défauts du système, et le régime visqueux observé correspond à une propagation précessionnelle ($H \gg H_W$) avec une mobilité moyenne $\bar{\mu}_{précessionnelle}$ (Fig. 3.5(b)).

Pour chacune de ces deux interprétations, en utilisant l'expression appropriée de la mobilité de paroi, nous avons déduit pour chaque échantillon une valeur du paramètre d'amortissement, α , à partir de la valeur mesurée de la mobilité. Puis nous avons déduit de cette valeur α , la valeur correspondante du champ seuil de Walker, H_W . Les résultats sont regroupés dans le Tableau 3.3 [26] :

- Dans la première hypothèse (régime visqueux stationnaire), les valeurs calculées de α sont d'environ 4 pour tous les films, ce qui mène à des valeurs de H_W de l'ordre de 2 kOe. Ces valeurs de H_W sont supérieures aux champs maxima H_{max} , ce qui ne vient pas contredire *a*

i. Les résultats expérimentaux présentés ici [26] sont les premiers à mettre directement en évidence la transition continue d'un régime de propagation d'interface dominé par le piégeage à un régime dominé par la dissipation. A ce titre, leur intérêt va bien au-delà de la présente discussion, limitée au cas de la propagation des parois de domaines magnétiques, dans la mesure où les modèles de propagation d'interface permettent de décrire de nombreux systèmes physiques.

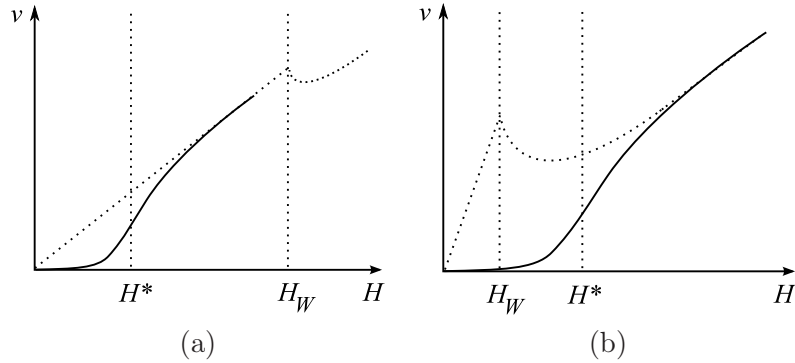


Fig. 3.5 : Illustration schématique des deux scénarios permettant d'interpréter le régime de propagation visqueuse observé expérimentalement à haut champ dans les films ultramincs Pt/Co/Pt. (a) Si les mesures sont effectuées entièrement en-dessous du seuil de Walker ($H_W > H_{max}$), seul le régime de propagation visqueuse stationnaire ($H < H_W$) peut être observé. (b) Si le seuil de Walker est masqué par le régime de propagation par reptation ($H_W < H^*$), seul le régime de propagation visqueuse précessionnelle ($H \gg H_W$) peut être observé. Dans chaque cas, les deux régimes de propagation visqueuse prévus analytiquement dans le cas d'un système magnétique sans défauts sont schématisés en pointillés. La courbe continue symbolise les résultats expérimentaux, montrant une propagation de paroi visqueuse après un régime initial de reptation [26].

posteriori l'hypothèse d'un régime visqueux stationnaire.

- Dans la seconde hypothèse (régime visqueux précessionnel), les valeurs calculées de α sont plutôt de l'ordre de 0,3 pour tous les films, ce qui mène à des valeurs de H_W de l'ordre de 100 à 200 Oe. Ces valeurs de H_W sont inférieures aux champs H^* limitant le régime de reptation, ce qui, là encore, ne vient pas contredire *a posteriori* l'hypothèse d'un régime visqueux précessionnel.

Nous estimons que l'hypothèse d'un régime visqueux précessionnel est physiquement plus plausible [26]. En effet, les valeurs de α correspondantes, bien qu'assez élevéesⁱ, sont néanmoins du même ordre de grandeur que celles utilisées pour des simulations permettant de reproduire des résultats expérimentaux obtenus par d'autres méthodes sur des multicouches ultramincs Co/Pt [110, 111], ainsi que sur des systèmes Co-Cr-Pt plus épais [112, 113]. Des mesures indépendantes de α par résonance ferromagnétique (FMR) dans les échantillons décrits ici n'ont pu être réalisées de façon quantitative, les largeurs de raies étant trop grandes, cependant les résultats de ces mesures FMR semblent qualitativement en bon accord avec les valeurs de α retenues ici. De même, des mesures FMR sur des échantillons similaires légèrement plus épais (à anisotropie planaire) ont mené à des valeurs de α globalement compatibles avec celles retenues ici (par exemple 0,22 pour $t_{Co} = 1,4$ nm) [114]. Compte tenu de l'erreur non négligeable admise sur α , de la gamme étroite d'épaisseurs de cobalt disponibles (limitée par la transition de réorientation à partir de 0,9 nm), et des hypothèses réalisées pour déterminer A , N_y et Δ , il

i. Les valeurs de α supérieures à l'unité obtenues dans l'hypothèse d'un régime visqueux stationnaire sont proprement gigantesques par rapport à toutes celles connues jusqu'à présent. La crédibilité et les conséquences physiques d'un paramètre d'amortissement si élevé dépassent le cadre de cette étude.

n'est malheureusement pas possible de discuter sérieusement ici la dépendance de α avec t_{Co} .

On notera, pour terminer, que notre interprétation du régime de propagation visqueuse dans les films ultraminces Pt/Co/Pt est valable à condition de prendre en compte l'effet du confinement des parois dans l'épaisseur du film [33]. En effet si l'on revient à l'expression habituelle du champ seuil de Walker, $H_W = 2\pi\alpha M_s$, valable dans une couche magnétique épaisse [1, 15, 16], on ne peut plus justifier d'un régime de propagation visqueuse précessionnelle, car les valeurs de H_W calculées sont supérieures aux valeurs de H^* . Nous voyons dans le cas présent des films ultraminces Pt/Co/Pt un exemple concret de système magnétique dont les petites dimensions influencent la propagation des parois de domaines.

3.2 Irradiation à faible dose des films ultraminces Pt/Co/Pt par des ions légers He^+

Comme en attestent de nombreux résultats publiés durant les dix dernières années [83, 85, 87, 89, 91, 115–122], l'irradiation à faible dose des systèmes Co/Pt à anisotropie perpendiculaire avec des ions légers a un effet marqué sur leurs propriétés magnétiques. Pour un système cible donné, ces effets dépendent essentiellement de trois paramètres [83] : la nature des ions choisis pour réaliser l'irradiation (et en particulier leur masse), leur vitesse (définie par leur énergie d'accélération), et la dose (ou fluence) d'ions reçue par l'échantillon cible. Ainsi, en jouant sur ces trois paramètres, il est possible, par irradiation, d'ajuster de façon très fine les propriétés magnétiques des systèmes Co/Pt à anisotropie perpendiculaire. Ceci peut se faire soit de façon uniforme [83, 87, 89, 91, 115–117, 122], en irradiant globalement une large zone de l'échantillon cible, soit localement, en utilisant un faisceau d'ions focalisé (FIB) [29, 86, 118, 120, 122, 123] ou en irradiant l'échantillon à travers un masque nano-lithographié [83, 85, 118–121]. Ces deux dernières techniques constituent des techniques intéressantes de nanostructuration magnétique, qui n'impliquent pas de gravure des échantillons, et préservent donc leur planéité [83, 85, 92, 124].

Dans la suite, nous nous bornerons à une description très succincte des mécanismes responsables des effets magnétiques de l'irradiationⁱ, et nous nous focaliserons sur les effets d'une irradiation uniforme par des ions He^+ d'énergie 30 keV, telle que réalisée sur les échantillons qui servent de base à la suite de notre étude. Les propriétés magnétiques d'un film ultramine Pt/Co/Pt ainsi irradié seront présentées en détail à la fin de cette section.

3.2.1 Effets d'une irradiation par des ions He^+ d'énergie 30 keV

3.2.1.1 Cadre de la discussion

Les effets de l'*irradiation* ionique discutée ici n'ont rien à voir avec ceux d'une *implantation* ionique, couramment utilisée, par exemple, pour le dopage des semi-conducteurs. Dans nos systèmes, la profondeur d'implantation des ions He^+ est telle (≈ 100 nm) que les ions traversent entièrement l'empilement Pt/Co/Pt, et s'implantent en profondeur dans le substrat de l'échantillon [83]. Ainsi les seuls effets sont liés à des modifications de structure consécutifs à l'irradiation.

i. Le lecteur pourra se reporter, pour plus de détails, à des articles de revue récents [92, 124], ainsi qu'à la thèse, pionnière en la matière, de T. Devolder [83].

Il n'y a pas d'effets liés à un apport de matière dans l'empilement Pt/Co/Pt.

La faible masse des ions employés implique des effets structuraux très modérés, extrêmement différents des effets d'une irradiation aux ions dits « lourds » (voir par exemple [125]). En particulier, l'énergie déposée par un ion He⁺ (de l'ordre de 0,1 eV par nanomètre d'épaisseur de cobalt traversée) est insuffisante pour « arracher » de la matière à l'échantillon (énergie nécessaire de l'ordre de plusieurs dizaines d'électronvolts par atome). Il n'y a donc pas d'effet de gravure, de formation de lacunes en volume, ni de dégradation de l'état de surface du filmⁱ.

Les doses employées (quelques 10¹⁵ He⁺.cm⁻²) sont très faibles (en moyenne un ion pour deux mailles élémentaires, soit environ 785 par cristallite, ou encore un ion tous les 0,3 nm pour une dose de 10¹⁵ He⁺.cm⁻²). Par conséquent, la densité de dommages causés à l'échantillon cible est également très faible.

L'énergie d'accélération de 30 keV choisie ici est suffisamment élevée pour que les trajectoires des ions dans le matériau soient quasiment balistiques (ce qui limite leur diffusion latérale (*straggling*)), et augmente de ce fait la résolution spatiale de l'irradiation). Elle est cependant maintenue suffisamment faible, afin de limiter la gravité des dommages subis par la cible.

3.2.1.2 Des effets structuraux mineurs

Les effets structuraux de l'irradiation ne sont pas parfaitement connus. Ils peuvent cependant être simulés, dans une certaine mesure, notamment à l'aide du code TRIM [126]. Ce code permet d'estimer, par une méthode de type Monte-Carlo, la distribution des trajectoires des ions dans un matériau cible, ainsi que la densité de leurs collisions avec les atomes dudit matériauⁱⁱ. Avec les paramètres retenus ici, et pour un film Pt/Co/Pt avec $t_{Co} = 0,5$ nm, nous avons évalué ainsi une densité de dommages moyenne de 0,2 collisions atomiques par ion au niveau de la couche de cobalt et de ses interfaces. Ces collisions sont essentiellement balistiques (pas de « cascades »).

Lors d'une collision, l'ion incident qui vient heurter un atome de l'échantillon cible est doté d'une énergie cinétique suffisante pour déplacer légèrement cet atome hors de son site initial. Il s'ensuit deux effets principaux au niveau de la couche de cobalt [83, 116, 127] :

- une réorganisation locale des atomes dans l'échantillon cible, qui peut s'accompagner d'une relaxation de contraintes d'épitaxie aux interfaces (il existe un léger désaccord de maille entre cobalt et platine) [116] ;
- un mélange entre cobalt et platine aux interfaces [116, 121, 127] (cobalt et platine étant miscibles en toutes proportions, un tel mélange est thermodynamiquement stable), qui tend à augmenter la rugosité des interfaces, ainsi que l'épaisseur des couches d'alliage Co-Pt (Fig. 3.6).

i. Bien que plus lourds, les ions Ga⁺, généralement utilisés pour les irradiations par FIB, ont des effets qualitativement similaires à ceux des ions He⁺ [118, 120, 122], moyennant l'emploi de doses plus faibles.

ii. Il faut garder à l'esprit que le code TRIM traite uniquement le cas d'un matériau cible amorphe, dans lequel les effets de l'irradiation ne sont pas cumulés : le $n + 1$ ^{ième} ion incident rencontre strictement la même cible que le n ^{ième}, et ce quelques soient les dommages provoqués par ce dernier. La portée des simulations TRIM est donc limitée, et on se gardera d'en tirer des informations autres que des densités de collisions et d'énergie déposée.

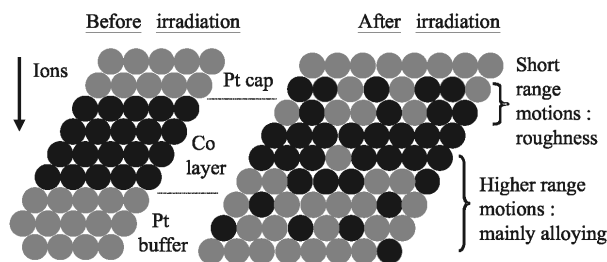


Fig. 3.6 : Représentation schématique d'un film Pt/Co/Pt, avant (à gauche) et après (à droite) irradiation ionique [127]. Les atomes de cobalt (respectivement de platine) sont représentés en noir (gris). Les ions traversant le film se déplacent du haut vers le bas. Les atomes de cobalt qui se déplacent dans la même direction que les ions pénètrent de plusieurs distances interatomiques dans la couche inférieure de platine, et y restent isolés (alliage Co-Pt). Ceux qui se déplacent en sens inverse s'éloignent typiquement d'une distance interatomique par rapport à leur position initiale, et contribuent simplement à augmenter la rugosité d'interface.

On notera que ces effets sont aussi uniformes sur la surface du film que l'est l'irradiation en elle-même. Ceci est à distinguer des effets de recuit qui, dans des matériaux polycristallins, agit majoritairement au niveau des joints de grains.

3.2.1.3 Des conséquences magnétiques majeures

La principale conséquence magnétique de l'irradiation est une diminution marquée de l'anisotropie perpendiculaire des films ultraminces Pt/Co/Pt [85, 87]. Ceci est essentiellement dû à une réduction de l'anisotropie d'interface, K_s . En effet, cette dernière est d'autant plus forte que les interfaces Co/Pt sont abruptes [99], et est donc affectée par les substitutions atomiques entre cobalt et platine aux interfaces. Il est possible ainsi, pour certaines combinaisons dose / épaisseur, que l'anisotropie de forme l'emporte sur l'anisotropie magnéto-cristalline intrinsèque, K_i , suite à la diminution de K_s , et provoque la réorientation de l'aimantation de la direction perpendiculaire au film vers une direction oblique, puis vers le plan du film (équation (3.3)). Cette réorientation ne peut être observée, à température ambiante, dans des films avec $t_{Co} = 0,5$ nm, dans lesquels une dose relativement faible (environ 10^{16} $\text{He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$) diminue suffisamment la raideur d'échange, A , donc la température de Curie, T_C , pour que le film devienne paramagnétique à température ambiante [85, 87, 115, 117]. Dans ces films, aucune composante d'anisotropie planaire n'est détectable à température ambiante, jusqu'à une dose d'au moins $6 \cdot 10^{15}$ $\text{He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ [117].

La principale conséquence de la diminution de l'anisotropie est une diminution marquée du champ coercitif, H_c [87, 122]ⁱ. Par ailleurs, l'augmentation de l'épaisseur des couches d'alliage aux interfaces contribue à diminuer la valeur de l'aimantation à saturation, M_s , du film cible [83, 128].

i. Cet effet va à l'encontre des effets d'un recuit sur nos échantillons, qui provoque plutôt une augmentation du champ coercitif.

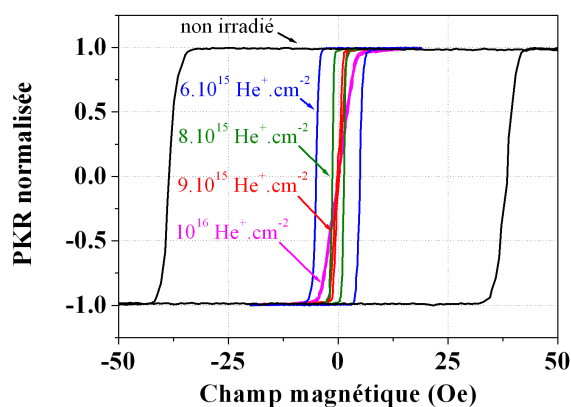


Fig. 3.7 : Cycles d'hystérésis mesurés en rotation Kerr polaire (PKR), par magnéto-métrie magnéto-optique ($\lambda = 543,5 \text{ nm}$) à température ambiante, sur des films Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(3,5 nm), non irradié (en noir), et après une irradiation uniforme par des ions He⁺ avec une énergie de 30 keV (en couleurs). Les cycles présentés sont des moyennes sur, typiquement, 10 cycles individuels, décrits avec des vitesses de balayage du champ de 75 Oe.s⁻¹ (cycle noir) et 15 Oe.s⁻¹ (cycles en couleurs).

Les films irradiés (et toujours perpendiculaires) conservent un cycle d'hystérésis très carré [85] (Fig. 3.7). Ceci montre qu'à l'issue de l'irradiation, leur mode de renversement par nucléation de domaines au niveau de rares défauts extrinsèques, suivie d'une propagation de paroi facile avec un faible piégeage, est préservéⁱ [85, 89, 115]. Les films irradiés conservent donc leur caractère 2D Ising, comme en atteste, par ailleurs, l'évolution caractéristique de l'aimantation rémanente en fonction de la température [87]. Le mode de renversement de l'aimantation dans les films irradiés a été confirmé directement par microscopie magnéto-optique [87], ce qui a également permis de mettre en évidence une réduction des champs de nucléation et de propagation du fait de l'irradiation [87, 89, 115]. En particulier, le piégeage des parois par les défauts intrinsèques est beaucoup plus faible dans un film irradié que dans le film initial non irradié. Ceci découle de la réduction de l'anisotropie, qui entraîne un abaissement des barrières d'énergie responsables du piégeage, et tend également à augmenter la largeur des parois, les rendant ainsi insensibles aux défauts dont les dimensions caractéristiques sont trop faibles [91].

On notera, pour terminer, que tous ces effets dépendent essentiellement des propriétés magnétiques et structurales du film initial non irradié. Néanmoins, dans une certaine gamme de ces propriétés, les effets de l'irradiation sont qualitativement les mêmes. L'application d'un facteur

i. Ce résultat peut sembler contre-intuitif, dans la mesure où l'irradiation, si elle peut *guérir* certains défauts pré-existants dans le système, est *a fortiori* à même d'en *créer* de nouveaux. Cependant, la distance moyenne entre ces nouveaux défauts, de l'ordre de quelques angströms pour les doses utilisées, est petite devant la largeur caractéristique Δ d'une paroi de domaine (quelques nanomètres), et devant la longueur critique L_c en-dessous de laquelle un segment de paroi ne peut se déformer du fait de son élasticité (de l'ordre d'une ou de quelques dizaine(s) de nanomètres, voir chapitre 1). Par conséquent les défauts induits par l'irradiation ne sont pas efficaces pour perturber la propagation de paroi dans un film irradié [115].

de dose suffit, bien souvent, à transposer les conclusions obtenues d'un système à l'autreⁱ [92, 122].

3.2.2 Propriétés magnétiques d'un film ultramine Pt/Co(0,5 nm)/Pt irradié sous une dose de $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keV

Nous présentons maintenant les résultats d'une étude magnétique complète réalisée sur un film ultramine Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(3,5 nm) à anisotropie perpendiculaire, irradié sous une dose de $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keV. Au préalable, des irradiations à différentes doses (Fig. 3.7) ont été réalisées au Forschungszentrum Dresden-Rossendorf (J. Fassbender), où ont également été irradiés tous les échantillons utilisés dans la suite de cette étude. Le choix de la dose particulière de $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ est justifié par les propriétés quasi-optimales du film irradié obtenu en ce qui concerne la propagation de parois sous champ magnétique, qui nous ont amenés à retenir ce système irradié pour la suite de nos investigations.

3.2.2.1 Cycle d'hystérésis et propriétés magnétiques

Un cycle d'hystérésis typique mesuré sur le film irradié est présenté Fig. 3.8, et comparé avec le cycle d'hystérésis du film initial non irradié (Fig. 3.2). Comme attendu (Fig. 3.7), la forme carrée du cycle est préservée, et la seule signature visible de l'irradiation est une réduction marquée du champ coercitif, qui passe de 48 à 15 Oe pour des conditions expérimentales identiques.

La réduction du champ coercitif est en partie liée à une réduction de l'anisotropie magnétique. Une mesure par magnétométrie magnéto-optique [98] (Fig. 3.9), similaire à celle réalisée sur les films non irradiés, mène à un champ d'anisotropie effectif d'environ 1,0 kOe, ce qui correspond à une constante d'anisotropie effective $K \approx 0,4 \text{ Merg} \cdot \text{cm}^{-3}$, réduite environ d'un facteur 10 par rapport au film initialⁱⁱ (Tableau 3.1). Pour évaluer cette constante, l'aimantation à saturation du film irradié a été estimée à environ $700 \text{ erg} \cdot \text{G}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$, sur la base des résultats obtenus par T. Devolder [83]. Cette valeur, également réduite par rapport au cas du film non irradié (Tableau 3.2), est cohérente avec un effet d'alliage aux interfaces Co/Pt.

La température de Curie du film irradié a été déduite, comme précédemment, à partir de la dépendance en température du signal PMOKE mesuré à la rémanenceⁱⁱⁱ (Fig. 3.10(a)), et vaut $T_C = 365 \text{ K}$. Cette valeur faible de T_C est cohérente avec la faible valeur du champ coercitif à température ambiante (Fig. 3.10(b)). Un échantillon davantage irradié serait instable à température ambiante, et sensible à la moindre variation de température ou de champ magnétique [129].

i. C'est notamment le cas entre les échantillons fabriqués à l'Institut d'Electronique Fondamentale à Orsay, sur lesquels portent la plupart des références bibliographiques de cette section, et ceux préparés au laboratoire Spintec à Grenoble, sur lesquels repose cette étude : on obtient les mêmes effets sur les échantillons grenoblois que sur les échantillons orcéens (mise à part l'évolution de la coercivité, qui dans ces derniers augmente avec la dose), à condition de diviser la dose d'irradiation par environ 2.

ii. Le terme d'anisotropie du second ordre, et *a fortiori* les termes d'ordre supérieur, sont difficiles à évaluer, mais restent faibles par rapport à ce terme du premier ordre.

iii. Là encore, les mesures ont été réalisées à des températures inférieures à celles pour lesquelles on observe une modification irréversible des propriétés magnétiques de l'échantillon.

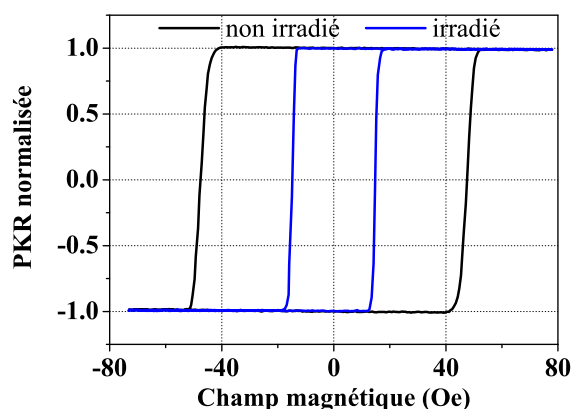


Fig. 3.8 : Cycle d'hystérésis mesuré en rotation Kerr polaire (PKR), par magnétométrie magnéto-optique ($\lambda = 543,5 \text{ nm}$) à température ambiante, sur un film Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(3,5 nm) à anisotropie magnétique perpendiculaire, avant (en noir) et après (en bleu) une irradiation uniforme sous une dose de $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keV. Les cycles présentés sont des moyennes sur 10 cycles individuels, décrits avec une vitesse de balayage du champ de $60 \text{ Oe} \cdot \text{s}^{-1}$.

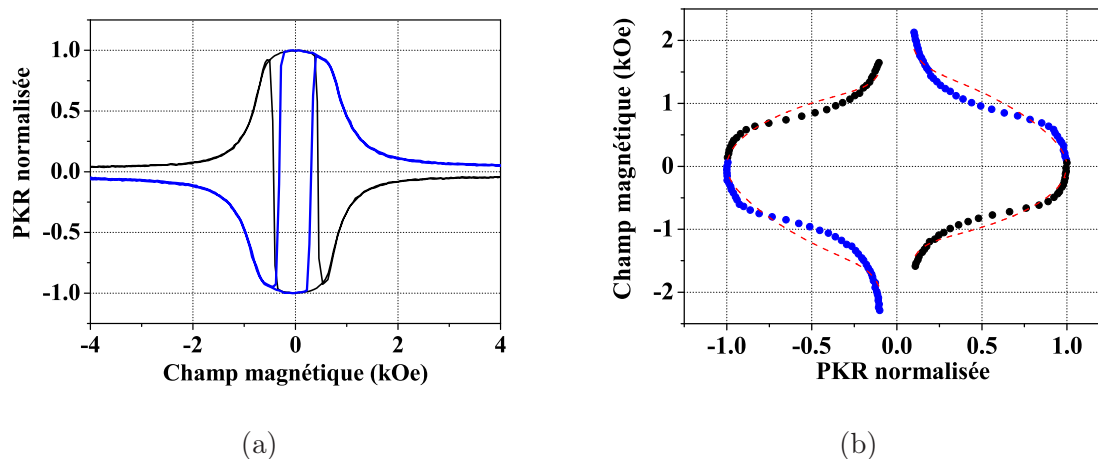


Fig. 3.9 : Mesure de l'anisotropie magnétique perpendiculaire d'un film Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(3,5 nm), après une irradiation uniforme sous une dose de $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keV. (a) La rotation Kerr polaire (PKR) est mesurée en lumière verte ($\lambda = 543,5 \text{ nm}$), en fonction du champ magnétique quasi-planaire appliqué. Les deux cycles présentés correspondent respectivement à une désorientation du champ de $\pm 1,5^\circ$ par rapport au plan de l'échantillon. (b) Les deux branches de chaque cycle (symboles) sont ajustées à la loi prévue théoriquement [84, 98] (lignes pointillées), en introduisant un champ d'anisotropie du premier ordre, $H_K = 1,0 \text{ kOe}$, et un faible champ d'anisotropie du deuxième ordre (qui n'a pu être déterminé avec précision).

Compte tenu de la diminution de T_C , la raideur d'échange, A , est estimée à environ $1,2 \mu\text{erg}\cdot\text{cm}^{-1}$, soit une valeur relativement proche de celle estimée pour le film non irradié (Tableau 3.2). La largeur caractéristique de paroi à l'équilibre sous champ nul, Δ , évaluée à $15,6 \text{ nm}$, augmentée par rapport au film initial, reste cependant de près d'un ordre de grandeur inférieure à celle constatée dans les films de permalloy à anisotropie planaire. La modification de Δ sous champ magnétique est à nouveau considérée comme négligeable compte tenu de la faiblesse des champs magnétiques appliqués par rapport au champ d'anisotropie.

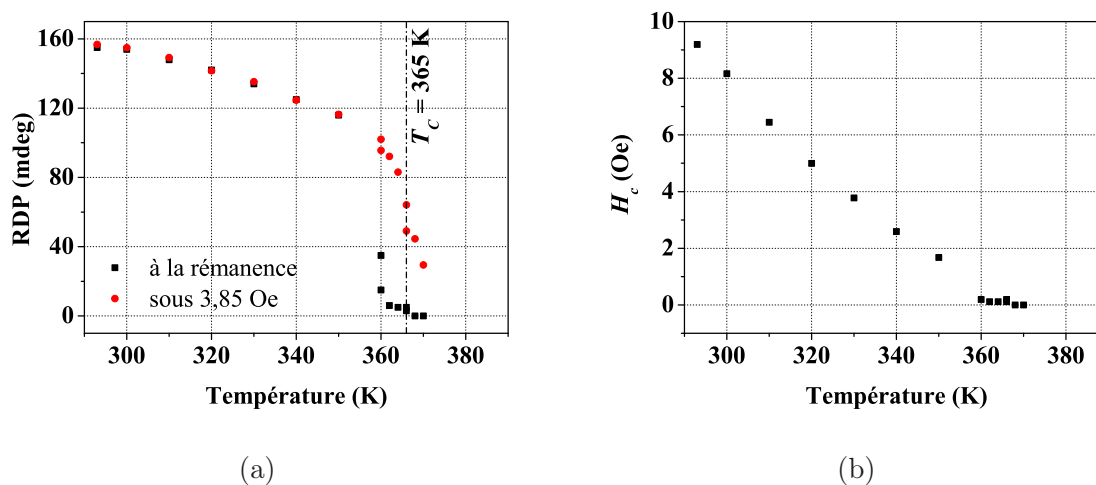


Fig. 3.10 : Évolution en température du signal PMOKE mesuré à la rémanence et sous un faible champ perpendiculaire de $3,85 \text{ Oe}$ (a), et du champ coercitif (b), d'un film $\text{Si} / \text{SiO}_2 / \text{Pt}(4,5 \text{ nm}) / \text{Co}(0,5 \text{ nm}) / \text{Pt}(3,5 \text{ nm})$ à anisotropie magnétique perpendiculaire, après une irradiation uniforme sous une dose de $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keV . Ces mesures ont été effectuées en réflectivité différentielle circulaire polaire magnéto-optique (RDP, correspondant à une mesure de dichroïsme circulaire magnétique en réflexion), en lumière verte ($\lambda = 543,5 \text{ nm}$). Pour chaque valeur de la température, les valeurs de la RDP à la rémanence et du champ coercitif ont été mesurées sur un cycle d'hystérésis, décrit avec une vitesse de balayage du champ perpendiculaire de $11,3 \text{ Oe}\cdot\text{s}^{-1}$.

3.2.2.2 Propagation de paroi sous champ magnétique

Une étude du renversement de l'aimantation sous champ a été menée, comme sur l'échantillon non irradié, par microscopie magnéto-optique. Quelques domaines renversés nucléent au niveau de rares défauts, puis leurs parois se propagent avec une très grande facilité (Fig. 3.11). Une différence majeure par rapport à l'échantillon non irradié, cependant, est l'extrême sensibilité des parois au moindre champ magnétique parasite : un champ de décalage de moins de 1 Oe (résultant typiquement d'un défaut minime d'ajustement du zéro d'une alimentation, ou d'un champ de fuite résiduel rayonné par un élément du montage expérimental) suffit à faire avancer une paroi présente dans le système. Ceci traduit une réduction considérable des champs critiques de dépiégeage et de propagation des parois [89, 91]. Pour cette raison, il serait là encore illusoire de faire des mesures fiables sur un échantillon beaucoup plus irradié. La dose de $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$

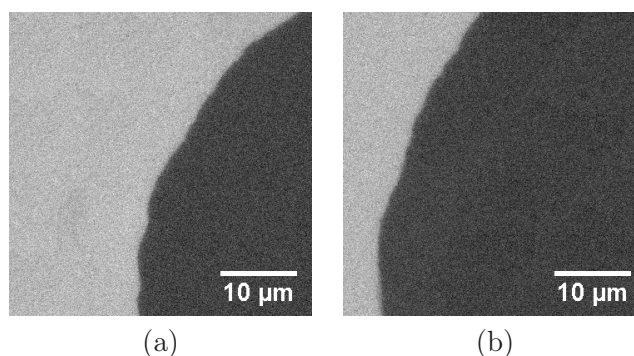


Fig. 3.11 : Images magnéto-optiques typiques obtenues sur un film Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(3,5 nm) à anisotropie magnétique perpendiculaire, irradié uniformément sous une dose de $5 \cdot 10^{15}$ He⁺.cm⁻² avec une énergie de 30 keV. Les zones apparaissant en noir et en gris clair sur ces images correspondent aux régions de l'échantillon respectivement renversées et restées dans leur état saturé initial. Entre les images (a) et (b), la paroi de domaine séparant ces deux régions s'est déplacée sous l'action d'une impulsion de champ magnétique de 230 Oe pendant 250 ns.

retenue ici apparaît, en pratique, comme optimale.

La loi de vitesse, v , de propagation de paroi en fonction du champ magnétique appliqué, H , est présentée Fig. 3.12(a), et comparée à la loi observée dans le film non irradié (Fig. 3.4(a)). L'évolution de v avec le champ est qualitativement comparable dans les deux films, et vérifie notamment, à faible champ, la loi de reptation (3.6) imposée par les défauts intrinsèques du système. Le champ limite, H^* , jusqu'auquel le régime de reptation s'applique, est réduit par rapport au film non irradié [89, 91] (Tableau 3.3), et vaut environ 100 Oe. Ceci est un indice d'une diminution du champ de dépiégeage des parois [12]. Le champ maximum permettant de mesurer une propagation de paroi sans nucléation excessive est également réduit à environ 280 Oe, de façon cohérente avec une diminution marquée du champ critique de nucléation dans le film irradié [91].

Une exploitation des données, similaire à celle réalisée dans le cas du film non irradié, semble mener à un rapport $T_{\text{dép}}/T$ inchangé par rapport au film non irradié (aux erreurs de mesure près). La mobilité de paroi mesurée à haut champ est de l'ordre de $0,068 \text{ m.s}^{-1}.\text{Oe}^{-1}$, c'est-à-dire considérablement augmentée par rapport au cas du film non irradiéⁱ (Tableau 3.3). L'augmentation de la largeur caractéristique de paroi, Δ , dans le film irradié explique cette augmentation.

Le régime de propagation visqueuse observé à haut champ peut être analysé de façon strictement similaire à la discussion menée dans la section 3.1.5.3. Comme précédemment, l'hypothèse d'un régime de propagation visqueuse stationnaire mènerait à une valeur anormalement élevée, $\alpha \approx 4,0$, du paramètre d'amortissement de Gilbert, et à un champ seuil de Walker, H_W , de 545 Oe. La seconde hypothèse d'un régime de propagation visqueuse précessionnelle mène pour

i. Pour une même valeur de champ magnétique appliqué, nous constatons dans notre échantillon (Fig. 3.12) des vitesses de propagation sous champ supérieures de typiquement trois ordres de grandeur à celles obtenues par Cayssol *et al.* dans des pistes faiblement irradiées de largeur $200 \mu\text{m}$ (dans lesquelles les effets de bords peuvent être considérés comme négligeables) [91]. Ceci s'explique par une dose d'irradiation plus importante sur nos échantillons, mais aussi par les propriétés différentes des films magnétiques de base [89].

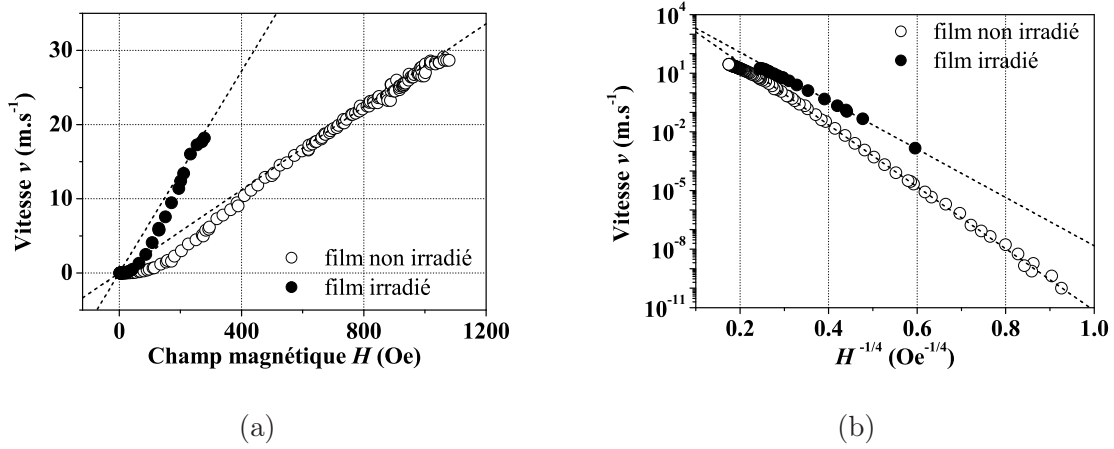


Fig. 3.12 : (a) Vitesse de propagation de paroi, v , en fonction du champ magnétique appliqué, H , pour un film ultramine Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(3,5 nm) à anisotropie perpendiculaire, sans traitement après dépôt [26], et après irradiation uniforme sous une dose de $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keV. Les droites pointillées représentent des ajustements des données à haut champ à des lois linéaires de type $v = \mu H$. (b) Représentation des mêmes données dans un système de coordonnées permettant de mettre en évidence la loi de reptation sous faible champ (équation (3.6)). Les droites pointillées représentent des ajustements à la loi de vitesse (3.6) dans le régime de reptation.

sa part à $\alpha \approx 0,27$ et $H_W = 37 \text{ Oe}$, valeurs qui nous paraissent physiquement plus raisonnables. Le paramètre α apparaît inchangé par l'irradiation, ce qui traduit une bonne préservation des propriétés magnétiques dynamiques du film irradié. La forte réduction du champ seuil de Walker découle des effets conjoints de la diminution de l'aimantation à saturation dans le film irradié, et de l'augmentation de la largeur Δ , qui entraîne une réduction du facteur démagnétisant de la paroi [33] (voir chapitre 1).

3.3 Bilan – Avantages du système Pt/Co(0,5 nm)/Pt irradié

Le Tableau 3.4 récapitule les propriétés magnétiques du film Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(3,5 nm) à anisotropie perpendiculaire, avant et après irradiation sous une dose de $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keV.

Le film irradié constitue un système de choix pour l'étude de la dynamique des parois de domaines. Il associe en effet une anisotropie magnétique perpendiculaire parfaite, et des seuils de nucléation, propagation et dépiégeage réduits de façon optimale à température ambiante. Ce système est donc un système modèle à deux états, de type 2D Ising, dans lequel des parois de structure Bloch bien définie se déplacent facilement sous l'effet de très faibles excitations. A ceci s'ajoutent une valeur peu élevée de l'aimantation à saturation, et surtout une faible largeur de paroi, qui comme nous le verrons au chapitre 4, constituent des avantages supplémentaires pour notre étude. Enfin, du point de vue expérimental, ce film présente un fort signal magnéto-optique,

Échantillon	H_K	K	H_c	T_C	M_s	A	Δ
-	kOe	Merg.cm ⁻³	Oe	K	erg.G ⁻¹ .cm ⁻³	μ erg.cm ⁻¹	nm
non irradié	7,1	3,2	48	415	910	1,4	6,2
irradié	1,0	0,4	15	365	700	1,2	15,6
				Stationnaire		Précessionnel	
H_{max}	H^*	$T_{dép}/T$	μ	α	H_W	α	H_W
Oe	Oe	-	m.s ⁻¹ .Oe ⁻¹	-	Oe	-	Oe
1080	230	9	0,028	4,0	1690	0,27	120
280	100	9	0,068	4,0	545	0,27	37

Tab. 3.4 : Comparaison des propriétés magnétiques d'un film Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(3,5 nm) à anisotropie perpendiculaire, sans traitement après dépôt [26], et après irradiation uniforme sous une dose de $5 \cdot 10^{15}$ He⁺.cm⁻² avec une énergie de 30 keV. On pourra se reporter aux légendes des Tableaux 3.1, 3.2 et 3.3 pour une description des grandeurs physiques présentées. Les champs coercitifs présentés ici ont été mesurés tous deux dans des conditions identiques, mais légèrement différentes de celles utilisées lors de la mesure des champs coercitifs reportés dans le Tableau 3.2. Ceci explique la différence observée.

ce qui le rend bien adapté à nos méthodes d'étude par magnétométrie et microscopie Kerr [9].

Nous choisirons donc de poursuivre nos investigations sur ce système, bien connu dans notre groupe de recherche, en tentant d'y faire se propager une paroi de domaine, non plus sous l'effet d'un champ magnétique, mais sous l'effet d'un courant électrique injecté perpendiculairement à la paroi. Cette étude sera l'objet de la deuxième partie de ce manuscrit.

En résumé. . .

Les films ultraminces Pt/Co/Pt à anisotropie magnétique perpendiculaire présentent des propriétés particulièrement intéressantes pour l'étude de la dynamique du retournement d'aimantation par propagation de parois de domaines : les parois, très fines et de structure Bloch bien définie, nucléent au niveau de rares défauts extrinsèques du système, et se propagent ensuite très facilement, en étant très peu piégées. Ainsi, il a été possible d'étudier la propagation des parois dans ces systèmes au-delà du régime de reptation à bas champ et du régime intermédiaire de dépiégeage, jusqu'à un régime de propagation visqueuse dissipative, que nous interprétons, au vu de nos résultats analytiques, comme le régime de propagation précessionnelle prévu très au-dessus du seuil de Walker. L'irradiation des films ultraminces Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire, avec des ions He⁺ et à très faible dose, permet en outre d'ajuster les propriétés magnétiques de ces films, et notamment de réduire considérablement le champ de propagation des parois tout en préservant l'anisotropie perpendiculaire. Les systèmes ainsi obtenus sont des systèmes modèles pour étudier la réponse d'une paroi de domaine à divers types d'excitations.

Partie II

Propagation de parois sous champ
magnétique et courant électrique dans des
nano-pistes magnétiques

Chapitre 4

Transfert de spin entre un courant électrique et une paroi de domaine magnétique

Une nouvelle approche pour agir sur l'aimantation d'un nano-système magnétique consiste à utiliser non plus un champ magnétique, mais un courant électrique injecté directement dans le système en question. L'idée de base est un transfert de moment magnétique entre les électrons de conduction transportant le courant électrique et les électrons localisés responsables du magnétisme dans le matériau. Prometteuse du point de vue des applications et séduisante en termes de physique fondamentale, cette approche a suscité depuis son introduction d'importants travaux tant théoriques qu'expérimentaux.

Dans la suite de ce chapitre, après un rapide historique du sujet, nous donnerons une vision simple de l'action d'un courant polarisé en spin sur l'aimantation d'un nano-système, et en particulier de la propagation de parois de domaines induite par transfert de spin, sur laquelle nous avons choisi de porter nos travaux. Nous donnerons enfin un aperçu des réalisations expérimentales les plus marquantes sur ce sujet.

4.1 Effet d'un courant électrique sur l'aimantation d'un nano-système – Historique

4.1.1 Idées de base et premiers résultats sur des films magnétiques

Il était déjà connu dans les années 1970 que la circulation d'un courant électrique dans un matériau aimanté pouvait être modifiée du fait de la présence de domaines magnétiques dans le matériau. L'idée d'un effet réciproque du courant électrique sur les parois de ces domaines a été évoquée pour la première fois par Berger en 1973 [130, 131]. Le mécanisme initialement proposé est un modèle hydromagnétique, lié à la perturbation des lignes de courant électrique dans le matériau du fait de la présence des parois. Cependant dans des films minces, ce mécanisme perd de son importance [132], et est dominé par un autre effet, introduit à partir de 1978 [132–134], et mis en évidence expérimentalement dans les années 1980 [135–137]. L'idée de base est la suivante : lorsqu'un électron de conduction traverse une paroi de domaine, son spin tend à rester aligné avec l'aimantation locale dans la paroi, et tourne donc au fur et à mesure de sa progression à travers la paroi. La paroi exerce donc un couple sur le spin de l'électron de conduction. Par conservation du moment cinétique de l'électron, ce couple doit s'accompagner d'un couple réciproque exercé par le spin de l'électron de conduction sur les spins de la paroi, qui tend à entraîner cette dernière. Les densités de courant à atteindre pour obtenir des effets significatifs

sont longtemps restées rédhibitoires compte tenu de l'absence de moyens de nanostructuration, ce qui a tout d'abord modéré l'intérêt suscité par ces résultats.

Les découvertes successives de la magnéto-résistance géante, pour un courant circulant dans le plan d'une structure magnétique (CIP) en 1988 [46, 47], puis pour un courant perpendiculaire au plan (CPP) en 1991 [138], ont jeté les bases d'une nouvelle approche des effets du courant sur le magnétisme, en démontrant que le courant circulant dans un matériau aimanté pouvait se polariser en spin. Un courant circulant dans un empilement de couches magnétiques du type des vannes de spin à magnéto-résistance géante, perpendiculairement au plan des couches, devait donc pouvoir par un mécanisme similaire à celui évoqué initialement par Berger [133], agir sur l'aimantation de ces couches. L'effet en question, qui pouvait être considéré comme une magnéto-résistance inverse, n'a pas tardé à être introduit, indépendamment par Slonczewski et Berger à partir de 1996 [139–142]. Il est depuis connu sous le nom de transfert de spin. Dans son article de 1996 [139], Slonczewski prédisait déjà deux conséquences possibles de cet effet : soit l'excitation d'un régime stationnaire de précession dans la vanne de spin, soit son renversement pur et simple. La première mise en évidence expérimentale d'un effet du courant dans un empilement magnétique a été obtenue en 1998 en injectant un courant dans une multicouche de Co/Cu au niveau d'un contact ponctuel [143]. Le premier renversement d'une vanne de spin Co/Cu/Co par un courant, également injecté par contact ponctuel, a été obtenu l'année suivante [144].

Les avancées considérables réalisées dans la même période en termes de dépôt de couches minces et de nanostructuration ont permis une réelle éclosion des recherches sur ce sujet, dont on ne compte plus aujourd'hui les résultats et les applications potentielles.

4.1.2 Transfert de spin dans des nano-objets

4.1.2.1 Nano-piliers et nano-pistes

Comme nous venons de le voir, les effets d'un courant électrique sur le magnétisme sont essentiellement liés au fait que les électrons de conduction associés au courant « voient » le long de leur parcours un gradient de l'aimantation locale. Ceci peut se produire dans deux géométries très différentes (bien que globalement équivalentes du point de vue de la physique) :

- empilement magnétique de type vanne de spin ou jonction tunnel magnétique CPP, traversé par un courant perpendiculaire au plan des couches magnétiques (le courant voit un gradient d'aimantation si les aimantations des deux électrodes magnétiques forment un angle non nul) ;
- paroi de domaine magnétique traversée perpendiculairement à son plan par un courant électrique.

La maximisation de la densité de courant dans ces systèmes, nécessaire pour obtenir des effets mesurables, conduit naturellement à deux types d'objets nanostructurés, largement étudiés depuis l'éclosion du sujet :

- piliers magnétiques CPP de type vanne de spin ou jonction tunnel magnétique (Fig. 4.1(a)) ;
- pistes magnétiques dans lesquelles se propagent des parois de domaines magnétiques (courant injecté dans l'axe de la piste – Fig. 4.1(b)).

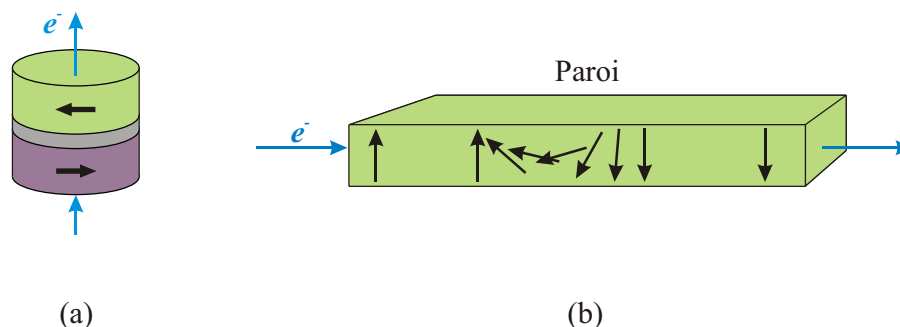


Fig. 4.1 : Deux géométries typiques des nano-systèmes à transfert de spin. (a) Pilier vanne de spin ou jonction tunnel magnétique à géométrie CPP ; les deux électrodes magnétiques (ici à anisotropie planaire), dont les aimantations peuvent être parallèles ou anti-parallèles, sont séparées par un espaceur non magnétique, métallique (vanne de spin) ou isolant (jonction tunnel magnétique) ; le courant responsable du transfert de spin circule verticalement, perpendiculairement au plan des électrodes. (b) Piste magnétique dans laquelle se propage une paroi de domaine magnétique (ici une paroi de Bloch dans un matériau à anisotropie perpendiculaire) ; le courant responsable du transfert de spin circule horizontalement, suivant l'axe de la piste. Les flèches noires symbolisent la direction de l'aimantation locale à différents endroits des deux systèmes.

Le renversement d'aimantation induit par courant dans un nano-pilier de Co/Cu/Co a été observé dès 1999 à l'Université de Cornell [145]. L'excitation par courant [146] et la mesure en temps résolu [147] d'une précession de l'aimantation dans des structures similaires ont ouvert récemment des perspectives très prometteuses, tant en termes de compréhension des mécanismes régissant la dynamique de l'aimantation dans un nano-objet [148], qu'en termes d'applications potentielles dans le domaine des composants actifs hyperfréquence [149]. Des effets similaires ont également été mis en évidence dans des nano-piliers gravés dans un empilement de type jonction tunnel magnétique [150, 151].

La propagation de parois de domaines induite par courant dans des nano-pistes magnétiques a été détectée pour la première fois par des mesures de magnéto-résistance géante dans des pistes lithographiées dans des structures vannes de spin [152, 153]. L'observation directe d'un déplacement de parois provoqué par courant dans de simples pistes de permalloy, par microscopie à force magnétique (MFM) [154] et par magnéto-optique locale [155], a quant à elle été réalisée en 2004. La même année, le mouvement résonant d'une paroi sous l'effet d'un courant alternatif a également été décrit [156].

Il serait hors de propos de dresser ici un tableau complet des résultats obtenus dans ces domaines de recherche extrêmement actifs, et nous nous bornerons dans la suite à donner simplement les points de repère et les bases nécessaires à la compréhension de la suite de nos travaux. Le lecteur intéressé trouvera un panorama complet du sujet dans un récent dossier thématique paru dans *J. Magn. Magn. Mater.* [157], ainsi que dans les récents articles de Marrows [5] et Tatara *et al.* [158].

4.1.2.2 Motivations pour l'étude du déplacement de parois induit par courant

Parmi les deux approches précédentes, la géométrie des nano-pistes peut présenter des avantages sur celle des nano-piliers. En effet, la densité de courant nécessaire pour obtenir un effet doit être plus faible dans cette géométrie que dans un nano-pilier vanne de spin ou jonction tunnel magnétique. De plus, l'optimisation de la largeur de paroi dans ces systèmes permet d'agir sur le gradient d'aimantation ressenti par le courant, ce qui doit permettre d'optimiser les effets de transfert de spin. Enfin, cette géométrie est en lien direct avec celle retenue pour les premiers développements de la logique magnétique [159], ce qui peut laisser entrevoir une meilleure cohérence entre les architectures des éléments magnétiques dédiés au stockage et au traitement de l'information.

Dans ce contexte, et forts de l'expérience de notre groupe sur l'étude expérimentale et l'optimisation de la propagation (sous champ) de parois de domaines magnétiques dans des nanostructures (voir par exemple [29, 91]), nous avons choisi de porter nos efforts sur l'étude du transfert de spin entre un courant électrique et des parois de domaines dans des nano-pistes magnétiques à anisotropie magnétique perpendiculaire, dans lesquelles la faible largeur de paroi rend maximum le gradient d'aimantation ressenti par le courant.

Le concept correspondant en termes de cellules mémoire magnétiques pourrait être celui décrit Fig. 4.2(a) : une paroi se propageant dans un barreau magnétique de petite taille peut renverser l'état magnétique d'une région particulière du barreau, à laquelle peut être associée la valeur d'un bit d'information. La lecture de ce bit peut se faire en utilisant la magnéto-résistance géante ou la magnéto-résistance tunnel d'un élément vanne de spin ou jonction tunnel magnétique déposé sur le barreau. Dans le même esprit, les chercheurs d'IBM ont imaginé un concept spectaculaire de stockage magnétique, baptisé *magnetic racetrack* [160] (Fig. 4.2(b)), qui a motivé récemment d'intenses efforts de recherche dans leurs laboratoires.

4.2 Transfert de spin et dynamique de l'aimantation – Approche théorique

Nous nous intéressons donc à un électron, traversant un milieu dans lequel l'aimantation locale est non uniforme le long de son parcours. De nombreuses approches existent dans la littérature. Nous avons choisi de présenter ici une vision semi-classique des choses, la plus simple possible, mais qui permet néanmoins d'accéder aux bases théoriques nécessaires à la compréhension de la suite de cette étude.

Nous allons tout d'abord considérer, à titre de modèle élémentaire, une vanne de spin dans laquelle le courant circule perpendiculairement au plan des couches (géométrie CPP). Dans ce cas les électrons de conduction traversent successivement deux couches magnétiques discrètes, dont les aimantations peuvent être désorientées l'une par rapport à l'autre. Nous pourrions ensuite, par passage à la limite, extrapoler les résultats obtenus au cas d'un électron traversant une paroi de domaine magnétique.

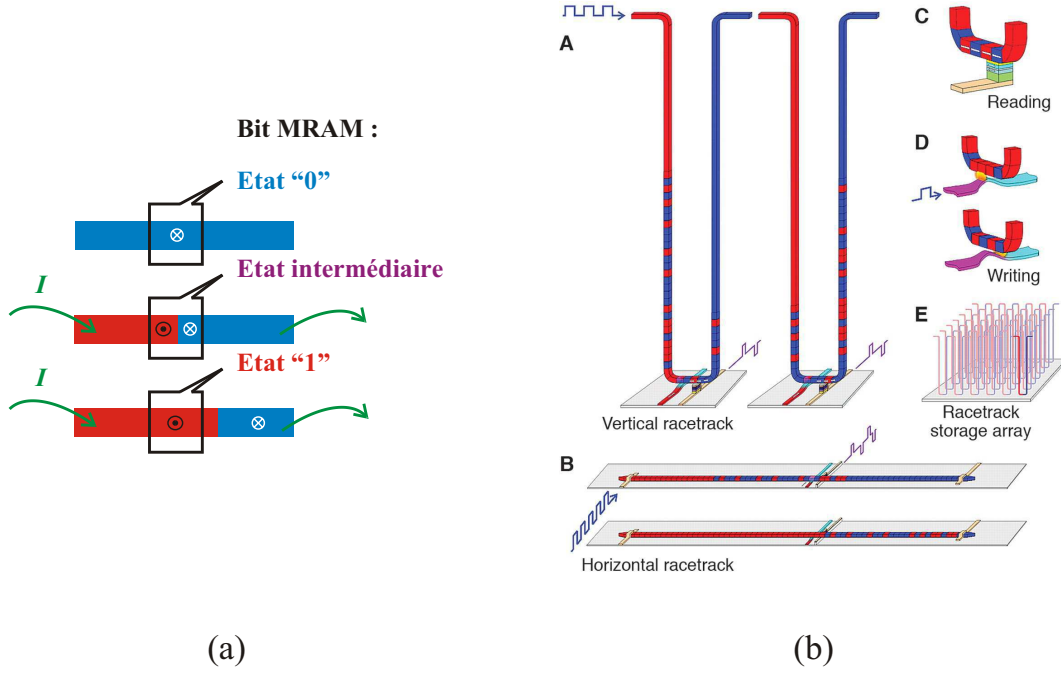


Fig. 4.2 : Utilisations possibles de parois de domaines magnétiques pour écrire une information magnétique. (a) Une paroi circulant dans un barreau magnétique permet d'inverser l'état (0 ou 1) d'un bit d'information, dont la valeur est associée à la direction d'aimantation d'une région particulière du barreau. (b) Le *magnetic racetrack*, breveté par IBM, dans lequel l'information est codée sous la forme d'un train de parois de domaines ; on trouvera une description complète de ce concept dans l'article d'origine de cette figure [160].

4.2.1 Vanne de spin traversée par un courant perpendiculaire (CPP)

Considérons un électron circulant dans la direction y d'un repère cartésien, perpendiculairement au plan des couches d'une vanne de spin à anisotropie planaire [139, 161] (Fig. 4.3). La direction z est choisie suivant la direction d'aimantation, supposée fixe, de la première électrode (1) rencontrée par l'électron (électrode magnétique de référence). L'aimantation de la seconde électrode (2) rencontrée (couche magnétique douce) est supposée dans une direction z' , qui fait initialement un angle θ avec la direction z , et dont l'orientation par rapport à z est susceptible de varier.

Notons \vec{M}_i , M_{s_i} et t_i ($i = 1,2$) les vecteurs aimantation, les aimantations à saturation et les épaisseurs des électrodes (1) et (2) :

$$\vec{M}_1 = M_{s_1} \vec{z} \quad ; \quad \vec{M}_2 = M_{s_2} \vec{z}' = M_{s_2} [(\sin \theta) \vec{x} + (\cos \theta) \vec{z}]. \quad (4.1)$$

4.2.1.1 Polarisation du courant

Soit \vec{m} le moment magnétique de l'électron de conduction qui traverse la vanne de spin. Ce moment magnétique est initialement orienté de façon aléatoire, mais il va avoir tendance à s'aligner avec l'aimantation \vec{M}_1 lorsque l'électron traverse l'électrode (1) (qui joue ici le rôle de polariseur de spin). Ceci est généralement décrit dans le cadre du modèle de l'interaction

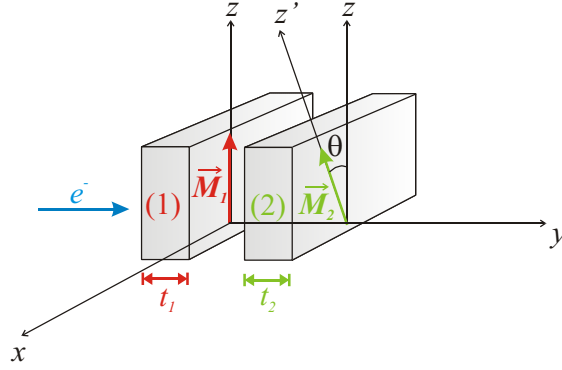


Fig. 4.3 : Schéma de principe de notre modèle élémentaire. Un électron traverse une vanne de spin à anisotropie planaire, perpendiculairement au plan (x, z) de ses électrodes (1) et (2), dont les aimantations sont désorientées d'un angle θ .

d'échange s - d (voir par exemple [162]), caractérisée par l'hamiltonien :

$$\mathcal{H}_{s-d} = -\mathcal{J} \vec{s} \cdot \vec{S}_1 = -\frac{\mathcal{J}}{2g\mu_B M_{s_1}} \vec{m} \cdot \vec{M}_1, \quad (4.2)$$

où g désigne le facteur de Landé, μ_B le magnéton de Bohr, et où \mathcal{J} est l'intégrale d'échange (positive) qui traduit l'intensité du couplage entre les spins \vec{s} des électrons de conduction (généralement de type s) et ceux, \vec{S}_1 , des électrons localisés (généralement de type d)ⁱ.

Si la distance qui sépare les deux électrodes magnétiques (1) et (2) est suffisamment faible, et en tout cas inférieure à la longueur de diffusion de spin de l'électron, ce dernier conserve sa polarisation en spin jusqu'à l'électrode (2). L'électron incident sur l'électrode (2) a donc un moment magnétique :

$$\vec{m} = \frac{g\mu_B}{2} \vec{z}. \quad (4.3)$$

Cet électron est polarisé en spin avec un angle θ par rapport à \vec{M}_2 .

4.2.1.2 Transfert de spin

Lors de la traversée de l'électrode (2) par l'électron, \vec{m} s'aligne à nouveau avec l'aimantation \vec{M}_2 , par le même mécanisme, ce qui se traduit par une perte de moment magnétique par l'électron :

$$\Delta \vec{m} = \frac{g\mu_B}{2} (\vec{z} - \vec{z}'), \quad (4.4)$$

qui est transféré à l'électrode (2) en raison du principe de conservation du moment cinétique. C'est ce qu'on appelle le « transfert de spin ».

i. Dans cette expression, \vec{s} et \vec{S}_1 sont sans dimension. Ils vérifient respectivement $\vec{s} = -\vec{m}/g\mu_B$ et $\vec{S}_1 = -\vec{M}_1/2M_{s_1}$.

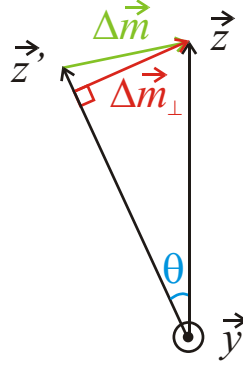


Fig. 4.4 : Transfert de moment magnétique par un électron polarisé en spin suivant l'aimantation de l'électrode (1), et traversant l'électrode (2).

D'après le théorème du moment cinétique, la seule composante de $\Delta\vec{m}$ qui puisse exercer un couple sur \vec{M}_2 est la composante perpendiculaire à \vec{M}_2 , soit (Fig. 4.4) :

$$\Delta\vec{m}_\perp = \frac{g\mu_B}{2} |\sin\theta| (\vec{z}' \wedge \vec{y}). \quad (4.5)$$

Si l'on considère maintenant, non plus un seul électron, mais une densité de courant \vec{J}_e ($J_e > 0$) injectée suivant y , le moment magnétique perpendiculaire transféré à l'électrode (2) par unité de temps et de surface dans le plan (x, z) est au maximum :

$$\Delta\vec{m}_\perp^{J_e} = \frac{J_e g\mu_B}{e} |\sin\theta| (\vec{z}' \wedge \vec{y}), \quad (4.6)$$

où $e > 0$ désigne la charge électronique. La polarisation imparfaite du courant, ainsi que les limitations du modèle s - d utilisé, doivent cependant être prises en compte, ce qui est fait en introduisant un facteur correctif de polarisation P ($0 \leq P \leq 1$) [139, 140]ⁱ :

$$\Delta\vec{m}_\perp^{J_e} = \frac{gJ_e\mu_B P}{2e} |\sin\theta| (\vec{z}' \wedge \vec{y}). \quad (4.7)$$

Le facteur de polarisation P est extrêmement dépendant des matériaux en présence et des effets d'interfaces, et peut être profondément dégradé par des effets d'inversion de spin, par exemple dans des matériaux à fort couplage spin-orbite. L'optimisation de ce paramètre est un facteur clé, compte tenu de son importance pour l'efficacité du transfert de spin.

Intéressons-nous maintenant à l'aimantation de l'électrode (2). Du fait du transfert de spin, le moment magnétique total de (2) (intégré sur l'épaisseur t_2) varie de la façon suivante :

$$\frac{d(t_2\vec{M}_2)}{dt} = \frac{gJ_e\mu_B P}{2e} |\sin\theta| (\vec{z}' \wedge \vec{y}), \quad (4.8)$$

i. En toute rigueur, nous devrions considérer séparément les courants de spin majoritaire et minoritaire et leurs conditions de transmission et de réflexion au niveau de chaque interface, comme il a été fait par exemple dans l'article originel de Slonczewski [139]. En pratique, la contribution du courant de spin majoritaire est prédominante, et suffit à justifier de l'effet de transfert de spin.

soit :

$$\frac{d\vec{M}_2}{dt} = \frac{gJ_e\mu_B P}{2et_2} |\sin\theta| (\vec{z}' \wedge \vec{y}), \quad (4.9)$$

que l'on peut également écrire sous la forme :

$$\frac{d\vec{M}_2}{dt} = -\frac{gJ_e\mu_B P}{2et_2} \left[\vec{z}' \wedge (\vec{z}' \wedge \vec{z}) \right], \quad (4.10)$$

ou encore :

$$\frac{d\vec{M}_2}{dt} = -\frac{gJ_e\mu_B P}{2et_2 M_{s_2}^2 M_{s_1}} \left[\vec{M}_2 \wedge (\vec{M}_2 \wedge \vec{M}_1) \right]. \quad (4.11)$$

Cette équation traduit le fait que le passage d'un courant dans la vanne de spin, de l'électrode (1) vers l'électrode (2), est responsable d'une rotation de l'aimantation de l'électrode (2) vers la direction de l'aimantation de l'électrode (1). C'est l'effet du couple de transfert de spin, qui tend à aligner parallèlement les aimantations des deux électrodes.

4.2.2 Transfert de spin adiabatique dans une paroi de domaine magnétique

Plaçons-nous maintenant dans le cas d'un électron traversant une paroi de domaine magnétique [132–134], dans laquelle l'aimantation locale \vec{M} varie continûment de l'orientation z à l'orientation $-z$ le long de l'axe y (Fig. 4.5)ⁱ.

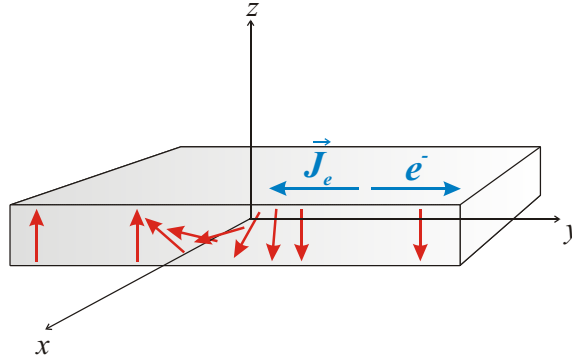


Fig. 4.5 : Géométrie retenue pour la description du transfert de spin entre un courant électrique et une paroi de domaine dans une piste magnétique.

Supposons la paroi divisée en tranches indépendantes infiniment fines, parallèles au plan (x, z) . L'orientation de l'aimantation locale \vec{M} dans une des tranches forme un angle infiniment petit $d\theta$ par rapport à celle des tranches voisines. Un électron qui traverse la paroi franchit cette succession de tranches élémentaires. Si la variation spatiale de la direction de l'aimantation locale dans la

ⁱ. La géométrie choisie ici est celle d'une paroi de Bloch dans une piste à anisotropie magnétique perpendiculaire. Néanmoins, le calcul qui suit peut être transposé facilement au cas de parois de Néel dans une piste à anisotropie planaire par simple permutation du système de coordonnées, comme déjà évoqué au chapitre 1.

paroi est suffisamment lente (en d'autres termes si la paroi est suffisamment épaisse), le moment magnétique de l'électron peut s'aligner de façon adiabatique avec l'aimantation locale \vec{M} dans chaque tranche. Ceci se fait, comme dans le cas précédent d'une vanne de spin, au prix d'un couple élémentaire appliqué localement sur \vec{M} . On peut transposer directement les résultats précédents moyennant les correspondances :

$$\begin{aligned} M_{s_1} \equiv M_{s_2} \equiv M_s & \quad ; & \quad \vec{M}_1 \equiv \vec{M}(y - dy) & \quad ; & \quad \vec{M}_2 \equiv \vec{M}(y) \\ t_2 \equiv dy & & & & \quad \theta \equiv d\theta = \frac{\partial\theta}{\partial y} dy, \end{aligned}$$

où M_s est l'aimantation à saturation du milieu magnétique considéré et dy l'épaisseur de la tranche élémentaire de paroi à la position y . En introduisant ces nouvelles notations dans l'équation (4.11) on obtient :

$$\frac{d\vec{M}}{dt}(y) = -\frac{gJ_e\mu_B P}{2eM_s^3 dy} \left[\vec{M}(y) \wedge \left(\vec{M}(y) \wedge \vec{M}(y - dy) \right) \right]. \quad (4.12)$$

L'évaluation du double produit vectoriel mène à :

$$\frac{d\vec{M}}{dt}(y) = -\frac{gJ_e\mu_B P}{2eM_s dy} \left[\cos(d\theta) \vec{M}(y) - \vec{M}(y - dy) \right], \quad (4.13)$$

que l'on peut récrire :

$$\frac{d\vec{M}}{dt}(y) = -\frac{gJ_e\mu_B P}{2eM_s dy} \left[\cos(d\theta) \vec{M}(y) - \vec{M}(y) + \frac{\partial\vec{M}}{\partial y}(y) dy \right]. \quad (4.14)$$

$d\theta$ étant supposé très petit (ce qui est d'autant plus vrai que la paroi est large), le cosinus dans cette équation prend une valeur proche de 1, ce qui mène à l'approximation :

$$\frac{d\vec{M}}{dt}(y) \approx -\frac{gJ_e\mu_B P}{2eM_s} \frac{\partial\vec{M}}{\partial y}(y). \quad (4.15)$$

Définissons le paramètre u :

$$u = \frac{gJ_e\mu_B P}{2eM_s}, \quad (4.16)$$

qui a la dimension d'une vitesse et caractérise l'intensité du transfert de spin. Alors, le couple de transfert de spin exercé sur un des spins de la paroi, situé à la position y , s'écrit :

$$\frac{d\vec{M}}{dt}(y) = -u \frac{\partial\vec{M}}{\partial y}(y). \quad (4.17)$$

Il s'agit du couple adiabatique de transfert de spin, que l'on doit rajouter à l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert régissant la dynamique de l'aimantation dans la paroi :

$$\frac{\partial\vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{H}_{\text{eff}} \wedge \vec{M} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \wedge \frac{\partial\vec{M}}{\partial t} - u \frac{\partial\vec{M}}{\partial y}. \quad (4.18)$$

Cette équation LLG modifiée [163–165] porte parfois le nom d'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski (LLGS).

4.2.3 Validité de l'approche semi-classique

Bien entendu, cette approche semi-classique est inexacte au sens strict du terme, les électrons étant des objets quantiques. Néanmoins elle fournit une bonne approximation de la réalité si la longueur d'onde de Fermi λ_F des électrons reste petite devant les autres dimensions caractéristiques du système, ici notamment la largeur de paroi, Δ , et la longueur de précession de Larmor, λ_L , qui correspond à la distance parcourue par un électron durant une précession complète sous l'action du champ d'échange $s-d$:

$$\lambda_L = \frac{v_F h}{\mathcal{J}}, \quad (4.19)$$

où v_F est la vitesse de Fermi des électrons, et où h est la constante de Planck. Cette condition est relativement bien vérifiée dans les matériaux que nous décrivons ici. En effet, les longueurs d'onde de Fermi sont de l'ordre de 3 nm pour le permalloy et 2 nm pour le cobalt [166], dans lesquels les largeurs de paroi typiques (dans des films minces) sont respectivement supérieures à 10 nm [39, 40] et de 5 à 10 nm [26], et les longueurs de Larmor de l'ordre de quelques nanomètres [167].

Des calculs plus raffinés prenant en compte le caractère quantique des électrons de conduction sont nombreux dans la littérature, mais mènent à des résultats similaires. Nous prenons ici le parti de nous borner à une vision, certes simpliste, mais à notre avis assez éclairante des choses, et laissons le lecteur se reporter par exemple aux récents articles de revue de Ralph et Stiles [168] et de Beach, Tsoi et Erskine [169] ainsi qu'à leurs références pour plus de détails.

4.2.4 Validité de l'approche adiabatique – Transfert de spin non adiabatique

Nous avons vu que l'approche adiabatique précédente n'était valable *a priori* que dans le cas d'une paroi large, dans laquelle le moment magnétique de l'électron a le temps de suivre l'aimantation locale lors de son déplacement, ce qui signifie que la longueur de Larmor est petite devant la largeur de paroi [167, 170]ⁱ :

$$\frac{\lambda_L}{\Delta} = \frac{v_F h}{\Delta \mathcal{J}} \ll 1. \quad (4.20)$$

Cette condition est assez restrictive, ces deux longueurs caractéristiques pouvant être du même ordre de grandeur. En particulier, dans les films ultraminces de cobalt sur lesquels nous reviendrons dans la suite, la largeur de paroi vaut seulement quelques nanomètres, et est donc du même ordre de grandeur que λ_L .

Par ailleurs, l'approche adiabatique ne prend pas en compte un possible effet de relaxation par inversion de spin (*spin-flip*) des électrons de conduction, qui est pourtant à même d'affecter de façon importante le transfert de spin [162].

i. On notera que suivant les auteurs, la condition de validité de l'approche adiabatique peut différer légèrement. Ainsi, Tatara et Kohno préfèrent comparer la largeur de paroi à la longueur d'onde de Fermi au lieu de la longueur de précession de Larmor [171], ce qui est moins restrictif d'après les estimations données plus haut pour ces longueurs caractéristiques. En pratique, il est généralement admis que l'approche adiabatique ne suffit pas à décrire l'action du courant sur une paroi de domaine, et nous conserverons donc comme longueur de référence la longueur de précession de Larmor [167, 170].

De façon générale, il a été montré [165] que l'approche adiabatique ne suffisait pas à décrire les observations expérimentales de façon satisfaisante. En particulier, on ne peut rendre compte, à l'aide du seul terme de transfert de spin adiabatique, de la vitesse de paroi non nulle mesurée expérimentalement pour une très faible valeur de u dans certains systèmes à anisotropie planaire [164]. Ceci a mené plusieurs auteurs à introduire un terme correctif dans l'équation LLGS. La façon d'introduire et de comprendre ce terme, connu sous le nom de « non adiabatique », est encore très controversée aujourd'hui [172], les approches étant nombreuses (relaxation par inversion de spin [162], transfert de quantité de mouvement [171], simple conséquence du transfert de spin adiabatique si l'amortissement est traité par l'approche de Lifshitz au lieu de celle de Gilbert [173], conséquence d'une force de type Stern-Gerlach ressentie par les électrons de conduction dans le champ d'échange non uniforme [132]. . .). Nous n'entrerons pas ici dans le détail de cette controverse, et admettrons simplement [165] qu'il est nécessaire, pour décrire les résultats expérimentaux, de rajouter à l'équation LLGS un terme supplémentaire, dont l'intensité est fixée par un paramètre phénoménologique β sans dimension, que nous appellerons dans la suite « paramètre de transfert de spin non adiabatique » :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{H}_{\text{eff}} \wedge \vec{M} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \wedge \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - u \frac{\partial \vec{M}}{\partial y} + \frac{\beta u}{M_s} \vec{M} \wedge \frac{\partial \vec{M}}{\partial y}. \quad (4.21)$$

La forme de ce terme a été initialement inspirée par celle du terme de Gilbert, qui décrit un amortissement *dans le temps* de la dynamique de l'aimantation. Le terme de transfert de spin non adiabatique, pour sa part, est formellement équivalent à un terme d'amortissement *dans l'espace*. Ceci se justifie qualitativement, si l'on considère que le défaut d'adiabaticité du transfert de spin est lié au fait que le spin d'un électron de conduction ne parvient pas à « suivre » parfaitement l'aimantation locale du matériau, et accumule donc un certain « retard », lors de sa traversée de la paroi [167, 170, 174].

La valeur et le contenu physique du paramètre β sont actuellement très controversés (voir [158] pour une vue d'ensemble du sujet). Comme évoqué plus haut, le poids relatif des contributions adiabatique et non adiabatique au transfert de spin, et donc le paramètre β , doivent dépendre des valeurs relatives de la largeur de paroi et des longueurs caractéristiques électroniques du système [171] : dans une paroi fine (comme c'est le cas dans nos films Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire), on s'attend à un paramètre β plus élevé que dans une paroi large (par exemple dans du permalloy). Par ailleurs, il est probable que comme le paramètre d'amortissement de Gilbert, α , le paramètre β dépende fortement du matériau considéré, de son environnement (pensons, par exemple, aux effets de pompage de spin affectant α dans certaines multicouches [175, 176]), et éventuellement de ses défauts et impuretés, dont dépendent les propriétés de transport électronique et la longueur de diffusion de spin.

Les valeurs généralement attendues pour β sont de l'ordre de celles connues pour α , soit typiquement inférieures à l'unité [165]. Certains travaux mènent à l'égalité pure et simple de α et β [177], cependant là encore, aucun consensus n'a émergé à ce jour.

4.3 Propagation d'une paroi de domaine sous champ et courant dans une nano-piste magnétique

4.3.1 Approche analytique

La propagation sous champ d'une paroi de Bloch dans une nano-piste magnétique sans défauts a été décrite analytiquement dans le chapitre 1. Nous allons voir ici comment cette propagation est modifiée par l'injection d'un courant de densité \vec{J}_e suivant l'axe de la piste (Fig. 4.6), en prenant en compte les termes de transfert de spin adiabatique et non adiabatique [33].

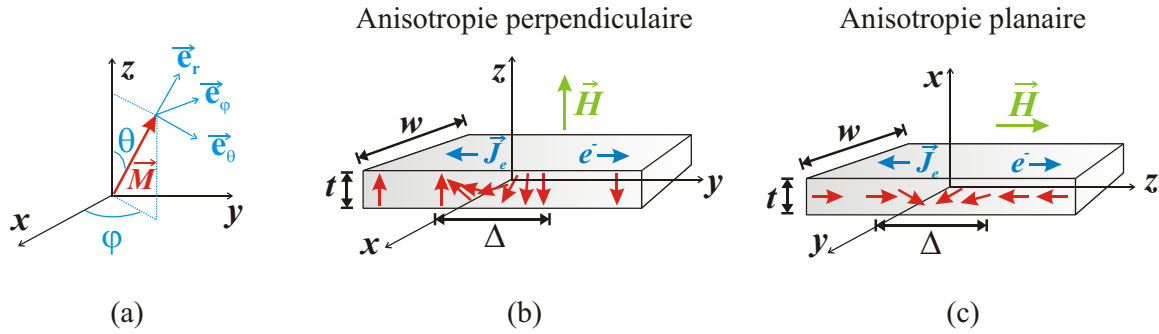


Fig. 4.6 : (a) Coordonnées angulaires polaire, θ , et azimutale, φ , et système de coordonnées sphériques ($\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi$) associé, définissant l'orientation de l'aimantation locale \vec{M} dans un repère cartésien. (b) Schéma d'une paroi de Bloch à 180° dans une piste de largeur w et d'épaisseur t présentant une anisotropie magnétique perpendiculaire. (c) Système de coordonnées permettant d'adapter les calculs au cas d'une piste présentant une anisotropie magnétique planaire. Δ représente la largeur caractéristique de la paroi, \vec{J}_e la densité de courant injectée suivant l'axe de la piste ($J_e > 0$ si les électrons circulent dans le sens des y (respectivement des z) croissants), et \vec{H} le champ magnétique appliqué suivant z , défini comme l'axe de facile aimantation de la piste magnétique dans les deux cas.

4.3.1.1 Couples additionnels

Les deux termes de transfert de spin de l'équation LLG modifiée (équation (4.21)) entraînent deux termes de couple supplémentaires appliqués à l'aimantation locale \vec{M} par rapport au cas sous champ. Si l'on suppose que la paroi conserve lors de sa propagation le profil $\theta(y)$ d'une paroi de Bloch au repos (équation (1.13)), on peut écrire $\partial\theta/\partial y = \sin\theta/\Delta$. Les couples de transfert de spin adiabatique, $\vec{\Gamma}_u$, et non adiabatique, $\vec{\Gamma}_\beta$, s'écrivent alors, dans le système de coordonnées sphériques ($\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi$) :

$$\vec{\Gamma}_u = \frac{u}{\gamma} \frac{\partial \vec{M}}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{M_s u}{\gamma} \frac{\sin \theta}{\Delta} \vec{e}_\theta, \quad (4.22a)$$

$$\vec{\Gamma}_\beta = -\frac{\beta u}{\gamma M_s} \vec{M} \wedge \frac{\partial \vec{M}}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial y} = -\beta \frac{M_s u}{\gamma} \frac{\sin \theta}{\Delta} \vec{e}_\varphi. \quad (4.22b)$$

Les composantes Γ_θ et Γ_φ du couple résultant (équations (1.21a) et (1.21b)) deviennent :

$$\Gamma_\theta = 4\pi M_S^2 (N_y - N_x) \sin \theta \sin \varphi \cos \varphi + \frac{\alpha M_S}{\gamma} \dot{\varphi} \sin \theta + \frac{M_S u \sin \theta}{\gamma \Delta}, \quad (4.23a)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_\varphi = & -M_S H \sin \theta - \frac{\alpha M_S}{\gamma} \dot{\theta} - \beta \frac{M_S u \sin \theta}{\gamma \Delta} \\ & + 4\pi M_S^2 \sin \theta \cos \theta [N_z - N_y \sin^2 \varphi - N_x \cos^2 \varphi]. \end{aligned} \quad (4.23b)$$

On peut voir que $\vec{\Gamma}_\beta$, orienté suivant \vec{e}_φ , est formellement équivalent au couple Zeeman exercé par un champ magnétique appliqué suivant l'axe de facile aimantation. Avec l'aide du couple de champ démagnétisant (voir chapitre 1), il est donc susceptible de faire avancer la paroi. Par contre, le principal effet de $\vec{\Gamma}_u$, orienté suivant \vec{e}_θ , sera de déformer la paroi sans provoquer sa propagation, comme cela a été démontré dans des systèmes à anisotropie planaire [165, 171].

4.3.1.2 Régime stationnaire – Limite de stabilité

De même que sous champ, on considère tout d'abord un régime stationnaire de propagation caractérisé par $\dot{\varphi} = 0$, ce qui implique désormais (pour $\theta = \pi/2$) :

$$\sin 2\varphi = \frac{H + (\beta - \alpha) \frac{u}{\gamma \Delta}}{2\pi \alpha M_S (N_y - N_x)}. \quad (4.24)$$

Cette équation est valide uniquement si la condition suivante est vérifiée :

$$\left| H + (\beta - \alpha) \frac{u}{\gamma \Delta} \right| \leq H_W, \quad (4.25)$$

où le champ de Walker, H_W , conserve son expression (1.24) [33] :

$$H_W = 2\pi \alpha M_S |N_y - N_x|. \quad (4.26)$$

De façon similaire à l'équation (1.23) sous champ, l'équation (4.25) fixe une limite sur les intensités combinées du champ magnétique et de la densité de courant appliqués, au delà de laquelle la propagation stationnaire n'est plus possible. Cette condition limite est strictement équivalente au seuil de Walker dans le cas où seul un champ magnétique fait propager la paroi. Cependant dans le cas présent de l'action conjointe d'un champ et d'un courant, c'est le terme $\left| H + (\beta - \alpha) \frac{u}{\gamma \Delta} \right|$ dans son ensemble qui détermine la stabilité de la paroi. Si le champ appliqué est nul ($H = 0$) on peut définir de la même façon une densité de courant au seuil de Walker, J_W , qui s'écrit [33] :

$$J_W = \frac{4\pi \alpha e M_S^2}{g \mu_B P} \frac{\gamma \Delta}{|\beta - \alpha|} |N_y - N_x|. \quad (4.27)$$

Comme sous champ magnétique, les effets du confinement de la paroi dans une nano-piste se traduisent dans les expressions de H_W (équation (4.26)) et J_W (équation (4.27)) par un facteur géométrique multiplicatif $|N_y - N_x|$ (voir chapitre 1).

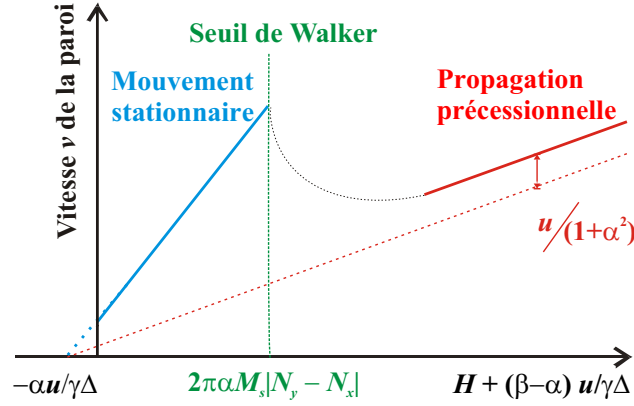


Fig. 4.7 : Loi de vitesse de propagation d'une paroi de domaine à 180° , soumise à l'action combinée d'un champ magnétique externe, H , et d'un courant électrique (dont la densité est traduite par u), dans une nano-piste magnétique. Ce schéma montre les deux régimes linéaires de vitesse, en-dessous et très au-dessus du seuil de Walker. La ligne courbe pointillée correspondant au régime intermédiaire non linéaire est un guide pour le regard.

4.3.1.3 Vitesse de propagation

La vitesse de propagation de la paroi dans le régime stationnaire (en-dessous du seuil de Walker, soit $\dot{\varphi} = 0$) s'obtient de façon similaire au cas sous champ, et vaut cette fois [33, 41, 165] :

$$v_{\text{stationnaire}} = \frac{\gamma\Delta}{\alpha} \left[H + (\beta - \alpha) \frac{u}{\gamma\Delta} \right] + u = \frac{\gamma\Delta}{\alpha} \left(H + \frac{\beta u}{\gamma\Delta} \right) \quad (4.28)$$

Cette expression est formellement équivalente à celle obtenue sous champ (équation (1.25)), simplement le champ magnétique est ici décalé d'un champ équivalent lié au transfert de spin, $\beta u/\gamma\Delta$. Ce terme de champ supplémentaire provient du transfert de spin non adiabatique, seul terme de transfert de spin qui soit efficace en régime stationnaire.

Si maintenant $|H + (\beta - \alpha) \frac{u}{\gamma\Delta}| \gg 2\pi\alpha M_s |N_y - N_x|$, et en supposant, comme sous champ, que la moyenne temporelle de $\sin 2\varphi$ est nulle, on obtient la vitesse moyenne de la paroi très au-dessus du seuil de Walker [33, 41] :

$$\bar{v}_{\text{précessionnelle}} = \gamma\Delta \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} \left(H + \frac{\beta u}{\gamma\Delta} \right) + \frac{u}{1 + \alpha^2} \quad (4.29)$$

Comme dans le régime stationnaire, on observe, par rapport à l'équation (1.26) obtenue sous champ seul, un décalage du champ magnétique de la quantité $\beta u/\gamma\Delta$ liée au transfert de spin non adiabatique. Par contre, on remarque également un terme de vitesse supplémentaire $u/(1 + \alpha^2)$ lié au transfert de spin adiabatique.

Les deux régimes de propagation visqueuse précédents, sous l'action combinée d'un champ magnétique et d'un courant électrique, sont schématisés Fig. 4.7. Le transfert de spin se traduit par

deux effets sur la propagation d'une paroi de Bloch dans une piste magnétique sans défauts :

- un effet équivalent à celui d'un champ magnétique additionnel de valeur $\beta u/\gamma\Delta$, appliqué suivant l'axe de facile aimantation du système [165, 171],
- une vitesse de propagation additionnelle $u/(1 + \alpha^2)$ liée au transfert de spin adiabatique, présente très au-dessus du seuil de Walker.

Comme dans le cas sous champ, ce cas idéal ne prend pas en compte un certain nombre d'effets présents dans les échantillons réels, dont certains seront évoqués dans la section suivante. En particulier, le piégeage des parois par les défauts intrinsèques et extrinsèques du système se traduit généralement (comme sous champ) par un seuil de dépiégeage, en-dessous duquel on n'observe pas le régime de propagation visqueuse attendu [165, 178, 179].

Comme précédemment, le cas d'une paroi de Néel se déduit facilement de cette analyse par permutation des coordonnées (Fig. 4.6(c)). Le cas plus complexe d'une paroi vortex n'est pas traité.

4.3.2 État de l'art expérimental

Au vu de la discussion précédente (et notamment des équations (4.16) et (4.21)), un système idéal, dans lequel les effets de transfert de spin sont optimisés, devrait présenter les caractéristiques suivantes :

- faible largeur caractéristique de paroi Δ (de façon à maximiser le gradient d'aimantation au sein de la paroi, ainsi que le rapport entre les couples de transfert de spin non adiabatique et adiabatique) ;
- faible aimantation à saturation M_s ;
- forte polarisation en spin P .

Par ailleurs, il a été récemment démontré, par des simulations micromagnétiques [180, 181], que la densité de courant critique nécessaire pour dépiéger les parois pouvait être considérablement réduite dans une nano-piste à anisotropie magnétique perpendiculaire, dont l'épaisseur et la largeur sont optimiséesⁱ.

De façon générale, les systèmes à anisotropie perpendiculaire, qui présentent des parois de structure fixe (parois de Bloch [1]) et de faible largeur [26, 27], sont particulièrement intéressants. Ces systèmes perpendiculaires sont par ailleurs prometteurs en termes de densification du stockage magnétique [182], et constituent donc des systèmes de choix qui commencent à être largement étudiés [183–191].

i. Ces résultats se basent sur des considérations très similaires à nos arguments concernant les effets de confinement des parois dans une structure de dimensions réduites. L'optimisation de la géométrie du système permet d'abaisser le seuil de Walker, et donc d'accéder sous une plus faible excitation au régime de propagation précessionnelle. Dans ce régime, la structure de la paroi évolue en permanence, ce qui la rend beaucoup moins sensible au piégeage.

4.3.2.1 Semi-conducteurs magnétiques dilués

Le semi-conducteur magnétique dilué GaMnAs déposé sur une couche tampon de GaInAs, elle-même déposée sur une couche de GaAs (001), peut présenter une anisotropie magnétique perpendiculaire induite par les contraintes d'épithaxie qui s'exercent entre GaMnAs et GaInAs [184, 192]. De par sa faible aimantation, vingt fois plus faible que dans le permalloy, et le très faible piégeage des parois de domaines qui s'y propagent, ce système présente quasiment toutes les propriétés requises. Il s'agit donc d'un système très prometteur, même si sa température de Curie (≈ 100 K), inférieure à la température ambiante, le rend difficile à utiliser pour des applications.

Les premières expériences de propagation de parois sous courant [183] dans des pistes gravées dans de tels films ont montré un effet, même sous champ nul, à partir de densités de courant inférieures à 10^9 A.m⁻², soit inférieures de deux ordres de grandeur aux densités de courant typiques nécessaires pour observer un effet dans des pistes de permalloy. Ceci est manifestement dû à la faible aimantation à saturation de GaMnAs.

Grâce au très faible piégeage des parois dans les pistes de GaMnAs [192], ce système est le seul, à ce jour, où une loi de reptation sous faible courant a pu être mesurée [184–186] (Fig. 4.8). Ceci devrait permettre de tester la pertinence de la loi de reptation valide sous champ [24] pour la propagation sous courant [179].

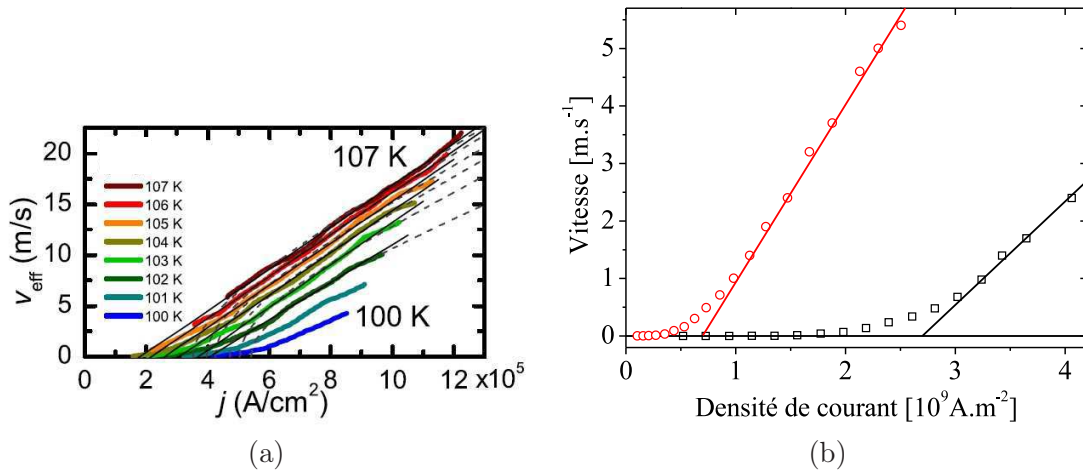


Fig. 4.8 : Lois de vitesse de propagation de parois sous courant, mesurées à différentes températures, par microscopie magnéto-optique, dans des pistes de GaMnAs ($T_C = 115$ K) à anisotropie magnétique perpendiculaire : (a) d'épaisseur 30 nm et de largeur $5 \mu\text{m}$ [184] (les lignes fines, pleines et pointillées, correspondent respectivement à des ajustements linéaire et en racine carrée des lois de vitesse); (b) d'épaisseur 50 nm et de largeur $4 \mu\text{m}$ [186], à des températures respectives de 99 K (carrés noirs) et 104 K (ronds rouges). En (b), les droites sont des guides permettant d'estimer la densité de courant de dépiégeage.

4.3.2.2 Pistes à anisotropie magnétique planaire

Les systèmes magnétiques à anisotropie planaire, et en particulier le permalloy, sont de loin jusqu'à présent les systèmes magnétiques les plus largement étudiés et utilisés pour les applications. Ceci s'explique en partie par les faibles valeurs de leur champ d'anisotropie et de leur aimantation à saturation, qui facilitent la manipulation de leur état magnétique à l'aide de faibles champs, et par leur température de Curie supérieure à la température ambiante (contrairement au cas des semi-conducteurs magnétiques dilués). C'est donc en toute logique que la grande majorité des travaux visant à mettre en évidence et à caractériser l'effet d'un courant électrique sur des parois de domaines ont été menés sur des pistes magnétiques gravées dans de tels systèmes à anisotropie planaire [41, 109, 152–155, 193–205]. Dans de telles pistes, les parois de domaines sont relativement larges [39, 40], et peuvent adopter des structures micromagnétiques variées [8, 206].

Les résultats obtenus séparément en 2006 par Beach *et al.* [197] (Fig. 4.9(a)) et Hayashi *et al.* [41] (Fig. 4.9(b)) comptent actuellement parmi les plus aboutis en termes de propagation de parois sous courant dans des pistes de permalloy. Dans ces travaux, la vitesse d'une paroi de domaine est déduite, soit de mesures de magnéto-résistance anisotrope, soit par magnéto-optique, en fonction du champ magnétique appliqué au système, et en présence d'un courant électrique continu [197] ou impulsionnel [41] injecté dans la piste, correspondant à une densité de courant de l'ordre de 10^{11} à 10^{12} A.m⁻². Dans les deux cas, les courbes de vitesse mesurées sous l'action conjointe d'un champ et d'un courant conservent la forme observée sous champ seul [40], et notamment la valeur du champ seuil de Walker apparaît inchangée par le courant. Cependant, sous un champ magnétique suffisamment faible, les vitesses de propagation de parois apparaissent décalées par rapport à celles mesurées sous champ seul. Ce décalage dépend de la polarité du courant injecté. Ces résultats sont qualitativement compatibles avec nos résultats analytiques présentés plus haut, si les valeurs de α et β sont voisines. Cependant, s'ils démontrent un effet du courant sur la propagation de parois, ils ne suffisent pas à prouver son efficacité en l'absence de champ magnétique. Plus rares sont les résultats montrant un déplacement de parois sous courant à champ nul dans de tels systèmes [201].

Comme sous champ, il faut tenir compte, pour la propagation sous courant, du piégeage des parois par les défauts intrinsèques et extrinsèques du système. L'effet du piégeage sur la propagation de parois induite par courant peut *a priori* être différent de celui sur la propagation sous champ. En particulier, suivant que l'on considère un piégeage intrinsèque [195, 207] ou extrinsèque [178, 208], et suivant la valeur donnée au paramètre β [158, 165, 178, 179], différentes lois de reptation et de dépiégeage sont attendues. De même, suivant les hypothèses effectuées, on s'attend ou non à observer l'existence d'un courant seuil nécessaire pour déclencher la propagation à champ nul, et en dessous duquel la paroi reste piégée. Le dépiégeage de parois par courant à partir de défauts extrinsèques a été clairement mis en évidence [198]. Dans ce cas, la probabilité de dépiégeage augmente comme attendu avec la température, le champ magnétique et la densité de courant injectée. La probabilité de dépiégeage peut également être augmentée artificiellement en provoquant une oscillation résonante de la paroi, en injectant soit un courant alternatif, soit un train d'impulsions de courant convenablement choisi [198, 202, 204, 209].

Un autre effet important du courant dans les pistes à anisotropie planaire est lié à la multiplicité des structures micromagnétiques des parois de domaines dans ces systèmes [8, 206]. L'imagerie des parois avant et après l'injection d'une impulsion de courant, par microscopie électronique à balayage avec analyse de polarisation en spin (SEMPA) [193] ou par microscopie magnétique

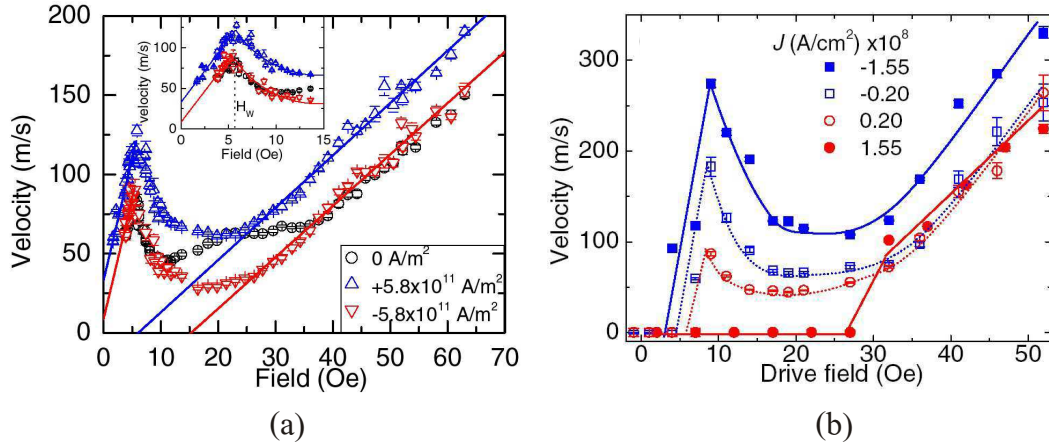


Fig. 4.9 : Courbes de vitesse de propagation de parois sous champ magnétique et courant électrique, mesurées dans des nano-pistes de permalloy en fonction du champ magnétique appliqué. Dans ces expériences, le courant électrique est injecté : (a) en continu [197] ; (b) sous forme d'impulsions de durée 100 ns [41].

par transmission des rayons X (MTXM) [199], a montré que l'impulsion de courant pouvait provoquer une modification de la structure interne de la paroi, et notamment sa transformation d'une structure vortex à une structure Néel transverse [193]. La transformation périodique d'une paroi sous courant a également été mise en évidence récemment [203, 210]. Ces processus sont de grande importance, dans la mesure où la structure interne de la paroi influence grandement ses propriétés, en particulier sa propagation et son piégeage [196, 205] (en pratique, seules les parois vortex sont mobiles, les parois de Néel transverses restant généralement piégées [193]).

On doit aussi tenir compte de l'effet inévitable de l'échauffement par effet Joule qui se produit lorsqu'un courant est injecté dans une piste [194, 211]. Cet échauffement rapide abaisse les seuils de dépiégeage et de propagation des parois, et peut donc donner lieu à des déplacements de parois thermiquement activés sous faible champ. S'ils sont bien provoqués par le courant, ces déplacements ne résultent en aucun cas d'un effet de transfert de spin, et ne doivent pas donner lieu à une interprétation abusive.

Enfin, certains résultats laissent envisager un effet accru du courant durant les fronts montant et descendant d'une impulsion, par opposition à l'effet du courant constant de plateau [199, 200]. Ceci complique, là encore, les mesures de vitesse de propagation, en introduisant une incertitude sur la durée effective du déplacement de paroi.

4.3.2.3 Pistes métalliques à anisotropie magnétique perpendiculaire

La plupart des remarques précédentes, concernant les mesures de propagation de parois sous courant dans des pistes à anisotropie magnétique planaire, s'appliquent également au cas des systèmes métalliques à anisotropie magnétique perpendiculaire : là aussi, on doit prendre garde aux effets de piégeage, d'échauffement par effet Joule, et éventuellement aux effets transitoires qui se produisent pendant les fronts des impulsions de courant. Par contre, l'unicité de la structure de

paroi dans les systèmes à anisotropie perpendiculaire supprime de fait les effets de transformation interne de la paroi sous courant (en-dessous du seuil de Walker), et leurs conséquences en termes de propagation et de piégeageⁱ.

Films de cobalt ultramince Comme évoqué plus haut, les films de cobalt ultramince à anisotropie magnétique perpendiculaire constituent un système modèle pour l'étude de la propagation de parois sous champ. Cependant, les résultats sous courant présents dans la littérature sont assez peu concluants. Ils ont été obtenus principalement par des mesures d'effet Hall extraordinaire (EHE) dans des croix de Hall gravées, soit dans des vanes de spin à base de cobalt ultramince ou de multicouches Co/Ni [187, 188], soit dans de simples films Pt/Co/Pt similaires à ceux décrits au chapitre 3, et sur lesquels porte la suite de notre étude [189]. Ces résultats montrent que le courant permet d'aider à dépiéger thermiquement une paroi « accrochée » au niveau d'une croix de Hall, mais ne démontrent pas d'effet de propagation de parois par transfert de spin. Les effets de piégeage/dépiégeage semblent donc l'emporter sur le transfert de spin proprement dit dans ces systèmes non optimisés.

Autres matériaux Il faut enfin mentionner de très récents résultats obtenus par MFM sur des pistes de CoCrPt à anisotropie perpendiculaire [190], qui montrent une propagation de paroi sous l'effet d'un courant à champ magnétique nul. Cet effet semble dépendre de la polarité du courant injecté, ce qui laisse penser à un effet de transfert de spin. Devant le peu de données disponibles à ce jour, la prudence s'impose. Cependant, si ces résultats étaient confirmés, il s'agirait de la première démonstration expérimentale d'un effet de propagation de paroi par transfert de spin dans un système métallique à anisotropie magnétique perpendiculaireⁱⁱ.

En résumé. . .

Un courant électrique polarisé en spin peut agir sur l'aimantation d'un système magnétique, et en particulier provoquer la propagation d'une paroi de domaine dans une piste nanométrique. Cet effet se traduit par deux termes additionnels dans l'équation LLG, à partir desquels nous avons calculé analytiquement les régimes de propagation de paroi attendus lorsqu'un courant est injecté dans une telle piste. Les résultats expérimentaux existant sur ce sujet concernent essentiellement des pistes de permalloy, mais doivent être interprétés avec précautions compte tenu des phénomènes de piégeage de paroi, de chauffage, et éventuellement de transformation de la structure de la paroi par courant. Jusqu'à présent, les seuls résultats montrant de la propagation sous courant dans des systèmes à anisotropie perpendiculaire concernent des pistes de semi-conducteur magnétique dilué GaMnAs, les tentatives sur des pistes de cobalt ultramince n'ayant généralement donné lieu qu'à du dépiégeage de paroi assisté par courant.

i. Une déformation globale de la paroi (inclinaison, modification du rayon de courbure. . .), ainsi qu'un possible effet du courant sur d'éventuelles lignes de Bloch, restent néanmoins possibles.

ii. Des résultats similaires ont été récemment obtenus sur des multicouches Co/Ni [191].

Chapitre 5

Nano-pistes magnétiques contactées et développement instrumental pour leur étude

Notre étude expérimentale des effets du transfert de spin sur la propagation des parois de domaines magnétiques a été effectuée sur des nano-pistes lithographiées dans des films ultraminesces Pt / Co(0,5 nm) / Pt à anisotropie magnétique perpendiculaire irradiés par des ions He⁺, décrits au chapitre 3. Dans la section 5.1, nous décrivons la fabrication des nano-pistes, ainsi que la méthode utilisée pour y injecter un courant électrique. Puis, nous présenterons, dans la section 5.2, un nouveau magnétomètre Kerr polaire à haute résolution [212], dédié à l'étude de structures magnétiques largement sub-microniques à anisotropie magnétique perpendiculaire, que nous avons développé pour cette étude.

5.1 Fabrication des nano-pistes magnétiques

La nanostructuration du film magnétique continu initial a été réalisée par une succession d'étapes de nanofabrication, que nous décrivons ci-dessous. Ceci nous a permis de disposer de nano-pistes magnétiques adaptées à la propagation de parois de domaines, et contactées électriquement en vue de l'injection d'un courant.

5.1.1 Géométrie des nano-pistes

La forme typique retenue pour nos nano-pistes est présentée Fig. 5.1. La piste en elle-même est rectiligne et de très grand rapport d'aspect (largeur typique de 500 nm pour une longueur typique de 100 μm), ceci afin de pouvoir suivre une paroi sur une longue distance lors de sa propagation. Une des extrémités de la piste s'élargit en un « réservoir de nucléation », dans lequel la nucléation d'un domaine magnétique est statistiquement plus probable que dans la piste (pour une densité donnée de centres de nucléation, il est d'autant plus probable de trouver un de ces centres que la zone considérée est large). L'autre extrémité de la piste a une forme de pointe de façon à éviter la persistance éventuelle d'un domaine magnétique non renversé (qui constituerait un inconvénient majeur pour la reproductibilité du renversement de l'aimantation).

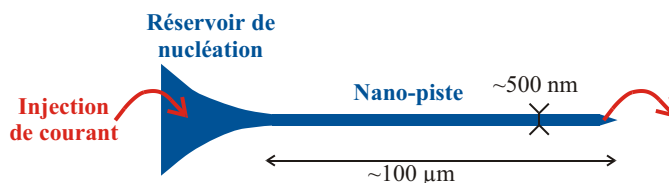


Fig. 5.1 : Schéma de principe d'une nano-piste dédiée à la propagation d'une paroi de domaine magnétique. Le réservoir de nucléation tend à favoriser la nucléation d'un domaine magnétique, dont la paroi la plus en aval va se propager dans la piste.

5.1.2 Lithographie et gravure

Afin de transférer le motif précédent au film Pt/Co/Pt, nous avons retenu la technique de lithographie électronique dont le principe de base est présenté Fig. 5.2 (pour plus de détails, voir par exemple [213, 214]). L'échantillon vierge est d'abord enduit d'une couche de résine polymère (polyméthacrylate de méthyle, ou PMMA) sensible aux électrons (a). Puis, cette résine est localement irradiée par le faisceau d'électrons d'un microscope électronique à balayage, qui « dessine » le motif à reproduire (b). Sous l'action des électrons, les chaînes polymères de la résine irradiée sont brisées, ce qui la rend soluble dans un mélange de méthylisobutylcétone (MIBK) et d'isopropanol. En « développant » la résine à l'aide de ce mélange, on y ouvre des fenêtres, correspondant aux zones irradiées, donc au motif à reproduire (c). Une couche d'or est alors déposée par évaporation thermique sur l'ensemble de l'échantillon. Cette couche d'or se dépose à la fois sur la résine non irradiée, et au fond des fenêtres définies à l'étape précédente (d). La dissolution dans l'acétone de la résine non irradiée permet d'éliminer par *lift-off* tout l'or excédentaire, en ne laissant que la couche d'or déposée au niveau du motif (e). Vient enfin l'étape de gravure (f) : l'échantillon est bombardé par des ions Ar^+ , qui érodent l'empilement métallique de façon non sélective. La couche d'or recouvrant les motifs joue le rôle d'un masque de gravure : dans les régions non dorées, le film Pt/Co/Pt est entièrement gravé (jusqu'au substrat) ; dans les régions dorées, l'or est attaqué en premier, et protège les couches métalliques inférieures de platine et de cobalt. En pratique, pour les nano-pistes, l'épaisseur d'or déposée doit être optimisée de façon à protéger le film Pt/Co/Pt durant toute l'opération de gravure, tout en minimisant l'épaisseur d'or résiduelle après la gravure (ceci afin de faciliter les mesures magnéto-optiques, et de limiter l'effet de court-circuit lors des expériences d'injection de courant).

En pratique, l'obtention de nano-pistes Pt/Co/Pt contactées nécessite la réalisation de trois niveaux de lithographie successifs de ce type :

- Le premier niveau consiste à définir des marques de repérage sur l'échantillon, qui serviront de repères pour les étapes de structuration ultérieures. Pour cela, les étapes (a)-(e) précédentes sont réalisées, avec une épaisseur d'or déposée de 120 nm.
- Le second niveau vise à réaliser les nano-pistes proprement dites. Cette fois, les étapes (a)-(f) précédentes sont effectuées, et le film Pt/Co/Pt est donc gravé. Comme évoqué plus haut, le but est ici de minimiser l'épaisseur de masque résiduel après gravure, et l'épaisseur d'or déposée est donc calculée au plus juste (40 nm, soit à quelques nanomètres près l'épaisseur

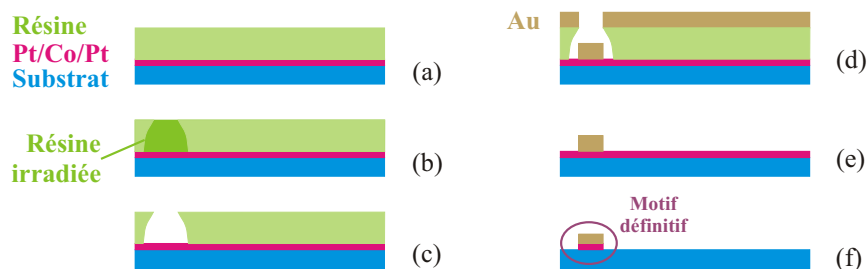


Fig. 5.2 : Représentation schématique d'une séquence type de structuration par lithographie électronique : (a) enduction par une résine polymère sensible aux électrons ; (b) irradiation locale de la résine par un faisceau d'électrons ; (c) développement de la résine ; (d) dépôt d'un film d'or ; (e) *lift-off* ; (f) gravure ionique jusqu'au substrat à travers le masque d'or. A la fin de la procédure, le motif a été complètement transféré au film Pt/Co/Pt.

d'or érodée lors de l'étape de gravureⁱ).

- Enfin, le troisième et dernier niveau consiste à déposer des électrodes permettant d'établir un contact électrique avec les pistes. Ces électrodes sont de dimensions micrométriques, et sont donc grandes par rapport à la piste, afin de rendre possible les connexions électriques soit par micro-soudure, soit à l'aide de sondes microscopiques (voir la section suivante). Leur épaisseur typique est de 120 nm, et elles sont réalisées soit en or, soit en aluminium suivant la méthode de connexion retenue. Là encore, seules les étapes (a)-(e) précédentes sont effectuées.

Ce protocole long et complexe a été, pour la première fois, réalisé entièrement au Laboratoire de Physique des Solides, par R. Weil, ingénieur d'études spécialiste en nanofabrication. Seule l'étape de gravure ionique a, faute de matériel adapté, été effectuée à la Centrale de Technologie Universitaire Minerve à Orsay. L'acquisition des compétences et de l'expérience nécessaires à la mise en oeuvre et à l'optimisation des différentes techniques utilisées a nécessité un investissement collectif important dans notre groupe de recherche. En particulier, nous avons découvert après nos premiers tests que les protocoles standard de lithographie, impliquant de recuire la résine à une température de 180°C après enduction, entraînaient une dégradation importante des propriétés magnétiques des échantillons, se traduisant principalement par une forte augmentation de leur champ coercitif (typiquement d'un facteur 2). Un protocole modifié, impliquant un recuit à température moins élevée (95°C pendant 20 minutes), a dû être développé et optimisé afin de préserver à la fois la résolution de la lithographie (dépendant de façon drastique des propriétés de la résine) et les propriétés magnétiques des échantillons. Les principaux paramètres du protocole utilisé sont résumés dans le Tableau 5.1.

Quelques exemples de clichés obtenus par microscopie électronique à balayage sur une de nos nano-pistes sont présentés Fig. 5.3.

ⁱ. L'épaisseur d'or restant après gravure n'est pas connue avec précision. Dans la suite, pour l'évaluation quantitative des différents paramètres de transport dans la nano-piste, nous supposons une épaisseur moyenne de 5 nm.

Enduction	PMMA dosé à 3% dans de l'anisole (+ sous-couche de copolymère MAA/MMA pour les motifs larges) recuit à 95°C pendant 20 min
Développement	45 s dans un mélange MIBK/IPA dosé à 1 pour 3; pas de rinçage
Dépôt d'or	évaporation thermique; épaisseur 40 ou 120 nm
<i>Lift-off</i>	acétone
Gravure ionique	ions Ar ⁺ à 300 eV, 0,3 mA.cm ⁻² pendant 1 min

Tab. 5.1 : Principaux paramètres du protocole de nanostructuration utilisé, schématisé Fig. 5.2.

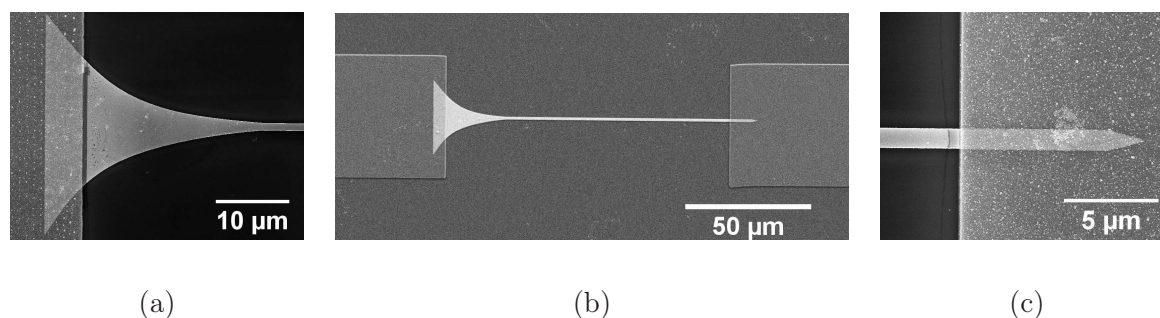


Fig. 5.3 : Images d'une nano-piste lithographiée dans un film Pt / Co(0,5 nm) / Pt irradié, obtenues par microscopie électronique à balayage. La piste (b) mesure 1 μm de large et 100 μm de long. Elle s'élargit à une de ses extrémités en un réservoir de nucléation (a). L'autre extrémité est en forme de pointe (c). Cette piste est recouverte de quelques nanomètres d'or résiduel, vestige du masque utilisé pour la gravure jusqu'au substrat du film Pt/Co/Pt. Des électrodes en aluminium (120 nm d'épaisseur) ont été rajoutées, après l'étape de gravure, aux deux extrémités de la piste.

5.1.3 Connexions électriques et injection de courant

Connecter une nano-piste à un générateur d'impulsions électriques n'a rien de trivial. La connexion réalisée doit avoir une résistance faible et une large bande passante, afin que le signal de sortie du générateur d'impulsions arrive intact au niveau de la nano-piste. Par ailleurs, la méthode de connexion doit être la moins destructive possible, les nano-pistes étudiées étant excessivement fragiles. Deux méthodes standard ont été testées sur nos échantillons, et sont détaillées ci-dessous.

5.1.3.1 Micro-soudure par thermo-compression

Une première méthode consiste à souder, de façon définitive, un fil métallique entre l'échantillon et une plaquette macroscopique de circuit imprimé conventionnel (Fig. 5.4). Ceci est réalisé par une technique de thermo-compression : un fil d'alliage Al-Si de 25 μm de diamètre, préalablement chauffé, est « écrasé » sur l'échantillon (ou sur la piste de circuit imprimé) par une fine aiguille métallique, sous l'effet d'une impulsion ultrasonore. L'opération est réalisée manuellement sous une loupe binoculaire, grâce à un micro-manipulateur à démultiplication de mouvement. Il est ainsi possible d'établir des contacts sur des électrodes lithographiées mesurant typiquement quelques centaines de microns (voir Fig. 5.4).

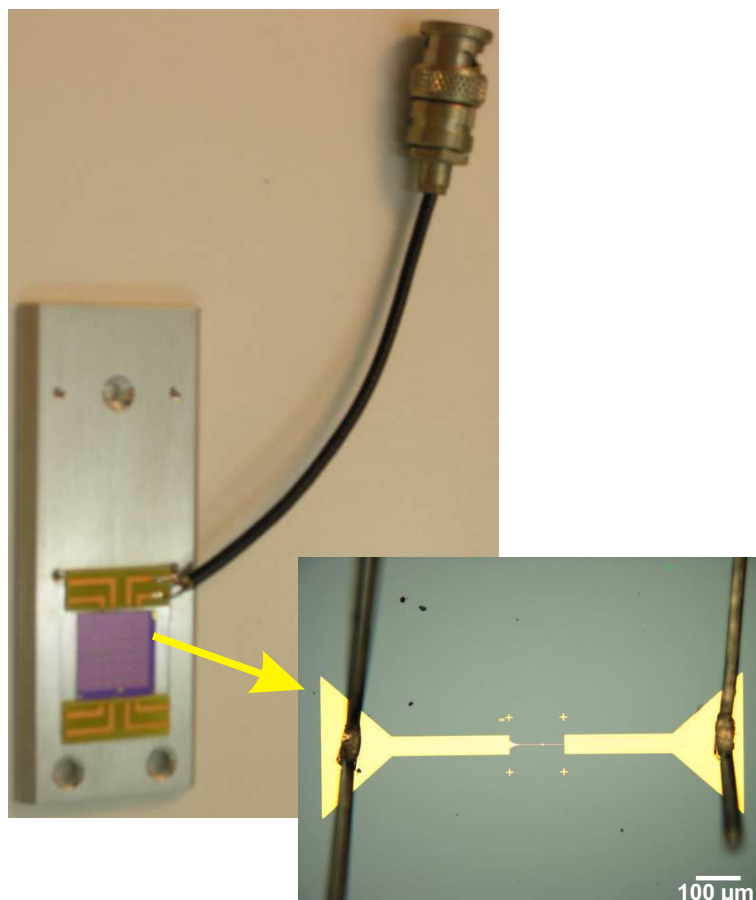


Fig. 5.4 : *En haut, à gauche* : vue d'un de nos échantillons, monté sur le porte-échantillon standard de notre banc de microscopie magnéto-optique, et dont une des nano-pistes est reliée électriquement à un connecteur macroscopique coaxial BNC. *En bas, à droite* : détail de la nano-piste en question (au centre de l'image), située entre deux électrodes lithographiées en or. Le câble macroscopique muni du connecteur BNC est soudé sur une plaquette de circuit imprimé fixée au porte-échantillon, qui est elle-même connectée, par micro-soudure par thermo-compression (fil Al-Si, de $25 \mu\text{m}$ de diamètre), aux deux électrodes micrométriques.

Cette méthode présente l'avantage de permettre une liaison définitive d'une nano-piste à un connecteur électronique standard, aisément manipulable. Cependant, le succès de la micro-soudure dépend de façon drastique de l'adhérence entre le fil Al-Si et, d'une part, les électrodes micrométriques en or, d'autre part, les pistes de circuit imprimé. Cette adhérence se dégrade très facilement dès la moindre pollution d'un des matériaux en regard. En outre, la bande passante du montage présenté Fig. 5.4 est limitée, et ce sur une longueur de circuit (de l'ordre d'une vingtaine de centimètres) du même ordre de grandeur que les longueurs d'onde équivalentes des impulsions nanoseconde injectées. Il s'ensuit une limitation basse sur la durée et le temps de montée de ces impulsions. Néanmoins, nous avons vérifié que des impulsions dont la durée et le temps de montée sont de l'ordre de quelques nanosecondes étaient correctement transmises.

5.1.3.2 Contact par sondes micrométriques hyperfréquence

L'autre approche employée utilise des sondes micrométriques hyperfréquence Picoprobe[®] 40A [215]. Ces sondes comportent chacune trois griffes micrométriques, reliées à un connecteur macroscopique coaxial SMA. La bande passante de l'ensemble est de 18 GHz pour une impédance caractéristique de 50Ω . Ces sondes sont montées à demeure sur notre banc de microscopie magnéto-optique (Fig. 5.5). Leur position est ajustable manuellement dans les trois directions de l'espace, par un jeu de platines de translation micrométrique. Ceci permet, une fois l'échantillon fixé sur le banc, d'approcher les sondes jusqu'à ce qu'elles soient au contact de l'échantillon. Il s'agit donc d'une connexion temporaire par simple contact. La géométrie retenue pour les électrodes microscopiques lithographiées sur l'échantillon est cette fois celle d'une ligne coplanaireⁱ (Fig. 5.5), dont les largeurs et les espacements des connecteurs sont ajustés pour que l'impédance caractéristique de l'ensemble soit proche de 50Ω .

Cette méthode de connexion est électriquement beaucoup mieux optimisée que la connexion par micro-soudure présentée ci-dessus, dans la mesure où la bande passante du circuit est préservée jusqu'à la nano-piste proprement dite. Des impulsions de courant beaucoup plus courtes peuvent donc être injectées dans la nano-piste sans être dégradées. Par contre, la connexion est temporaire : chaque démontage et remontage de l'échantillon sur le banc de microscopie magnéto-optique implique une déconnexion et reconnexion – potentiellement destructrices – des sondes.

Après avoir contacté nos premiers échantillons par la technique de micro-soudure par thermo-compression, nous avons finalement retenu la connexion par sondes hyperfréquence pour les mesures aux temps les plus courts. De façon générale, les formes d'impulsions et les effets observés lors des mesures effectuées sur des pistes micro-soudées ne diffèrent pas drastiquement de ceux observés lors de mesures sur des échantillons contactés par sondes hyperfréquence, du moins pour des temps de montée et des durées d'impulsions de quelques nanosecondes ou plus. Ainsi, les résultats présentés au chapitre 6 dans cette gamme de temps caractéristiques ont été obtenus indifféremment sur des nano-pistes contactées par l'une ou l'autre méthode.

5.1.3.3 Impulsions de courant

Générateurs d'impulsions Nous disposons de deux générateurs d'impulsions électriques, permettant chacun d'accéder à une gamme particulière de durées d'impulsions :

- Agilent 8114A-001, qui peut générer des impulsions d'amplitude allant jusqu'à 50 V aux bornes d'une charge de 50Ω , de durée 10 ns à 150 ms avec un temps de montée fixe de 7 ns, et qui peuvent être répétées avec une période allant de 66,7 à 999 ms ;
- Picosecond Pulse Labs 10300B, qui peut générer des impulsions d'amplitude allant jusqu'à 50 V aux bornes d'une charge de 50Ω , de durée 1 ns à 100 ns avec un temps de montée fixe de 250 ps, et qui peuvent être répétées avec une période allant de 10 μ s à 1 s.

i. Contrairement au cas précédent des électrodes destinées à la micro-soudure, on utilise ici de l'aluminium, qui présente une meilleure adhérence au substrat Si/SiO₂, et donc une meilleure résistance à l'arrachement lors du positionnement des sondes. La couche native d'alumine qui se forme à la surface de la couche d'aluminium est facilement traversée par les sondes, et ne nous gêne donc pas d'un point de vue électrique.

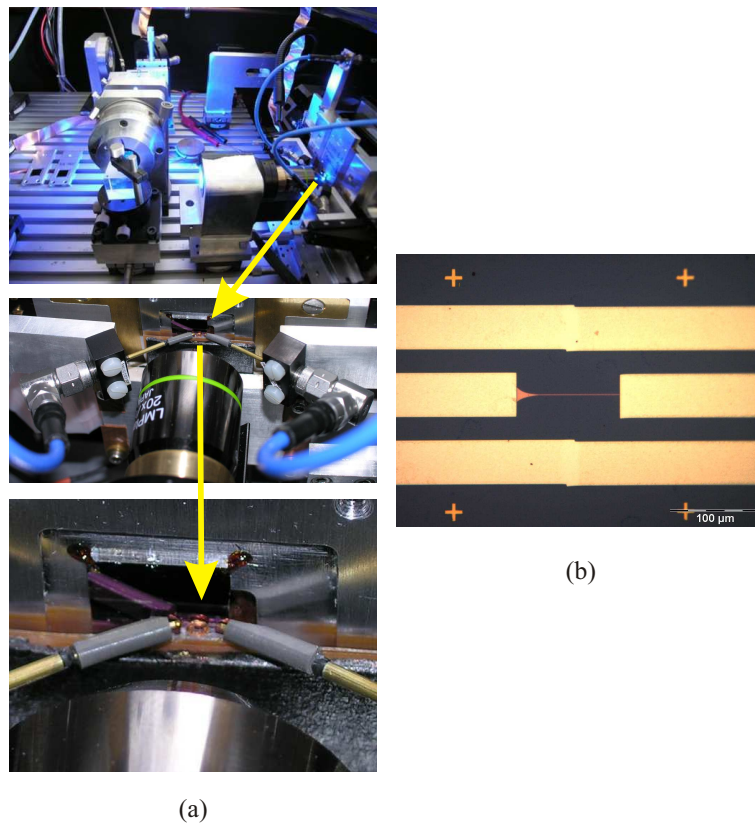


Fig. 5.5 : Montage d'un de nos échantillons sur notre banc de microscopie magnéto-optique, avec connexion d'une nano-piste par des sondes micrométriques hyperfréquence. (a) Vues générale (en haut) et de détail (au milieu et en bas) du dispositif expérimental ; l'échantillon (indiqué par les flèches) est placé verticalement devant l'objectif de microscope ; une bobine millimétrique placée devant l'échantillon assure la génération d'impulsions de champ magnétique perpendiculaire ; deux sondes micrométriques hyperfréquence assurent, par contact mécanique, la liaison électrique entre l'échantillon et une connectique standard SMA (câbles bleus sur ces images). (b) Vue de détail de la nano-piste, reliée à la ligne coplanaire micrométrique sur laquelle se connectent les sondes hyperfréquence.

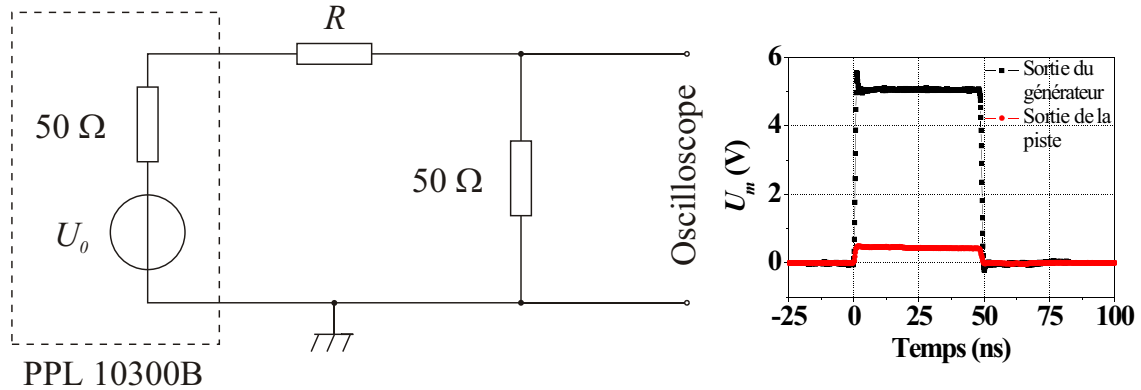


Fig. 5.6 : Circuit électrique typique utilisé pour l'injection d'impulsions électriques dans une nano-piste de résistance R , connectée à l'aide de sondes hyperfréquence. Le générateur d'impulsions Picosecond Pulse Labs 10300B, d'impédance de sortie 50Ω et de tension de court-circuit U_0 , délivre une impulsion de tension d'amplitude $U_0 R / (R + 100 \Omega)$ aux bornes de la nano-piste. La forme du signal est mesurée à l'aide d'un oscilloscope, d'impédance d'entrée 50Ω . Deux traces typiques $U_m(t)$ ainsi mesurées, à vide (générateur relié directement à l'oscilloscope), et en sortie d'une nano-piste de résistance $R \approx 0,9 \text{ k}\Omega$, sont présentées. Ces traces correspondent à une impulsion d'environ 9 V pendant 50 ns aux bornes de la piste.

Résistance des nano-pistes et (dés)adaptation d'impédance Les nano-pistes étudiées présentent une résistance R comprise entre 0,5 et 1 k Ω (mesurée sous pointes entre les deux électrodes de contact). Cet ordre de grandeur de résistance est tout à fait conforme à celui estimé grossièrement en modélisant la piste par trois conducteurs en parallèle, dont les résistivités macroscopiques sont respectivement les résistivités standard de l'or, du cobalt et du platine massifs. Il existe donc une désadaptation importante entre les impédances de sortie des générateurs d'impulsions et la nano-piste, sur une faible longueur de circuit de l'ordre de 100 μm (correspondant à la longueur de la piste), et qui peut *a priori* compromettre l'intégrité d'impulsions brèves de courant. Pour limiter cet inconvénient, dans le cas d'une piste micro-soudée, nous avons connecté en parallèle avec la nano-piste une charge adaptée de 50Ω , qui la court-circuite en partie, mais évite la réflexion du signal sur une impédance de charge élevée. Ceci n'est pas aussi facilement réalisable dans le cas d'une piste connectée à l'aide de sondes hyperfréquence (Fig. 5.6). Néanmoins, nous avons vérifié dans ce cas, par mesure directe en bout de ligne avec un oscilloscope à large bande passante (500 MHz), que les impulsions de courant injectées étaient transmises sans dégradation majeure par le circuit désadapté (Fig. 5.6).

Estimation de la densité de courant injectée Les impulsions électriques injectées sont régulées en tension. L'intensité I du courant correspondant dans la piste se déduit de la tension U à ses bornes par simple application de la loi d'Ohm : $I = U/R$. La densité de courant moyenne (intégrée sur toute l'épaisseur de l'empilement métallique, soit $t = 13,5 \text{ nm}$) vaut pour sa part : $J_e = I/wt = U/Rwt$, où w désigne la largeur de la piste. Compte tenu des très faibles épaisseurs des couches métalliques (inférieures au libre parcours moyen électronique, qui est de l'ordre d'une dizaine de nanomètres pour les métaux en présence), l'effet des interfaces sur le transport élec-

tronique est prédominant. Il serait donc déraisonnable de pousser plus loin l'analyse du transport électronique dans la nano-piste en se basant simplement sur des lois adaptées au traitement de conducteurs macroscopiques. Un traitement plus raffiné, prenant en compte les effets du confinement électronique, sera réalisé au chapitre 6, afin d'estimer la densité de courant polarisé en spin circulant effectivement dans la couche de cobalt de nos pistes.

5.2 Magnétométrie Kerr polaire à haute résolution

5.2.1 Mesures magnétiques à l'échelle sub-micrométrique

De façon générale, et en particulier dans le cadre de notre étude, des mesures magnétiques locales sont nécessaires pour déterminer l'aimantation de nano-éléments uniques, ou à des positions particulières dans des nano-dispositifs. Seul un nombre limité de techniques de microscopie permettent d'étudier le renversement de l'aimantation à l'échelle nanométrique [216] (microscopie à force magnétique [217], microscopie tunnel polarisée en spin [218], microscopie à balayage par sonde de Hall [219], microscopie électronique par transmission en mode Lorentz [220], microscopie électronique à balayage avec analyse de polarisation [221], microscopie magnéto-optique Kerr [3], magnétométrie magnéto-optique Kerr par balayage laser [222, 223], techniques de microscopie aux rayons X [224]. . .), et encore moins de mesurer simplement l'aimantation d'un nano-système (micro-SQUID [225], magnétométrie magnéto-optique [3, 93]). Parmi ces méthodes, les méthodes magnéto-optiques associent rapidité, flexibilité et sensibilité. Les performances de la magnéto-optique en champ proche étant encore limitées [226–228], la meilleure résolution obtenue jusqu'à maintenant avec des techniques magnéto-optiques l'a été en utilisant des magnétomètres magnéto-optiques à haute performance en champ lointain [229–234] : leur résolution peut être augmentée jusqu'à 300 nm en utilisant de la lumière bleue, et même améliorée de façon significative en utilisant un objectif à immersion d'huile (≈ 150 nm) [235], ou une lentille à immersion solide (≈ 140 nm) [236]. Deux approches sont possibles. La première consiste en une microscopie magnéto-optique globale [29, 119], qui fournit en un cliché une image magnétique de l'échantillon. C'est la technique que nous avons utilisée pour l'étude de la propagation de parois dans nos nano-pistes (voir chapitre 6). La seconde revient à sonder localement l'échantillon avec un faisceau laser focalisé, ce qui peut permettre de détecter de plus faibles moments magnétiques.

Dans ce contexte, et afin de rendre possible une étude magnétique quantitative de nos nanostructures ultraminces Pt/Co/Pt, avec une rapidité et une flexibilité supérieures à celles offertes par la microscopie magnéto-optique conventionnelle, nous avons développé un nouveau magnétomètre Kerr polaire à haute résolution spatiale, utilisant un faisceau laser hautement focalisé, dédié à l'étude du comportement magnétique (cycle d'hystérésis, processus de relaxation, évolution de l'aimantation induite par un champ magnétique et/ou un courant électrique, structure en domaines magnétiques. . .) d'éléments nanométriques définis dans des films magnétiques ultraminces à anisotropie perpendiculaire. La réalisation de ce montage a bénéficié de l'aide des différents services techniques du laboratoire, et en particulier de V. Klein et J.-P. Cromières, respectivement ingénieurs en instrumentation et en électronique. Elle a donné lieu à une publication dans *Review of Scientific Instruments* [212].

Nous décrivons dans cette section le nouveau dispositif, et démontrons ses performances exceptionnelles en termes de résolution, stabilité et sensibilité, qui seront illustrées par des mesures de cycles d'hystérésis sur un nano-plot unique et sur de courts segments de nano-pistes magnétiques.

Nous montrerons également un exemple d'image magnétique d'une nanostructure, obtenue par balayage du spot laser.

5.2.2 Montage expérimental

L'ensemble du montage expérimental [212] est schématisé Fig. 5.7(a). Les références des équipements commerciaux utilisés sont indiquées dans le Tableau 5.2. Après avoir traversé un polariseur linéaire et un cube séparateur, le faisceau laser produit par une diode laser rouge (670 nm) ou bleue (405 nm) est fortement focalisé sur l'échantillon par un objectif de microscope corrigé à l'infini (Fig. 5.7(b)), en incidence normale. Cette configuration magnéto-optique est optimisée pour des mesures de magnétométrie Kerr polaire, pour l'étude d'échantillons à aimantation perpendiculaire (voir annexe A). Comme la taille latérale des nano-éléments envisagés est en général plus petite que la taille du spot laser, le choix d'un objectif sans contraintes, à grande ouverture numérique, et avec des aberrations optiques réduites est crucial. L'échantillon est monté sur une platine de translation XY de haute précision, contrôlée jusqu'à des pas de ± 5 nm par des moteurs à courant continu et des actionneurs piézo-électriques (Fig. 5.7(b)). Le repérage de la position de l'échantillon est facilité par un montage auxiliaire de microscopie optique coaxiale standard (Fig. 5.7(a)), utilisant une diode électro-luminescente (LED) verte de haute intensité comme source lumineuse et une caméra CCD. Ce montage permet d'imager optiquement l'échantillon (et, le cas échéant, les repères qui peuvent y exister) sur un champ de quelques dizaines de microns. Dans cette configuration polaire, un champ magnétique allant jusqu'à 300 Oe, réglable par pas de 0,1 Oe, peut être appliqué perpendiculairement à la surface du film avec un temps de montée minimum de 2 ms. Ce champ est généré par une petite bobine à air située sous l'échantillon, alimentée en courant par un amplificateur bipolaire de haute précision. Une bobine millimétrique, permettant de générer un champ magnétique impulsionnel, peut également être insérée devant l'échantillon. Enfin, un courant électrique peut être injecté dans les nanostructures étudiées, dans la mesure où la grande distance de travail (6 mm) de l'objectif de microscope y ménage un accès aisé.

Il est impossible de réaliser des mesures optiques à l'échelle nanométrique sans une stabilité et une sensibilité optimisées du dispositif de mesure. Pour cette raison, nous avons pris particulièrement soin de rendre notre magnetomètre insensible à la plupart des sources d'instabilité et de dérive. L'ensemble du dispositif est monté sur une station de travail anti-vibratoire, et thermiquement régulé à $(300,0 \pm 0,2)$ K sur 24 heures afin d'éviter les mouvements thermiques erratiques des éléments optiques et de fixer la température de l'échantillon (Fig. 5.7(c)).

Par ailleurs, afin d'être quasiment insensible aux vibrations résiduelles et à la plupart des instabilités du faisceau laser, l'état de polarisation du faisceau est modulé à une fréquence $f = 50$ kHz par un modulateur photo-élastique, de façon à ce que l'ellipticité et la rotation Kerr puissent être mesurées à des fréquences élevées et bien définies, f et $2f$ respectivement, et normalisées par l'intensité lumineuse incidente quasi-continue, I_0 [237–240].

Plus précisément, après interaction avec l'échantillon, le faisceau lumineux réfléchi est dévié par le cube séparateur, traverse le modulateur photo-élastique dont l'axe optique principal est orienté suivant l'axe optique du polariseur, puis l'analyseur de polarisation dont l'axe optique fait un angle de 45° avec celui du polariseur. Vient ensuite un filtre optique centré sur la longueur d'onde du laser utilisé, et enfin la détection par une photodiode au silicium à grande surface d'acqui-

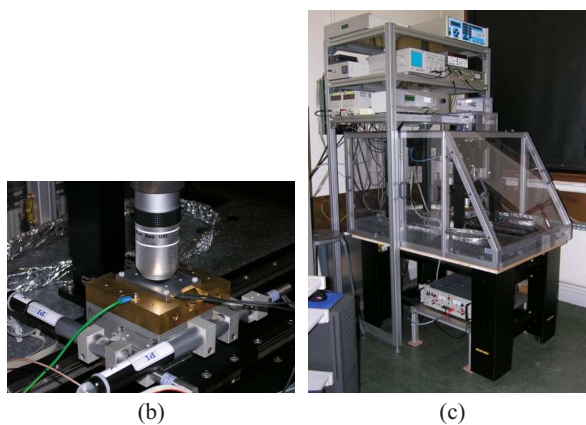
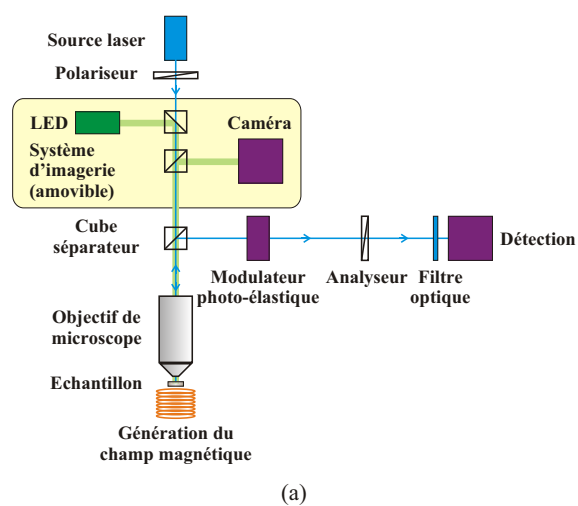


Fig. 5.7 : (a) Schéma optique du montage magnéto-optique [212]. L'échantillon est éclairé, à travers un objectif de microscope, par un faisceau laser polarisé hautement focalisé. Le faisceau normal réfléchi est dévié vers un système de détection d'intensité lumineuse, à travers un modulateur photo-élastique, un analyseur de polarisation et un filtre optique. Un système d'imagerie auxiliaire permet un examen de l'échantillon à l'échelle micrométrique. (b) Vue du porte-échantillon, situé sous l'objectif de microscope, et monté sur un système de positionnement de haute précision. (c) Vue globale du montage expérimental, thermiquement régulé, et monté sur une station de travail anti-vibratoire.

Objectif de microscope	Mitutoyo BD PlanAPO 100×
Amplificateur de courant	Kepeco BOP 20-20 (± 20 A)
Modulateur photo-élastique	Hinds PEM-90
Filtre optique	en lumière bleue : verre coloré Schott BG25 en lumière rouge : verre coloré Schott OG590 + filtre interférentiel passe-bas (transmission moyenne 85% ; longueur d'onde de coupure (700 ± 10) nm)
Photodiode	Hamamatsu S1336-8BQ

Tab. 5.2 : Références des principaux équipements commerciaux utilisés dans le montage schématisé Fig. 5.7.

tion. Le signal détecté se compose d'une contribution continue, I_0 , et de deux composantes à la fréquence fondamentale, f , et à la fréquence harmonique, $2f$. Les amplitudes normalisées de ces deux dernières composantes, $I(f)/I_0$ et $I(2f)/I_0$, sont mesurées grâce à un système d'acquisition par détection synchrone dédié, développé au laboratoire. Elles sont respectivement proportionnelles à l'ellipticité, ε_K , et à la rotation Kerr, θ_K , et peuvent s'écrire pour de faibles valeurs de ε_K et θ_K [237–240] (voir annexe A) :

$$\frac{I(f)}{I_0} = \frac{-4\varepsilon_K J_1(\varphi_0)}{1 - 2J_0(\varphi_0)\theta_K}, \quad (5.1a)$$

$$\frac{I(2f)}{I_0} = \frac{-4\theta_K J_2(\varphi_0)}{1 - 2J_0(\varphi_0)\theta_K}, \quad (5.1b)$$

où J_0 , J_1 et J_2 sont les fonctions de Bessel d'ordre 0, 1 et 2, et où φ_0 représente l'amplitude de la modulation de la polarisation. Après avoir symétrisé $I(2f)/I_0$ par rapport à θ_K , ce qui revient à ajuster $J_0(\varphi_0) = 0$, les équations (5.1a) et (5.1b) deviennent :

$$\frac{I(f)}{I_0} = -4\varepsilon_K J_1(\varphi_0), \quad (5.2a)$$

$$\frac{I(2f)}{I_0} = -4\theta_K J_2(\varphi_0), \quad (5.2b)$$

ce qui mène à :

$$\varepsilon_K = B \frac{I(f)}{I_0}, \quad (5.3a)$$

$$\theta_K = C \frac{I(2f)}{I_0}. \quad (5.3b)$$

La rotation, θ_K , et l'ellipticité Kerr, ε_K , peuvent ainsi être déduites à partir des rapports $I(f)/I_0$ et $I(2f)/I_0$, après estimation des coefficients B et C par une procédure de calibration adaptée. L'amplitude des effets magnéto-optiques mesurés dépend bien sûr du taux de remplissage du spot lumineux, dans la mesure où $I(2f)$ et $I(f)$ sont proportionnelles à la surface de milieu magnétiquement actif sondée, et où I_0 est fixée par la puissance de la source laser.

La procédure d'acquisition des données est organisée de la façon suivante : l'évolution temporelle de l'excitation de l'échantillon (champ magnétique, courant électrique...) est discrétisée de façon ajustable ; puis, à chaque étape de cette évolution, une optimisation de la mesure est réalisée automatiquement par intégration des signaux à une fréquence d'échantillonnage typique de 4,5 kHz. Pour les mesures les plus bruitées, un moyennage supplémentaire peut être réalisé en répétant un grand nombre de fois l'ensemble de l'expérience, dont la durée typique est de quelques secondes.

Il est également possible de réaliser une reconstruction d'image par balayage pas à pas de l'échantillon sous le faisceau laser. Durant ce balayage, les signaux optique et magnéto-optique sont mesurés simultanément pour chaque position de l'échantillon. Deux images, optique et magnéto-optique, de l'échantillon peuvent donc être obtenues simultanément [212].

5.2.3 Performances

5.2.3.1 Taille du spot laser

Afin de comparer les performances de notre montage aux dispositifs similaires précédemment développés [229–234], nous avons évalué la taille de notre spot laser focalisé [212].

Lorsqu'un faisceau laser, supposé gaussien, de longueur d'onde λ , de largeur à mi-hauteur $2w_0$ et de divergence ζ , est focalisé à travers un objectif de microscope de distance focale f_0 , la largeur à mi-hauteur attendue pour le spot focalisé est proche de $2f_0\zeta$. La valeur minimale de ζ est limitée par la diffraction [241], et la largeur minimale du spot à mi-hauteur qui puisse être atteinte en pratique est d'environ $1,2 \times f_0\lambda/\pi w_0$. Dans notre cas, l'objectif de microscope a une distance focale $f_0 = 2$ mm, et un diaphragme d'entrée de 3 mm de diamètre, qui limite la taille du faisceau incident, et fournit donc une estimation grossière de sa largeur à mi-hauteur avant focalisation. Ceci mène à des largeurs de spot à mi-hauteur minimales, limitées par la diffraction, de l'ordre de 340 nm en lumière rouge et 200 nm en lumière bleue. Cependant, la divergence réelle du faisceau est toujours supérieure à celle imposée par la diffraction. En prenant en compte la divergence maximale de $3 \cdot 10^{-4}$ rad annoncée pour nos diodes laser, les largeurs à mi-hauteur maximales estimées pour les spots focalisés sont toutes deux de l'ordre de 700 nm.

Nous avons mesuré expérimentalement la taille du spot optique focalisé sur notre montage, à partir de balayages à travers le bord abrupt d'un pavé micrométrique en or, d'environ 20 nm d'épaisseur (voir insert de la Fig. 5.8(a)), fabriqué par lithographie électronique d'une couche continue d'or déposée sur un substrat transparent de MgO [212]. Pour cela, nous avons enregistré l'intensité optique réfléchie, I_0 , en fonction de la position du spot laser bleu sur l'échantillon. Le profil d'intensité qui en résulte est représenté Fig. 5.8(a). En réalisant un ajustement gaussien précis de la dérivée de I_0 par rapport à la position du spot, nous déduisons une largeur de spot à mi-hauteur d'environ 470 nm, tout-à-fait cohérente avec nos prédictions. Le même type d'étude a été réalisé avec le faisceau rouge, et mène à une largeur à mi-hauteur d'environ 500 nm.

Il est connu que la fonction de transfert magnéto-optique d'un microscope peut différer de sa fonction de transfert optique. Ceci est principalement dû à une diffraction et une focalisation différentes des composantes de polarisation de la lumière [54], ainsi qu'à des effets de dépolarisation au niveau des différents éléments d'optique, qui entraînent une perte de contraste magnéto-optique. Pour cette raison, il est indispensable de déterminer la taille de spot effective magnéto-optique

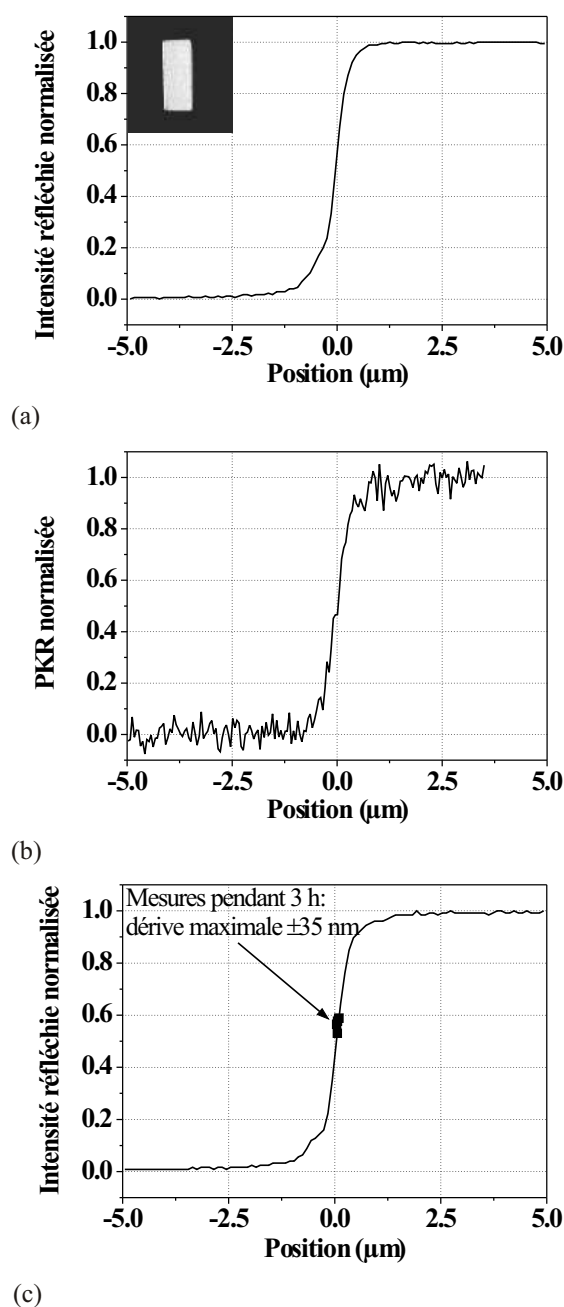


Fig. 5.8 : (a) Profil d'intensité optique réfléchie mesuré en balayant le spot laser bleu perpendiculairement au bord d'un pavé réfléchissant d'or (dont une image, obtenue grâce à notre microscope auxiliaire standard, est représentée en insert) [212]. (b) Profil de rotation Kerr polaire (PKR), mesuré en balayant le spot laser bleu perpendiculairement au bord d'un élément magnétique rectangulaire sans relief, réalisé comme décrit dans le texte [212]. (c) Test de stabilité du montage : le faisceau rouge est placé à cheval sur le bord du pavé réfléchissant décrit en (a), puis l'intensité optique réfléchie est mesurée de façon continue pendant 3 heures. Les points résultants sont reportés sur le profil de réflectivité du bord du pavé. Leur dispersion maximale correspond à un écart de position maximal de ± 35 nm [212].

	Bleu (405 nm)	Rouge (670 nm)
Optique	470 nm	500 nm
Magnéto-optique	< 650 nm	< 680 nm

Tab. 5.3 : Largeurs de spots à mi-hauteur, optiques et effectives magnéto-optiques, mesurées en lumières bleue et rouge.

sur notre montage. Pour cela, et afin d'éliminer au maximum les artefacts purement optiques, un échantillon qui associe un fort contraste magnéto-optique et un faible relief géométrique est particulièrement bien adapté. L'élément magnétique que nous avons choisi a été défini dans un film Pt(3,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(4,5 nm) à anisotropie magnétique perpendiculaire déposé par pulvérisation cathodique, en utilisant une méthode de nanostructuration magnétique basée sur une irradiation par des ions He⁺ à travers un masque lithographié. Cette méthode, largement décrite dans la littérature [85, 87, 92, 93, 119] (voir aussi le chapitre 3), permet d'isoler un élément ferromagnétique, protégé de l'irradiation, dans un film ultramine rendu paramagnétique par l'irradiation, et ce en conservant la planéité du film. Nous avons conduit des mesures similaires à celles présentées ci-dessus sur le bord de cet élément ferromagnétique, en mesurant cette fois la rotation Kerr polaire (PKR) au lieu de l'intensité optique réfléchie [212]. Nous avons répété deux fois le balayage à travers le bord du pavé, sous champ magnétique nul, après saturations magnétiques positive et négative de l'échantillon. La différence entre les deux courbes obtenues donne le profil de PKR du bord du pavé (Fig. 5.8(b), pour une mesure en lumière bleue). Nous avons ainsi évalué des largeurs à mi-hauteur effectives magnéto-optiques des spots laser, inférieures à 650 nm en lumière bleue et à 680 nm en lumière rouge. Ces valeurs sont des maxima, dans la mesure où elles résultent de la convolution du profil optique du spot avec le profil d'aimantation en bordure de l'élément magnétique, dont on ne peut certifier qu'il soit parfaitement abrupt. Elles sont un peu plus élevées que les largeurs de spots optiques mesurées (voir Tableau 5.3), mais restent cependant cohérentes avec ces dernières.

5.2.3.2 Stabilité du montage

La stabilité mécanique du montage a été vérifiée suivant la procédure suivante : nous avons positionné le spot rouge à cheval sur le bord du pavé d'or précédemment décrit, de façon à obtenir une variation maximale de la réflectivité optique pour un petit déplacement du spot sur l'échantillon. Puis, nous avons vérifié, par des mesures répétitives de réflectivité, que les fluctuations de la position du spot restaient en deçà de ± 35 nm pendant 3 heures (Fig. 5.8(c)) [212].

5.2.4 Cycles d'hystérésis sur des nano-éléments uniques

5.2.4.1 Résultats expérimentaux

Dans le cadre de la thèse de J.-P. Adam [93], des réseaux de nano-disques et de nano-pistes ferromagnétiques plans et bien séparés ont été définis dans un film Pt(3,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(4,5 nm) à anisotropie magnétique perpendiculaire déposé par pulvérisation cathodique, en utilisant la méthode de structuration magnétique par irradiation He⁺ précédemment évoquée [85, 87, 92, 93, 119]. Le diamètre des nano-disques est de 130 nm, et les largeurs des nano-pistes rectilignes sont de 450, 220, 100 et 60 nm respectivement (mesures effectuées par microscopie électronique

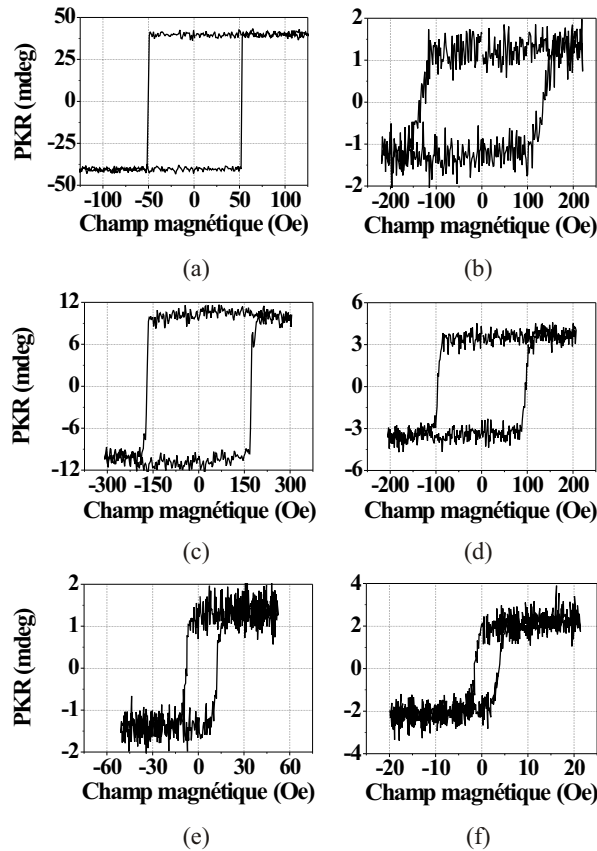


Fig. 5.9 : Cycles d'hystérésis PKR [212] obtenus en lumière rouge, après moyennage de cycles individuels de 5 s, sur : (a) un film continu Pt(4,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(3,5 nm) à anisotropie magnétique perpendiculaire (un seul cycle, sans moyennage) ; (b) un nano-disque magnétique unique de 130 nm de diamètre défini dans ce film (121 cycles) ; (c)-(f) des segments de nano-pistes magnétiques rectilignes uniques définies dans ce film, de largeurs respectives (c) 450 nm (9 cycles), (d) 220 nm (50 cycles), (e) 100 nm (57 cycles), (f) 60 nm (192 cycles).

à balayage). Comme le diamètre du spot sur notre montage (500 nm pour $\lambda = 670$ nm) reste toujours inférieur à la distance séparant deux nano-éléments voisins ($\geq 1 \mu\text{m}$), nous sommes capables de sonder individuellement un nano-disque unique, ou un segment particulier d'une nano-piste.

Nous avons mesuré les cycles PKR présentés Fig. 5.9 [212] : (a) sur le film magnétique continu avant structuration magnétique ; (b) sur un nano-disque unique ; (c)-(f) à des positions particulières des nano-pistes, dont les largeurs sont inférieures à la taille du spot focalisé. Pour les mesures sur des nano-structures (Fig. 5.9(b)-(f)), des cycles individuels de 5 s ont été moyennés de façon à améliorer le rapport signal sur bruit. Même pour la piste de 60 nm de large, le cycle PKR largement moyenné ($\times 192$) présente une forme satisfaisante, ce qui démontre la parfaite stabilité de notre montage durant les 20 minutes nécessaires à la mesure.

5.2.4.2 Discussion

Ces mesures ont pu être réalisées grâce à la grande stabilité de notre montage. Celle-ci correspond à la stabilité requise pour des mesures magnéto-optiques sur des nano-éléments, jusqu'à une taille latérale de l'ordre de 50 nm, et permet également de réaliser un moyennage prolongé de façon à optimiser le rapport signal sur bruit, et profiter de la grande sensibilité magnéto-optique intrinsèque de notre montage. Sur un film continu (Fig. 5.9(a)), le bruit magnéto-optique est inférieur à 0,3 mdeg RMS pour un temps d'accumulation raisonnable de 50 s, ce qui est cohérent avec la sensibilité prévue, limitée par le bruit de grenaille [237]. Par ailleurs, une fois renormalisés par le nombre de cycles moyennés, les rapports signal sur bruit constatés Fig. 5.9(c)-(f) ne semblent pas dépendre de façon importante de la largeur de la nano-piste étudiée. Ceci signifie que les fluctuations parasites, comme celles dues aux instabilités des positions de l'échantillon et/ou du faisceau laser, sont quasiment inefficaces, et constitue une preuve supplémentaire de la nature intrinsèque, de type bruit de grenaille, du bruit observé [212].

Un autre facteur clé pour ces mesures est la taille réduite du spot, qui se traduit par une valeur relativement élevée de son facteur de remplissage. En effet, un fort taux de remplissage du spot abaisse indirectement la taille minimale des nano-éléments susceptibles d'être détectés et étudiés compte tenu de la sensibilité intrinsèque du montage. Ceci étant dit, l'amplitude des cycles PKR mesurés devrait varier linéairement avec l'aire de la surface magnétique sondée. Comme on peut le constater, ce n'est pas exactement le cas Fig. 5.9, ce qui peut sans doute s'expliquer par des conditions optiques légèrement différentes (centrage du spot, optimisation de la focalisation...), ainsi que par une convolution différente du profil non uniforme du spot laser sur les différentes structures observées.

Enfin, la Fig. 5.9(b) démontre que ce montage permet de sonder précisément l'aimantation d'un nano-disque unique de cobalt de 130 nm de diamètre et de 0,5 nm d'épaisseur. Ceci montre que notre montage est sensible à la réponse magnéto-optique polaire d'un volume égal à $6,6 \cdot 10^{-6} \mu\text{m}^3$, correspondant à un moment magnétique d'environ $6 \cdot 10^{-15}$ emu, c'est-à-dire moins de 10^6 atomes de cobalt [212]. A partir de la Fig. 5.9(b), le rapport signal sur bruit peut être estimé à 5. Notre montage magnéto-optique est donc sensible à un moment magnétique perpendiculaire d'au moins $1,2 \cdot 10^{-15}$ emu (moins de $2 \cdot 10^5$ atomes de cobalt) [212]. Toutes les perturbations des effets magnéto-optiques (diffraction et dépolarisation de la lumière, interférences, tavelures optiques...), dues à l'échelle nanométrique de l'objet étudié ou à ses bords, semblent jouer ici un rôle mineur. Ceci est en partie dû à la méthode particulière de préparation de l'échantillon, qui préserve la planéité du film, contrairement aux méthodes de structuration par gravure. Les choses peuvent être différentes pour des structures gravées épaisses, auquel cas les effets de la topographie sont susceptibles d'entraîner une dégradation du rapport signal sur bruit.

5.2.5 Imagerie magnétique

Des exemples d'images optique et magnéto-optique, obtenues par balayage des nanostructures magnétiques planes décrites ci-dessus sous le spot laser, sont présentées Fig. 5.10 [212]. Le motif observé consiste en un élément ferromagnétique rectangulaire de $5 \mu\text{m}$ de large, auquel est connectée une série de nano-pistes ferromagnétiques de 470 nm de large avec une période de $3,1 \mu\text{m}$. L'image globale (Fig. 5.10(a)), obtenue à l'aide de notre microscope optique auxiliaire, est de très mauvaise qualité à cause du contraste optique extrêmement faible de cette structure sans relief, et de la résolution limitée du microscope.

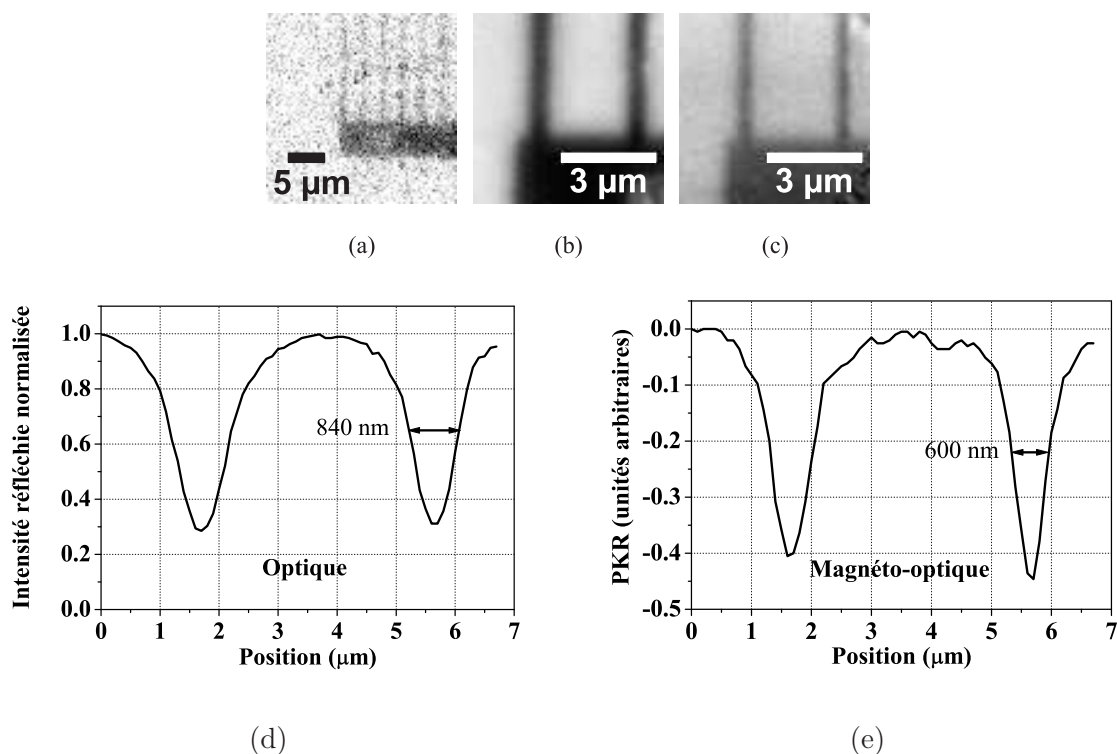


Fig. 5.10 : (a)-(c) Images d'une structure magnétique sans relief (décrite dans le texte), obtenues [212] : (a) de façon globale, à l'aide de notre microscope optique auxiliaire; (b)-(c) en balayant une région de $6 \times 6 \mu\text{m}^2$, par pas de 100 nm dans les deux directions, sous le faisceau laser bleu. Le balayage a été effectué deux fois sous champ magnétique nul, après saturation magnétique positive et négative de l'échantillon respectivement. A chaque étape, les deux signaux optique et PKR ont été simultanément intégrés pendant 0,1 s. (b) est la somme des deux images optiques obtenues. (c) est la différence entre les deux images magnéto-optiques correspondantes, et est donc une image magnétique de la structure. (d)-(e) Profils d'intensité optique réfléchie (d) et de PKR (e), obtenus en réalisant des coupes des images (b) et (c), respectivement.

Nous avons balayé une région de $6 \times 6 \mu\text{m}^2$ de l'échantillon, par pas de 100 nm dans les deux directions, sous le faisceau laser bleu. Ce faisant, à chaque pas, nous avons mesuré simultanément les deux signaux optique et magnéto-optique (PKR) rémanent sous champ magnétique nul, avec une durée d'intégration de 0,1 s. Nous avons répété ce balayage deux fois, après avoir saturé magnétiquement l'échantillon dans le sens positif puis négatif, respectivement. L'image présentée Fig. 5.10(b) est la somme des deux images optiques obtenues, tandis que celle présentée Fig. 5.10(c) est la différence entre les deux images magnéto-optiques correspondantes [212]. La Fig. 5.10(b) correspond donc à une image optique de la structure décrite ci-dessus, alors que la Fig. 5.10(c) en est une image magnétique. Comme on peut le voir sur ces deux images, le contraste est bien meilleur que Fig. 5.10(a), grâce à l'intégration efficace des signaux mesurés et à la précision du balayage. Les nano-pistes de 470 nm de large sont relativement bien résolues, tant optiquement que magnéto-optiquement (Fig. 5.10(d)-(e)).

5.2.6 Bilan

En conclusion, notre magnétomètre magnéto-optique Kerr flexible à haute résolution, dérivé de la microscopie magnéto-optique par balayage laser, permet de sonder précisément l'aimantation de très petits nano-éléments, grâce à l'optimisation de :

- sa sensibilité, due à la fois à un faible niveau de bruit grâce à une technique de détection synchrone, et à un spot laser particulièrement confiné, dont le facteur de remplissage est élevé ;
- sa stabilité, due à l'isolation anti-vibratoire, à la régulation efficace de la température de l'ensemble du montage, et à nouveau à la détection synchrone qui élimine la plupart des instabilités possibles.

Nous avons démontré que grâce à ces capacités, notre magnétomètre était sensible à un moment magnétique perpendiculaire d'au moins $1,2 \cdot 10^{-15}$ emu (moins de $2 \cdot 10^5$ atomes de cobalt) [212]. Sa sensibilité est donc environ 10^6 fois supérieure à celle d'un magnétomètre SQUID conventionnel [242], et seulement 10^2 fois inférieure à la sensibilité ultime du micro-SQUID, qui ne fonctionne qu'à basse température [243].

Il est également intéressant de comparer ces performances avec celles d'un montage commercial NanoMOKE2TM [229–231], sensible à 10^{-12} emu. Il faut noter que cette valeur annoncée se réfère vraisemblablement à des mesures Kerr longitudinales sur des structures en permalloy, pour lesquelles la sensibilité magnéto-optique à l'aimantation est 10 à 20 fois plus faible que pour des mesures Kerr polaires sur du cobalt [3], mais aussi que le diamètre du spot laser est relativement grand sur NanoMOKE2TM (largeur à mi-hauteur de $3 \mu\text{m}$) par rapport à notre cas (470 nm au mieux). Cette meilleure focalisation est une amélioration majeure sur notre montage magnéto-optique ; elle pourrait être encore améliorée en utilisant une lentille à immersion solideⁱ (SIL) [244, 248].

Pour le moment, le montage est conçu pour des mesures MOKE polaires à température ambiante, cependant il pourrait être facilement transformé dans une configuration MOKE longitudinale ou transverse, et pourrait également être équipé d'un cryostat spécial pour des mesures à basse température. Des mesures résolues en profondeur pourraient également être conduites sur des empilements multicouches magnétiques, par exemple en insérant un compensateur de Babinet-Soleil entre le cube séparateur et le modulateur photo-élastique sur le trajet du faisceau réfléchi (Fig. 5.7(a)), de façon à séparer les contributions magnéto-optiques des différentes couches de l'empilement [240, 249].

L'étude expérimentale de nano-pistes Pt/Co/Pt relativement larges (entre 500 nm et $1 \mu\text{m}$), dont les résultats sont présentés dans le chapitre suivant, n'a pas été réalisée sur ce montage, mais sur un microscope magnéto-optique Kerr existant dans notre groupe (voir annexe A). En effet, pour l'étude préliminaire de la propagation de parois sous champ et/ou courant dans une nano-piste, il a été indispensable de visualiser de façon globale et de façon instantanée la structure en domaines dans cette piste. Faute de temps, et n'ayant pas obtenu les résultats attendus

i. On notera qu'un tel adressage optique à l'échelle nanométrique est particulièrement intéressant, non seulement pour des mesures magnétiques locales, mais aussi dans le cadre des techniques d'enregistrement optiquement assisté [54, 244–247], pour lesquelles la taille de la sonde optique limite de fait la taille de bit accessible.

sous courant, nous n'avons pu réaliser les mesures locales initialement prévues sur notre nouveau magnétomètre magnéto-optique.

En résumé. . .

Pour étudier la propagation de parois induite par transfert de spin, des nano-pistes ont été fabriquées en trois étapes de lithographie électronique dans un film ultramince Pt / Co(0,5 nm) / Pt irradié par des ions He⁺, et contactées électriquement pour l'injection d'impulsions de courant électrique nanoseconde. Nous avons également construit un magnétomètre Kerr polaire à haute résolution, utilisant un faisceau laser hautement focalisé, dont la résolution, la stabilité et la sensibilité sont particulièrement bien adaptées à l'étude de nanostructures magnétiques ultraminces à anisotropie perpendiculaire, et ce jusqu'à des dimensions largement sub-microniques. Les performances uniques de ce montage ont été démontrées, et illustrées par l'acquisition de cycles d'hystérésis et d'une image magnétique de nanostructures magnétiques planes.

Chapitre 6

Propagation de parois dans des nano-pistes sous champ magnétique et courant électrique

Dans ce chapitre, nous décrivons nos résultats expérimentaux, obtenus par microscopie magnéto-optique, concernant la propagation de parois de domaines dans des nano-pistes magnétiques. Ces pistes ont été définies par lithographie électronique et gravées par usinage ionique (voir chapitre 5) dans des films ultraminces Pt / Co(0,5 nm) / Pt à anisotropie magnétique perpendiculaire, faiblement irradiés par des ions légers He^+ de faible énergie, précédemment décrits au chapitre 3. Nous présenterons tout d'abord les résultats de nos mesures de propagation sous champ magnétique, que nous comparerons avec des résultats existant dans la littérature sur des systèmes semblables. Puis, nous récapitulerons les points forts de notre système pour l'étude de la propagation de parois induite par transfert de spin. Enfin, nous discuterons, au vu de nos observations expérimentales, l'effet d'une impulsion de courant électrique sur les parois de domaines présentes dans nos systèmes.

Le protocole expérimental suivi (détaillé dans l'annexe A) se base sur une approche quasi-statique « avant/après » : des images optiques de la piste sont enregistrées sous champ nul (c'est-à-dire dans un état magnétique « gelé »), lorsque la piste est dans un état initialement saturé (que nous désignerons, par convention, par \downarrow), puis après chaque événement (impulsion de champ magnétique, section 6.1, ou/et de courant électrique, section 6.3) susceptible de faire évoluer son état magnétique. Les images magnéto-optiques présentées dans la suite ont toutes été obtenues en soustrayant de l'une de ces images l'image optique obtenue dans l'état magnétique saturé initial, qui sert donc de référence.

6.1 Propagation de parois sous champ dans des nano-pistes de Pt/Co/Pt irradié

6.1.1 Approche qualitative

La Fig. 6.1 donne un exemple de résultats expérimentaux typiques, obtenus sur une piste de 510 nm de large (mesuré par SEM après gravure – voir Fig. 5.3 pour des clichés typiques) et 100 μm de long (partiellement visible sur les images), gravée dans un film ultramine Pt /

Co(0,5 nm) / Pt irradié sous une dose de $4 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keVⁱ.

6.1.1.1 Nucléation

Il est possible, en appliquant une impulsion de champ magnétique brève et intense soigneusement choisie, de provoquer de façon reproductible la nucléation d'un (ou de quelques) domaine(s) \uparrow dans le système initialement saturé \downarrow . Ainsi, dans l'exemple présenté ici (Fig. 6.1(b)), la nucléation d'un petit domaineⁱⁱ est obtenue au niveau de la jonction entre le réservoir et la piste, par application d'une impulsion d'environ 170 Oe pendant 1 μs .

On observe généralement assez peu de nucléation dans la piste proprement dite, ce qui traduit une bonne homogénéité des bords de piste, et facilite considérablement les mesures. L'élargissement progressif d'une des extrémités de la piste (Fig. 6.1(a)), normalement destiné à augmenter la probabilité de nucléation de domaines renversés à partir de l'état saturé initial, a une efficacité très discutable. En effet, il semble que le processus de nucléation soit beaucoup plus sensible aux irrégularités des bords de la structure gravée qu'à sa surface. Ainsi, en pratique, la nucléation se produit préférentiellement aux endroits où le bord du système présente une discontinuité géométrique (dans un angle du réservoir de nucléation, au niveau de sa jonction avec la piste en elle-même, ou à l'autre extrémité (en pointe) de la piste). Lorsque des électrodes en or sont déposées aux deux extrémités de la piste, en vue des mesures sous courant électriques discutées plus bas, la nucléation a également tendance à se produire au niveau des bords de ces électrodes.

6.1.1.2 Propagation

Une fois que des domaines \uparrow sont présents dans le système, la propagation de leurs parois est obtenue par application d'impulsions successives de champ magnétique. Dans les Fig. 6.1(b)-(k), deux images successives sont séparées par l'application d'une même impulsion d'environ 150 Oe pendant 1 μs (Fig. 6.1(l)). Les domaines nucléés dans la partie gauche évasée du système fusionnent dès les premières impulsions de champ. Par contre, la paroi située la plus à droite dans la piste est libre de se propager, et avance régulièrement sous l'effet du champ magnétique. La distance parcourue par cette paroi est représentée Fig. 6.1(m), en fonction du nombre d'impulsions de champ appliquées. La linéarité observée montre clairement la reproductibilité de l'effet des impulsions de champ, et dénote une très bonne homogénéité de la propagation de la paroi dans la piste. Ceci traduit l'absence de défauts piégeants extrinsèques introduits par l'étape de nanostructuration, ainsi, là encore, qu'une bonne homogénéité des bords gravés de la piste.

Ainsi, la présence de bords gravés ne semble pas dégrader de façon majeure les propriétés de nucléation et de propagation du film magnétique initial. En particulier, le mode de renversement de l'aimantation, par nucléation de quelques domaines suivie de la propagation de leurs parois avec un très faible degré de piégeage, est inchangé.

i. Ces résultats sont qualitativement très similaires à ceux obtenus sur un échantillon irradié sous une dose de $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$, du type de ceux utilisés dans la suite du chapitre.

ii. On remarque (Fig. 6.1(d)) la nucléation ultérieure d'un second domaine \uparrow , sans doute au niveau du bord gauche (non visible) du réservoir.

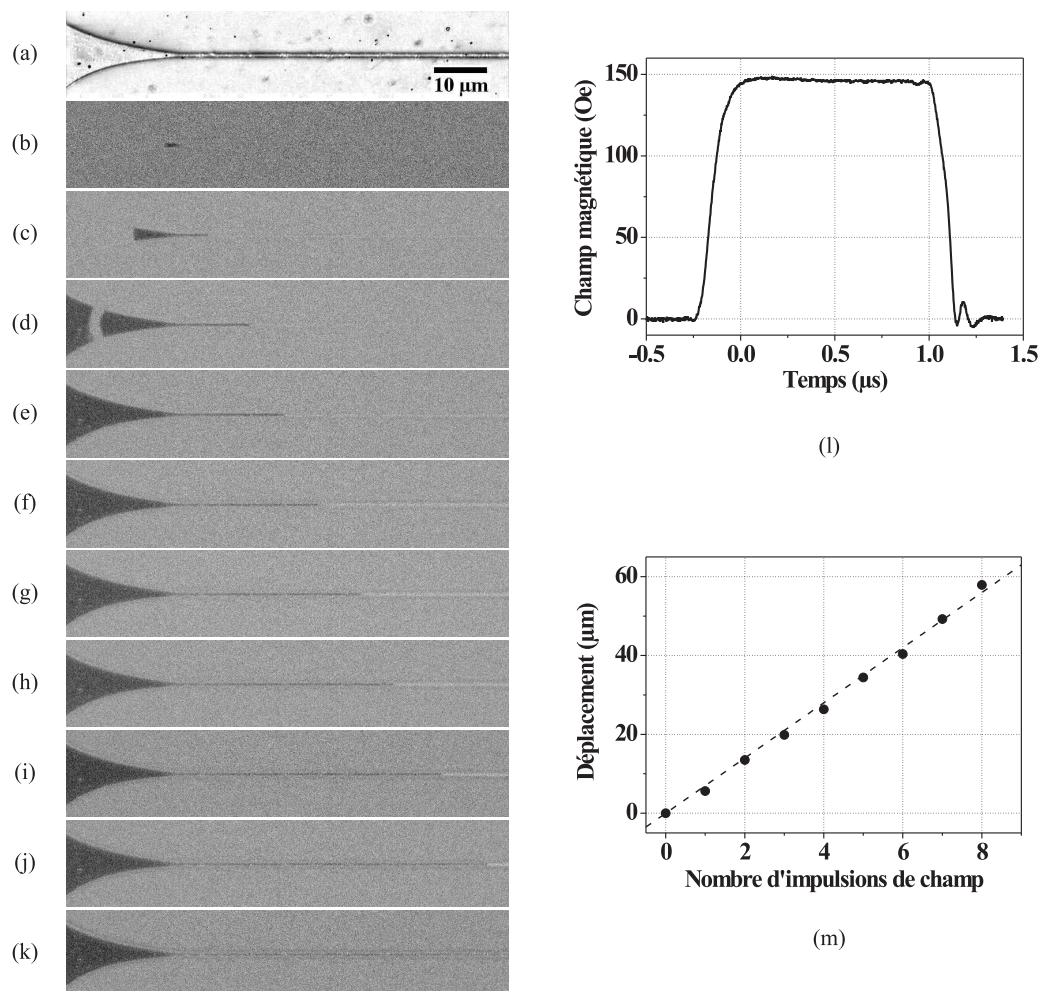


Fig. 6.1 : Propagation d'une paroi de domaine sous champ magnétique dans une nano-piste (largeur ≈ 510 nm, longueur $100 \mu\text{m}$) de Pt/Co(0,5 nm)/Pt irradié sous une dose de $4 \cdot 10^{15} \text{He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keV, à anisotropie magnétique perpendiculaire, observée par microscopie magnéto-optique Kerr polaire. (a) Image optique de la piste. (b)-(k) Images magnéto-optiques : (b) d'un état magnétique nucléé ; (c)-(k) des états magnétiques successifs obtenus à partir de l'état (b) par application de neuf impulsions de champ identiques successives (≈ 150 Oe, $1 \mu\text{s}$), dont la forme typique est celle présentée en (l). Sur ces images, les zones noires et grises correspondent aux régions respectivement renversées et restées dans leur état magnétique saturé initial. (m) Distance ($\pm 0,5 \mu\text{m}$) parcourue par la paroi depuis l'état (b), en fonction du nombre d'impulsions de champ appliquées.

6.1.2 Étude quantitative

Dans cette section, nous nous intéressons à une piste de 750 nm de large (mesuré par SEM après gravure) et 130 μm de long, gravée dans un film ultramince Pt/Co(0,5 nm)/Pt irradié sous une dose de $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keV. C'est dans cette piste qu'a été conduite la plus grande partie des mesures effectuées sous courant électrique, présentées dans la seconde partie du chapitre. Un tableau récapitulatif mettant en parallèle les propriétés de cette nano-piste et du film irradié continu correspondant (voir chapitre 3) est donné en fin de section (Tableau 6.1).

6.1.2.1 Champ de propagation apparent

En reproduisant l'expérience présentée Fig. 6.1, avec des impulsions de champ de différentes intensités et de différentes durées, nous avons déterminé le champ magnétique minimal permettant d'obtenir de façon reproductible la propagation d'une paroi de domaine dans la piste, pour une durée d'impulsion donnée. Ce champ de propagation apparent, représenté Fig. 6.2 en fonction de la durée d'impulsion, devient très faible aux temps longs : un champ continu inférieur à 1 Oe est suffisant pour permettre la propagation d'une paroi pré-existant dans le systèmeⁱ. Ceci est tout-à-fait cohérent avec les propriétés extrêmement douces du film magnétique irradié initial (voir chapitre 3). La nanostructuration, là encore, ne semble pas affecter la propagation. On notera que pour les impulsions de champ utilisées (Fig. 6.2), on observe seulement la *propagation* des parois pré-existant dans la piste : il n'y a pas de *nucléation* de nouveaux domaines. Ceci indique que le champ critique de nucléation est très supérieur au champ critique de propagation.

6.1.2.2 Loi de vitesse de propagation de paroi

La Fig. 6.3(a) montre l'évolution de la vitesse de propagation de paroi dans la piste, v , en fonction du champ magnétique appliqué, H , comparée à celle observée dans le film irradié continu correspondant (Fig. 3.12). Ces deux courbes sont très semblables, ce qui indique encore l'absence de nouveaux défauts extrinsèques, qui auraient pu être introduits lors des étapes de nanostructuration. La forme de la courbe obtenue dans la piste est caractéristique d'un régime de reptation sous faible champ magnétique [19–21, 108] (Fig. 1.4), similaire à celui observé dans le film continu. Ceci est confirmé par la Fig. 6.3(b), qui montre la linéarité de $\ln v$ avec $H^{-1/4}$, conformément avec l'équation caractéristique du régime de reptation d'une interface élastique 1D en mouvement dans un milieu 2D faiblement désordonné (équation (1.8), avec $\eta = 1/4$) [19, 21] :

$$v = v_0 \exp \left[- \left(\frac{T_{\text{dép}}}{T} \right) \left(\frac{H_{\text{dép}}}{H} \right)^{1/4} \right]. \quad (6.1)$$

Le champ limite, H^* , jusqu'auquel ce régime de reptation s'applique, est légèrement réduit par rapport au cas du film continu (Tableau 3.4), et vaut environ 60 Oe. Sous un champ plus élevé, la propagation de paroi devient rapidement reproductible, car moins sensible aux défauts du système. Contrairement au cas du film continu, le régime de propagation visqueuse à haut champ

i. Cette valeur très faible du champ de propagation rend le système extrêmement sensible aux champs magnétiques parasites, et complique considérablement les mesures. Lors des expériences dont les résultats sont présentés ici et dans la suite, nous avons vérifié que les parois étaient stables sous champ appliqué nul, à l'échelle de temps de nos mesures. Quand cela a été nécessaire, les éventuels champs parasites constatés ont été compensés avec soin pour obtenir cette stabilité.

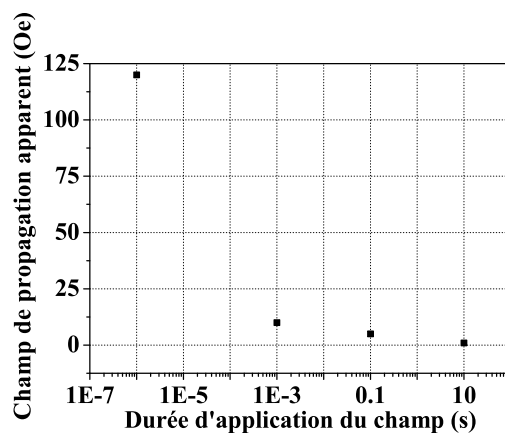


Fig. 6.2 : Champ de propagation de paroi apparent dans une nano-piste (largeur ≈ 750 nm, longueur $130 \mu\text{m}$) de Pt/Co(0,5 nm)/Pt irradié sous une dose de $5 \cdot 10^{15} \text{He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keV, à anisotropie magnétique perpendiculaire, en fonction de la durée d'application du champ. Le point correspondant à une durée approximative de 10 s est placé à titre indicatif.

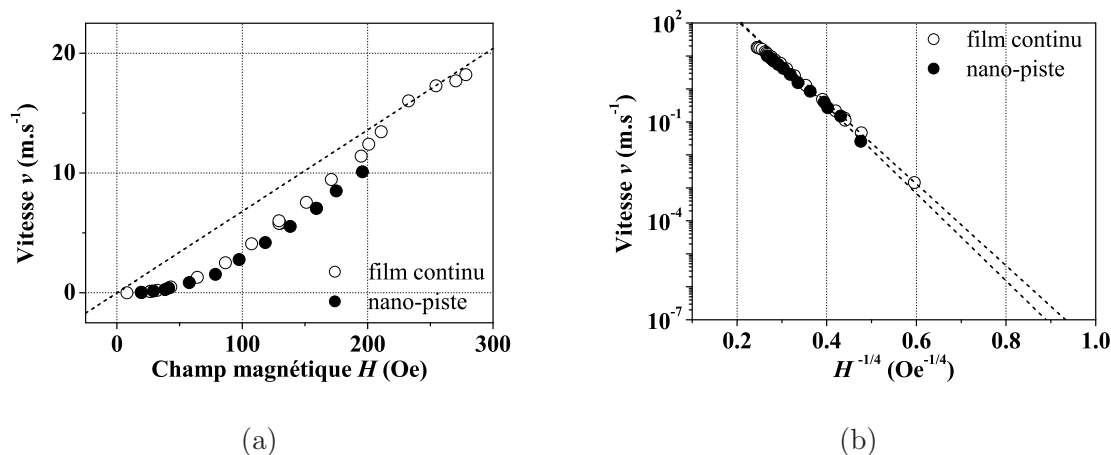


Fig. 6.3 : (a) Vitesse de propagation de paroi, v , en fonction du champ magnétique appliqué, H , dans une nano-piste (largeur ≈ 750 nm, longueur $130 \mu\text{m}$) de Pt/Co(0,5 nm)/Pt irradié sous une dose de $5 \cdot 10^{15} \text{He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keV, à anisotropie magnétique perpendiculaire, et dans le film magnétique continu irradié correspondant. La droite pointillée représente un ajustement des données concernant le film continu à une loi linéaire à haut champ, de type $v = \mu H$. (b) Représentation des mêmes données dans un système de coordonnées permettant de mettre en évidence la loi de reptation sous faible champ (équation (6.1)). Les droites pointillées représentent des ajustements à la loi théorique (6.1).

n'a pu être mis en évidence. Ceci est dû à un taux de nucléation élevé sous fort champ [250]ⁱ, qui rend impossible des mesures de propagation fiables dans la nano-piste au delà d'un champ $H_{max} \approx 200$ Oe, insuffisant pour observer le début du régime linéaire $v = \mu H$.

Une exploitation des données similaire à celle réalisée pour les films continus mène à un rapport $T_{dép}/T$ d'environ 11, faiblement augmenté après nanostructuration, ce qui indique un piégeage légèrement plus fort dans la piste que dans le film initial. Ceci est cohérent avec les résultats de Cayssol *et al.* [28] (Fig. 6.4), obtenus sur des systèmes très similaires.

La comparaison entre les lois de vitesse de propagation de parois mesurées dans le film continu irradié et dans la nano-piste (Fig. 6.3(a)) montre que la mobilité de paroi dans le régime de propagation visqueuse sous fort champ doit être peu modifiée par la nanostructuration, ce qui dénote une bonne préservation des propriétés magnétiques intrinsèques du matériau. De même, on s'attend à ce que les valeurs du paramètre d'amortissement de Gilbert et du champ seuil de Walker dans la nano-piste soient peu modifiées par rapport au cas du film continu, et restent cohérentes avec un régime de propagation visqueuse précessionnelle (voir chapitre 3).

Enfin, nous avons évalué la largeur caractéristique de paroi dans la nano-piste, Δ , conformément à nos résultats analytiques présentés au chapitre 1 [33]. Elle vaut 15,1 nm, soit une valeur quasiment identique à celle calculée pour le film continu irradié.

En résumé, il apparaît que le comportement d'une paroi sous champ magnétique est très similaire dans la nano-piste et dans le film irradié continu correspondant (Tableau 6.1). La seule différence notable sous faible champ est un piégeage légèrement plus important dans la nano-piste, probablement à cause d'une faible rugosité de bord induite par la gravure [28]. Ceci, associé aux propriétés optimisées de nos films magnétiques irradiés, permet d'atteindre des vitesses de propagation dans les pistes plus élevées d'au moins deux ordres de grandeur par rapport à celles précédemment mesurées dans des systèmes comparables [28], et ce pour des champs appliqués au moins dix fois plus faibles (Fig. 6.4). Sous fort champ, l'étude de la propagation de parois est limitée par la nucléation.

Les valeurs de vitesse élevées, révélant un très faible piégeage et obtenues pour un champ de propagation particulièrement faible, font de nos pistes des systèmes optimisés du point de vue du renversement de l'aimantation par propagation de parois sous champ, par rapport aux études précédemment menées sur des systèmes comparables [187–189]. Cette optimisation fait en grande partie l'originalité de notre approche. Il est raisonnable d'espérer que les parois de domaines, dans ces systèmes, soient tout aussi réactives à l'effet du transfert de spin induit par un courant électrique. En effet, le seuil de dépiégeage devrait être encore plus bas sous courant, comme cela a déjà été mis en évidence expérimentalement dans des systèmes à anisotropie magnétique perpendiculaire [187, 188]. Si tel est le cas, des effets importants de propagation de parois devraient se produire pour de faibles densités de courant injectées (et notamment avec une faible densité de courant de dépiégeage). C'est ce que nous tentons de mettre en évidence dans la suite de notre étude.

i. Ce problème est d'autant plus crucial dans une structure de petites dimensions. En général, la réduction de la durée des impulsions de champ permet de maintenir le taux de nucléation à une valeur raisonnable. Cependant, compte tenu de limitations instrumentales, il n'a pas été possible de réduire suffisamment cette durée pour prolonger nos mesures au delà de H_{max} .

	Δ	H_{max}	H^*	$T_{dép}/T$
	nm	Oe	Oe	-
Film irradié	15,6	280	100	9
Nano-piste	15,1	200	60	11

Tab. 6.1 : Comparaison entre les propriétés magnétiques d'un film Pt/Co(0,5 nm)/Pt à anisotropie magnétique perpendiculaire, irradié sous une dose de $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keV, et d'une nano-piste (largeur $\approx 750 \text{ nm}$, longueur $130 \mu\text{m}$) gravée dans ce film : largeur caractéristique de paroi de domaine à champ nul, $\Delta = \sqrt{A/[K_i + 2\pi M_s^2(N_x - N_z)]}$ [33] (voir chapitre 1), champ magnétique maximal appliqué, H_{max} , lors des mesures de propagation de parois, champ limite, H^* , de validité de la loi de vitesse de reptation (6.1), et rapport entre la température de dépiégeage, $T_{dép}$, et la température de mesure, $T \approx 300 \text{ K}$.

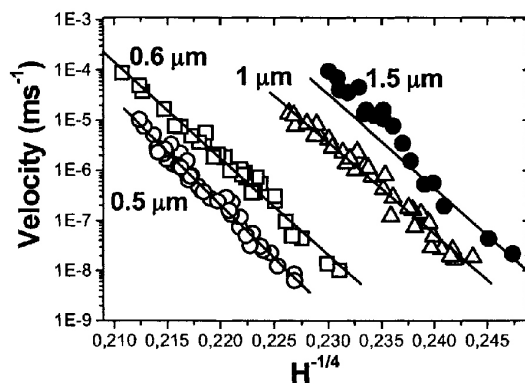


Fig. 6.4 : Logarithme de la vitesse de propagation de parois moyenne, v , en fonction de $H^{-1/4}$ (où H est le champ magnétique appliqué), pour des pistes de 1,5, 1, 0,6, et 0,5 μm de large, lithographiées dans un film $\text{Al}_2\text{O}_3 / \text{Pt}(4,5 \text{ nm}) / \text{Co}(1 \text{ nm}) / \text{Pt}(3,4 \text{ nm})$ à anisotropie magnétique perpendiculaire [28]. Les vitesses de parois ont été déduites de mesures par effet Hall extraordinaire (EHE). Les lignes droites sur ce graphe sont des ajustements à la loi universelle (6.1) décrivant le régime de reptation sous faible champ.

6.2 Intérêt des nano-pistes de Pt/Co/Pt irradié pour la propagation de parois sous transfert de spin

Comme nous l'avons vu au chapitre 4, les conditions optimales pour observer un effet de propagation de parois par transfert de spin dans un système à anisotropie magnétique perpendiculaire sont les suivantes :

- film magnétique de faible épaisseur [180, 181] et/ou nano-piste étroite [180];
- paroi de faible largeur caractéristique, Δ ;
- faible aimantation à saturation, M_s ;
- forte polarisation en spin, P , du courant injecté;
- faible piégeage de la paroi par les défauts intrinsèques et extrinsèques du film [180].

Notre film ultramince Pt / Co(0,5 nm) / Pt à anisotropie magnétique perpendiculaire, irradié sous une dose de $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$, répond à la plupart de ces critèresⁱ : Δ y est faible (moins de 20 nm, soit typiquement cinq fois moins que dans un film de permalloy), M_s y est modérée (évaluée à $700 \text{ erg} \cdot \text{G}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$, soit légèrement inférieure à celle du permalloy), et les parois de domaines s'y propagent particulièrement facilement, avec un très faible niveau de piégeage intrinsèque. Par ailleurs, l'anisotropie magnétique perpendiculaire de ce film impose une structure unique simple de la paroi (paroi de Bloch), ce qui exclut tout effet de transformation majeure de la structure de la paroi lors de sa propagation (par opposition aux transformations paroi transverse / paroi vortex dans les systèmes à anisotropie planaire), et doit donc faciliter considérablement l'interprétation des mesures. Enfin, ce film est ferromagnétique à température ambiante, avantage notoire par rapport aux semi-conducteurs magnétiques dilués évoqués au chapitre 4.

6.3 Effet d'un courant électrique sur les parois de domaines dans des nano-pistes de Pt/Co/Pt irradié

Nous avons étudié de façon systématique, à température ambiante, l'effet produit par une impulsion de courant électrique sur l'état magnétique de nos nano-pistes. Pour cela, nous avons adopté une méthode strictement identique à l'approche précédemment décrite pour les mesures sous champ : après avoir préparé, sous champ magnétique, une structure en domaines dans une nano-piste, et y avoir injecté des impulsions de courant électrique, nous avons constaté *a posteriori* l'effet éventuel de ces impulsions par différence d'images magnéto-optiques. Ceci a été

i. On notera que certains de ces critères, démontrés très récemment par simulations micromagnétiques [180, 181], sont venus valider *a posteriori* le choix de notre système, qui, au vu de ces résultats, apparaît comme quasi-idéal (voir aussi le chapitre 4).

réalisé d'abord à champ magnétique nul, puis sous l'effet d'impulsions synchrones de champ magnétique et de courant électrique.

Nous décrirons tout d'abord de façon qualitative nos observations expérimentales sur une piste de Pt / Co(0,5 nm) / Pt, et concluons à l'absence d'effet de transfert de spin lors de ces mesures, limitées par l'échauffement de la piste par effet Joule. Puis, nous tenterons d'expliquer ce fait en estimant de façon quantitative l'échauffement de la piste pendant l'impulsion de courant, ainsi que la densité de courant polarisé en spin injectée dans la couche de cobalt.

6.3.1 Effet d'une impulsion de courant à champ magnétique nul sur l'aimantation d'une nano-piste de Pt / Co(0,5 nm) / Pt

6.3.1.1 Effets observés

Suivant l'amplitude en tension, U , et la durée, Δt , de l'impulsion de courant unique injectée, on distingue trois situations au regard de la structure en domaines dans la nano-piste (Fig. 6.5) :

- les impulsions courtes et/ou peu intenses ne modifient pas l'état magnétique de la nano-piste (Fig. 6.5(a)) ;
- les impulsions longues et/ou intenses se traduisent par l'apparition dans la piste d'une succession de petits domaines alternativement \uparrow et \downarrow (Fig. 6.5(c)) ;
- les impulsions dont la durée et l'amplitude appartiennent à une gamme intermédiaire très étroite provoquent une propagation des parois pré-existantes dans la piste, sans nucléation de nouveaux domaines (Fig. 6.5(b)).

Pour chaque durée d'impulsion, plusieurs mesures (typiquement une dizaine¹), réalisées dans les mêmes conditions, ont donné des résultats qualitativement identiques. Par ailleurs, l'effet d'une impulsion donnée est qualitativement le même quelque soit la polarité de l'impulsion, donc quelque soit le sens de circulation des électrons dans la piste. Ainsi, l'effet observé pour une impulsion donnée ne dépend que son amplitude en tension, U , et de sa durée, Δt , ce qui est représenté graphiquement Fig. 6.5(d) sur trois ordres de grandeur de durées d'impulsions. Les résultats reproduits ici ont tous été obtenus sur la même piste, sur laquelle a également été réalisée une partie des mesures sous champ présentées au début de ce chapitre (Fig. 6.3). Des résultats qualitativement identiques ont été obtenus sur deux autres de nos pistes, aux propriétés magnétiques similaires.

6.3.1.2 Impulsions courtes et/ou peu intenses

Le fait que l'on n'observe pas d'effet magnétique pour une impulsion électrique unique peut *a priori* s'expliquer de deux façons : soit l'impulsion en question est effectivement inefficace, soit son effet est trop faible pour être détecté. Nos mesures sont sensibles à un déplacement de paroi minimal de l'ordre de $1 \mu\text{m}$. Pour une impulsion de durée $1 \mu\text{s}$, ceci correspond à une vitesse de

i. L'application des impulsions et l'acquisition des images étant en grande partie manuelle, il n'a pas été possible de réaliser une étude statistique plus poussée.

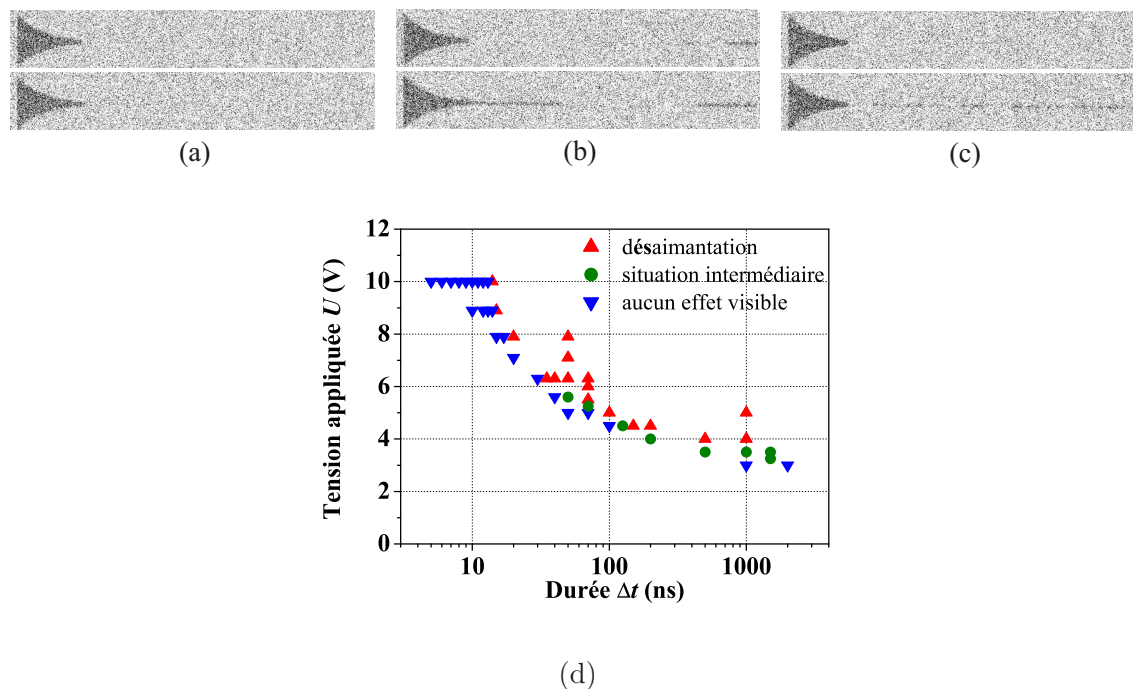


Fig. 6.5 : Effet d'une impulsion électrique unique, injectée à champ magnétique nul et à température ambiante, sur la structure en domaines magnétiques d'une nano-piste (largeur ≈ 750 nm, longueur $130 \mu\text{m}$) de Pt/Co(0,5 nm)/Pt à anisotropie magnétique perpendiculaire, irradiée sous une dose de $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keV. (a)-(c) Exemples d'images magnéto-optiques typiques de la piste avant (en haut) et après (en bas) l'application d'une impulsion électrique : en (a), l'impulsion est sans effet visible (triangles bleus sur le graphe (d)) ; en (c), elle induit un état magnétique désaimanté caractérisé par de nombreux domaines \uparrow et \downarrow de très petite taille (triangles rouges sur le graphe (d)) ; en (b), elle provoque la propagation des parois de domaines existant dans la piste (points verts sur le graphe (d)). Avant chaque impulsion, la piste est initialement saturée \downarrow , puis un (ou quelques) domaine(s) \uparrow est (sont) nucléé(s) sous champ magnétique. Sur les images (a)-(c), les zones noires ou grises correspondent aux régions respectivement renversées (\uparrow) ou restées dans leur état magnétique saturé initial (\downarrow). (d) Représentation du type d'effet observé en fonction de l'amplitude, U , et de la durée, Δt , de l'impulsion de tension (représentée en échelle logarithmique). Les résultats sont qualitativement les mêmes quelque soit la polarité de l'impulsion. La densité de courant moyenne dans la piste est estimée à $1,6 \cdot 10^{11} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$ par volt appliqué.

propagation de paroi minimale détectable de 1 m.s^{-1} , qui est une valeur très faible au regard des valeurs mesurées sous champ, et ne limite donc pas l'interprétation de nos mesures. Par contre, pour une impulsion unique de 1 ns, une éventuelle propagation de paroi ne pourrait être détectée que si la vitesse de propagation atteignait les 1000 m.s^{-1} , ce qui est tout-à-fait déraisonnable. Pour les impulsions les plus courtes qui, prises isolément, ne produisaient pas d'effet détectable, nous avons donc testé l'effet d'un train d'impulsions successives identiques, tel que la durée totale cumulée d'injection du courant atteigne au moins 200 ns. Aucune de ces mesures n'est venu contredire les observations réalisées à la suite d'impulsions uniques. Par conséquent, les impulsions présentées comme « sans effet » Fig. 6.5(d) doivent être comprises comme n'entraînant pas de propagation de paroi à une vitesse au moins égale à 5 m.s^{-1} .

6.3.1.3 Impulsions longues et/ou intenses

La structure en domaines observée dans la piste après une impulsion longue et/ou intense (Fig. 6.5(c)) correspond manifestement à un état magnétique désaimanté. Ce type d'état peut s'établir lorsqu'un système magnétique est chauffé au-dessus de sa température de Curie, T_C , puis refroidi à champ magnétique nul. C'est vraisemblablement ce qui se produit dans notre cas, où la température de Curie est relativement réduite ($T_C = 365 \text{ K}$, voir chapitre 3). En effet, des échauffements par effet Joule jusqu'à plusieurs centaines de kelvins ont déjà été rapportés lors d'expériences très similaires aux nôtres sur des pistes de permalloy [109, 154, 211], et ce dès l'échelle de la nanoseconde [211]. Comme on peut le voir Fig. 6.5(c), l'aimantation du réservoir n'est pas modifiée par l'impulsion électrique. En effet, la résistance locale du système est, en première approximation, inversement proportionnelle à la section de conducteur au point considéré : le réservoir, plus large que la piste, est moins résistif, et dissipe donc moins d'énergie par effet Joule. Il s'ensuit un chauffage local moins important, manifestement insuffisant pour provoquer la désaimantation. De la même façon, la persistance dans la piste de domaines résiduels \downarrow de relativement grande taille peut s'expliquer par de légères fluctuations des propriétés locales de la piste.

6.3.1.4 Impulsions intermédiaires

Les impulsions électriques qui apparaissent en vert Fig. 6.5(d), entre la gamme des impulsions qui restent sans effet et celle des impulsions qui entraînent une désaimantation de la piste, provoquent la propagation des parois pré-existant dans la piste. Cependant, comme on peut le voir Fig. 6.5(b), cette propagation ne se fait pas dans le même sens pour toutes les parois. Ceci est incompatible avec un effet de transfert de spin, pour lequel le sens de circulation des électrons induirait nécessairement un sens de propagation privilégié, et peut à nouveau s'expliquer par un échauffement par effet Joule. En effet, les impulsions électriques considérées ici sont insuffisantes pour provoquer la désaimantation du système, mais chauffent néanmoins la piste jusqu'au voisinage immédiat de sa température de Curie. A cette température, la propagation des parois est thermiquement activée [9] : le moindre champ résiduel pouvant exister sur notre montage suffit à favoriser l'une ou l'autre des directions d'aimantation, et donc à provoquer la croissance d'un des types de domaines existant dans la piste¹. Nous avons confirmé ce fait en vérifiant que l'applica-

i. Comme nous l'avons vu plus haut dans ce chapitre, un champ continu inférieur à 1 Oe suffit pour faire se propager une paroi à température ambiante dans la nano-piste. *A fortiori*, à proximité de la température de Curie, nous parlons ici d'un champ résiduel de l'ordre d'une fraction d'oersted, dont la présence ne peut être maîtrisée avec nos moyens expérimentaux, et constitue la limite que nous admettons sur l'hypothèse d'un champ nul.

tion – volontaire – d’un faible champ continu (typiquement 0,5 Oe) pendant l’impulsion électrique permettait de forcer les sens de propagation des parois dans la piste, en favorisant la croissance d’un type de domaine particulier (respectivement \uparrow ou \downarrow , suivant le sens d’application du champ).

En conclusion, au vu des faits expérimentaux, il apparaît que :

- l’échauffement de la nano-piste par effet Joule peut expliquer qualitativement l’ensemble des effets des impulsions de courant observés sur l’état d’aimantation de la nano-pisteⁱ ;
- nos observations ne font pas apparaître le moindre indice d’un effet de transfert de spin.

Nous allons maintenant discuter quantitativement ces deux résultats.

6.3.2 Échauffement par effet Joule pendant l’impulsion de courant

6.3.2.1 Énergie déposée par effet Joule

Pendant une impulsion électrique d’amplitude en tension U et de durée Δt , l’énergie dissipée par effet Joule dans la piste de résistance R (supposée constante pendant l’impulsion) vaut :

$$Q = \frac{U^2}{R} \Delta t. \quad (6.2)$$

Cette énergie se répartit rapidement dans le métal constituant la piste. Elle est en partie dissipée par les larges contacts métalliques situés à ses deux extrémités (bons conducteurs de chaleur), ainsi que dans le substrat, recouvert d’une couche isolante de 500 nm de SiO₂. Compte tenu des temps caractéristiques de thermalisation généralement constatés (voir par exemple [247]), on peut raisonnablement considérer qu’un régime thermique stationnaire et uniforme s’établit rapidement dans la piste, au bout de quelques nanosecondes au plus. Par conséquent, même les impulsions les plus courtes que nous avons testées permettent une répartition uniforme de l’énergie Q déposée pendant l’impulsion.

La ligne de séparation qui apparaît Fig. 6.5(d) entre la gamme des impulsions restant sans effet (Fig. 6.5(a)) et la gamme des impulsions provoquant une désaimantation (Fig. 6.5(c)) peut, de façon remarquable, être ajustée sur trois ordres de grandeur de durées d’impulsions à une loi hyperbolique du type $U = U_l + (c/\sqrt{\Delta t})$ (Fig. 6.6), où U_l et c sont des constantes. D’après l’équation (6.2), cette loi correspond à l’équation d’une courbe à énergie dissipée Q constante, ce qui conforte notre interprétation des effets observés par un échauffement de la piste par effet Joule lors de l’impulsion électrique. Ainsi, la ligne de séparation doit correspondre à la courbe isotherme $\Delta T = T_C - T_{amb}$, où ΔT représente l’élévation de température à la fin de l’impulsion électrique, T_C est la température de Curie du système ($T_C = 365$ K, voir chapitre 3), et T_{amb} est la température ambiante à laquelle est effectuée la mesure. Si, en augmentant l’amplitude et/ou la durée de l’impulsion appliquée, on vient à « franchir » cette courbe isotherme, la tem-

i. Le champ d’Oersted induit par le passage du courant dans la nano-piste, que nous estimons à moins de 15 Oe par volt appliqué, ne semble pas pouvoir influencer sur la vitesse de propagation de paroi. En effet, mis à part sur les bords de la piste, il est orienté parallèlement au plan de l’échantillon, et donc perpendiculairement à son axe de facile aimantation. De plus, son sens doit, comme le transfert de spin, dépendre de la polarité du courant, dont nous ne détectons aucun effet.

pérature de la piste à la fin de l'impulsion passe au-dessus de la température de Curie, ce qui entraîne la désaimantation observée Fig. 6.5(c). L'existence d'une tension limite, $U_l = 2,8$ V, en-dessous de laquelle on ne constate pas d'effets thermiques même pour des impulsions longues de plusieurs microsecondes, peut s'expliquer par la dissipation, par les contacts et le substrat, d'une partie de la puissance thermique déposée par effet Joule. Le coefficient $c = 19,4$ V.s^{1/2} doit, pour sa part, traduire la façon dont le matériau s'échauffe lors du transfert d'énergie par effet Joule, et par conséquent, doit essentiellement dépendre de la capacité calorifique de la nano-piste.

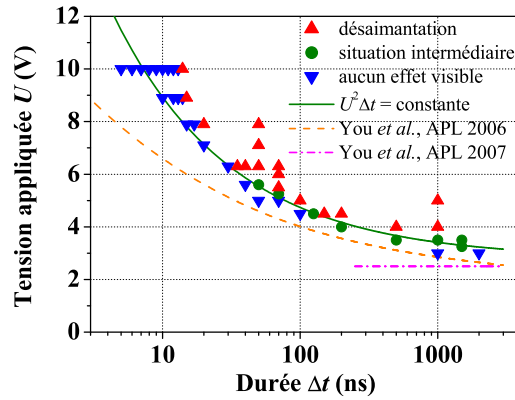


Fig. 6.6 : Mise en évidence de l'origine thermique des effets observés, sous l'action d'une impulsion électrique unique, injectée à champ magnétique nul et à température ambiante, sur la structure en domaines magnétiques d'une nano-piste (largeur ≈ 750 nm, longueur $130 \mu\text{m}$) de Pt/Co(0,5 nm)/Pt à anisotropie magnétique perpendiculaire, irradiée sous une dose de $5 \cdot 10^{15}$ He⁺.cm⁻² avec une énergie de 30 keV. Les symboles (voir Fig. 6.5) symbolisent les différents types d'effets observés en fonction de l'amplitude, U , et de la durée, Δt , de l'impulsion électrique (représentée en échelle logarithmique). La frontière entre la gamme des impulsions restant sans effet et la gamme des impulsions entraînant la désaimantation de la piste est ajustée à une loi $U = 2,8 + (19,4/\sqrt{\Delta t})$, correspondant en première approximation à une énergie déposée par effet Joule constante (ligne continue). Les lignes pointillée et mixte correspondent à la courbe isotherme $T = T_C = 365$ K, calculée en tenant compte de la dissipation de chaleur dans le substrat Si/SiO₂, respectivement suivant [251] (ligne pointillée, équation (6.3)) et [252] (ligne mixte aux temps longs, équation (6.4)). Pour ces calculs, les paramètres utilisés sont $L = 100 \mu\text{m}$ (longueur de la piste, réservoir de nucléation exclu), $R = 0,6$ k Ω (résistance de la piste), $\kappa_i = 1,4$ W.m⁻¹.K⁻¹, $D_i = 8,27 \cdot 10^{-7}$ m².s⁻¹ (conductivité et diffusivité thermiques de SiO₂, respectivement [251, 252]), $\kappa_s = 130$ W.m⁻¹.K⁻¹ (conductivité thermique du silicium [252]), $t_i = 500$ nm (épaisseur de SiO₂), $a = 0,6$ [251, 252], $\epsilon \approx 0,3$ [252], et $b = 4$ [252].

6.3.2.2 Calcul analytique de l'échauffement dans la piste

Afin de valider plus quantitativement notre interprétation de la Fig. 6.5(d), nous avons calculé explicitement l'équation de l'isotherme $\Delta T = T_C - T_{amb}$, en prenant en compte la dissipation

d'énergie dans le substratⁱ. Ceci a été réalisé à partir des résultats de You *et al.* [251, 252], qui ont résolu l'équation de diffusion de la chaleur par la méthode des fonctions de Green dans un système proche du nôtre, en supposant que l'énergie est déposée suivant un profil gaussien de largeur aw ($a \approx 0,6$) sur la largeur w de la nano-piste. Un premier calcul [251] est basé sur l'hypothèse simplificatrice d'un substrat isolant infini, et mène à une expression analytique de l'échauffement ΔT à la fin de l'impulsion :

$$\Delta T = \frac{U^2}{\pi LR\kappa_i} \operatorname{arcsinh} \left(\frac{2\sqrt{D_i\Delta t}}{aw} \right), \quad (6.3)$$

où L est la longueur de la nano-piste, et où κ_i et D_i sont respectivement la conductivité et la diffusivité thermiques du substrat isolant. La courbe isotherme $\Delta T = T_C - T_{amb}$ ainsi obtenue est représentée Fig. 6.6. Sa forme est en bon accord avec celle de la ligne de séparation observée. L'ordre de grandeur des tensions limites correspondant aux différentes durées d'impulsions est bien reproduit, même s'il n'y a pas d'accord quantitatif parfait, en particulier aux temps courts. Les différences entre la ligne de séparation observée expérimentalement et l'isotherme calculée peuvent s'expliquer à partir des limitations du calcul menant à l'équation (6.3) :

- la dissipation par le substrat, supposé entièrement isolant, est sous-estimée ;
- la dissipation d'énergie au niveau des contacts métalliques aux deux extrémités de la piste n'est pas prise en compte ;
- le calcul de dissipation suppose la mise en place d'un régime stationnaire et uniforme, ce qui, malgré les faibles valeurs des temps caractéristiques de thermalisation dans les métaux utilisés, est d'autant moins vrai que l'impulsion est courte.

Un second calcul [252] prend cette fois en compte la véritable structure Si / SiO₂ ($t_i = 500$ nm) du substrat. Cependant, ce calcul ne peut être conduit analytiquement que dans le cas limite d'impulsions longues, auquel cas l'échauffement ΔT limite s'écrit (indépendamment de la durée Δt de l'impulsion) :

$$\Delta T = \frac{bU^2}{LR\kappa_i} \frac{\kappa_i \operatorname{ch}(2\pi t_i \epsilon / aw) + \kappa_s \operatorname{th}(\pi t_i \epsilon / aw)}{\pi [\kappa_i \operatorname{sh}(2\pi t_i \epsilon / aw) + \kappa_s]}, \quad (6.4)$$

où κ_s est la conductivité thermique du silicium, et $\epsilon \approx 0,3$ et $b \approx 4$ sont des facteurs numériques correctifs [252]. L'amorce aux temps longs de la courbe isotherme $\Delta T = T_C - T_{amb}$ correspondante est représentée Fig. 6.6. Là encore, il n'y a pas d'accord quantitatif parfait, ce qui se comprend vu les hypothèses réalisées. Néanmoins, l'ordre de grandeur de la tension limite U_l observée expérimentalement aux temps longs est en très bon accord avec le calcul issu de l'équation (6.4).

i. Cette dernière est prépondérante par rapport à la dissipation dans les contacts électriques. En effet, même si la conductivité thermique des deux électrodes en or (de l'ordre de $300 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) est très grande devant celle de la partie supérieure isolante du substrat ($1,4 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$), leur surface de contact avec la nano-piste est plus de 10^4 fois plus petite, ce qui limite le transfert de chaleur.

6.3.2.3 Mesures expérimentales

Pour conforter encore notre interprétation de la Fig. 6.5(d), nous avons mesuré directement l'évolution de la résistance d'une de nos nano-pistes pendant une impulsion de courant. Pour cela, nous avons connecté en série avec la nano-piste une résistance de 50Ω , et avons mesuré, en temps réel à l'oscilloscope, la tension aux bornes de cette résistance (Fig. 5.6). Nous en avons déduit l'évolution temporelle de l'intensité du courant circulant dans la nano-piste, et par suite, celle de sa résistance pendant l'impulsion. Une trace typique obtenue pendant une impulsion est présentée Fig. 6.7(a). La diminution de la tension mesurée, observée sur cette trace, traduit une augmentation de la résistance de la nano-piste, due à l'échauffement par effet Joule. Cette variation de résistance ΔR de la nano-piste entre le début et la fin de l'impulsion électrique est représentée Fig. 6.7(b), en fonction de la durée Δt de l'impulsion appliquée. L'ajustement de ces données à une loi linéaire montre que la résistance de la piste augmente au rythme d'environ $2,6 \Omega \cdot \text{ns}^{-1}$.

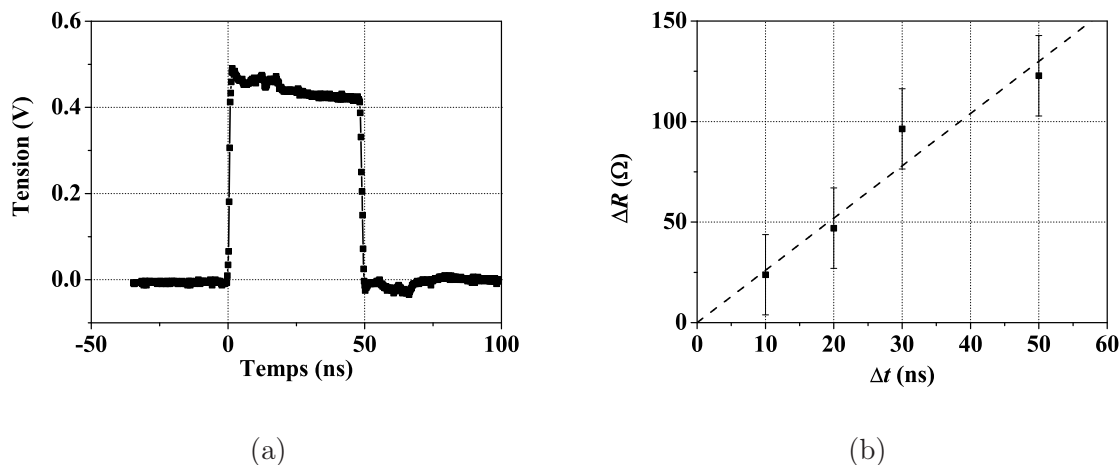


Fig. 6.7 : (a) Tension mesurée aux bornes d'une résistance de 50Ω connectée en série avec une nano-piste de résistance $R \approx 0,9 \text{ k}\Omega$, pendant l'application d'une impulsion d'amplitude $U \approx 9 \text{ V}$ et de durée 50 ns aux bornes de la piste. (b) Augmentation de la résistance de la nano-piste, déduite de traces similaires à (a), en fonction de la durée Δt de l'impulsion électrique appliquée, d'amplitude $U \approx 9 \text{ V}$. La ligne pointillée est une droite d'ajustement de pente $2,6 \Omega \cdot \text{ns}^{-1}$.

L'augmentation ΔR de la résistance de la piste est directement liée à l'augmentation de sa température, ΔT , *via* un coefficient $\chi = (1/R(T_{amb}))(\Delta R/\Delta T)$. Les valeurs de χ sont tabulées pour les métaux massifs : dans une gamme de température allant de 273 K à 373 K , $\chi_{\text{Pt}} = 3,92 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, $\chi_{\text{Co}} = 6,04 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, et $\chi_{\text{Au}} = 3,90 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ [253]. Il faut cependant tenir compte ici de la faible épaisseur des couches métalliques. En effet, Leonard et Ramey ont montré [254] que dans un film métallique dont l'épaisseur est comparable ou inférieure au libre-parcours moyen électronique ℓ , χ est réduit par rapport à sa valeur dans le massif, d'un facteur qui peut aller jusqu'à plusieurs unités. Les épaisseurs des couches métalliques, dans nos échantillons, sont de l'ordre de $\ell/2$ pour le platine et l'or, et $\ell/10$ pour le cobalt (dans les métaux considérés, ℓ est de l'ordre d'une dizaine de nanomètres, nous y reviendrons dans la section 6.3.3). χ_{Pt} et χ_{Au} doivent donc être réduits d'un facteur environ 2 par rapport à leurs valeurs dans le massif, et χ_{Co}

doit quant à lui être réduit d'un facteur environ 3. A partir de ces coefficients réduits, on peut déduire un coefficient de température global pour la nano-piste, $\chi \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, qui permet de traduire la vitesse d'augmentation de la résistance de la piste, mise en évidence Fig. 6.7(b), en une vitesse d'échauffement de la piste d'environ $1,4 \text{ K.ns}^{-1}$ pour une impulsion d'amplitude $U \approx 9 \text{ V}$. Avec cette vitesse d'échauffement, la température de Curie, $T_C = 365 \text{ K}$, doit être atteinte en $\Delta t = 46 \text{ ns}$, valeur du même ordre de grandeur que celles constatées expérimentalement pour cette gamme de tensions U , sur une piste aux propriétés comparables (Fig. 6.5(d)).

Il s'agit d'un indice supplémentaire, qui nous conduit à conclure que la ligne de séparation qui distingue les impulsions restant sans effet de celles qui provoquent une désaimantation de la piste (Fig. 6.5) correspond à la courbe isotherme $\Delta T = T_C - T_{amb}$. Ceci confirme notre interprétation des effets des impulsions de courant par les conséquences d'un échauffement par effet Joule.

6.3.2.4 Propagation thermiquement activée sous l'effet d'impulsions synchrones de champ magnétique et de courant électrique

Nous avons mis à profit l'échauffement par effet Joule pendant une impulsion de courant pour accélérer la propagation de paroi sous champ magnétique dans une nano-piste. Pour cela, nous avons fait se propager une paroi sous l'effet d'une impulsion de champ magnétique (Fig. 6.3(a)), et avons superposé à cette impulsion de champ une impulsion de courant (insuffisante pour provoquer la désaimantation de la piste). Des images magnéto-optiques, montrant l'état magnétique de la piste avant et après cette superposition d'impulsions, sont présentées Fig. 6.8. Le déplacement mesuré de la paroi initialement localisée à l'extrémité du réservoir vaut $45 \mu\text{m}$, soit 4,5 fois plus que le déplacement attendu sous le seul effet du champ ($10 \mu\text{m}$, voir Fig. 6.3(a)). Ceci est dû à l'activation thermique de la propagation de la paroi sous champ, résultant d'un échauffement par effet Jouleⁱ. Dans ces conditions, il est donc possible d'obtenir des vitesses de propagation considérables sous un très faible champ magnétique. Le processus mis en jeu est très similaire à celui utilisé dans le cadre de l'enregistrement thermo-magnétique assisté par laser [54].

6.3.3 Courant polarisé dans la couche de cobalt

6.3.3.1 Problématique

L'évaluation précise de la répartition du courant dans nos nano-pistes ne peut se faire simplement par le seul emploi des formules usuelles adaptées à des conducteurs macroscopiques. En effet, les différentes couches métalliques constituant notre empilement Pt/Co/Pt (Fig. 6.9), et en particulier la couche magnétique de cobalt, sont d'épaisseur inférieure au libre-parcours moyen électronique, ℓ (de l'ordre d'une dizaine de nanomètres), à partir duquel la résistivité est évaluée dans un modèle de type Drude. L'effet des interfaces sur le transport électronique l'emporte donc sur la résistivité en volume dans les différentes couches. La prise en compte de ces effets, dans une approche adaptée à la description du transport électronique dans un conducteur de petites dimensions, est indispensable pour évaluer la densité de courant polarisé en spin circulant dans la couche de cobalt d'une nano-piste (qui détermine l'efficacité potentielle du transfert de spin).

i. L'absence de lien entre la polarité de l'impulsion de courant et le sens de propagation de la paroi exclut, ici encore, tout effet de transfert de spin

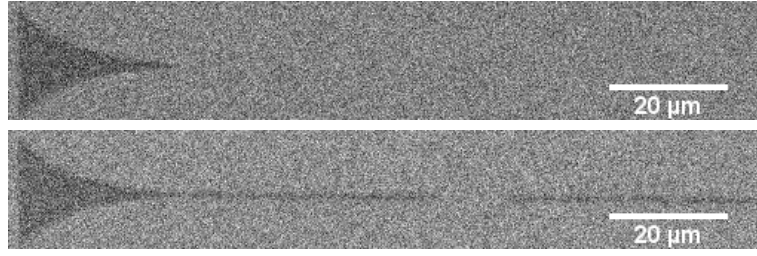


Fig. 6.8 : Images magnéto-optiques d'une nano-piste (largeur ≈ 750 nm, longueur $130 \mu\text{m}$) de Pt/Co(0,5 nm)/Pt à anisotropie magnétique perpendiculaire, irradiée sous une dose de $5 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une énergie de 30 keV, avant (en haut) et après (en bas) l'application d'une impulsion de champ de +190 Oe pendant $1 \mu\text{s}$, à laquelle est superposée l'injection d'une impulsion électrique d'amplitude 2 V pendant 500 ns. Sur ces images, les zones noires et grises correspondent aux régions respectivement renversées (\uparrow) et restées dans leur état magnétique saturé initial (\downarrow).

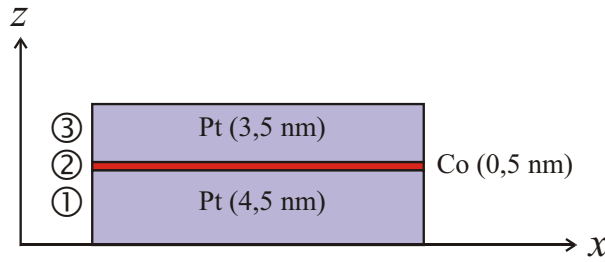


Fig. 6.9 : Structure de l'empilement métallique Pt/Co/Pt constituant nos nano-pistes. Les épaisseurs relatives des couches sont à la même échelle. Les conventions pour leur numérotation et le système de coordonnées utilisés dans le texte sont précisés.

6.3.3.2 Modèle de Fuchs-Sondheimer

Transport électronique dans une couche mince métallique Le modèle de Fuchs-Sondheimer [255, 256] permet de décrire, par une approche basée sur la statistique de Boltzmann, la distribution de courant dans l'épaisseur t (comparable ou inférieure à ℓ) d'une couche mince.

Désignons par N la fonction de distribution des électrons de conduction dans une des couches métalliques, et plaçons nous dans le système de coordonnées représenté Fig. 6.9. Sous l'effet d'un champ électrique \vec{E} appliqué suivant x , cette fonction de distribution peut s'écrire sous la forme [255, 256] :

$$N(\mathcal{E}, \vec{v}, z) = N_0(\mathcal{E}) + N'(\vec{v}, z), \quad (6.5)$$

où N_0 est la fonction de distribution de Fermi-Dirac, qui décrit la distribution des électrons au repos, et N' est un terme correctif décrivant l'écart entre la distribution sous l'effet du champ \vec{E} et la distribution N_0 . \mathcal{E} , $\vec{v}(v_x, v_z)$ et z désignent respectivement l'énergie, la vitesse, définie par ses composantes suivant x (direction du courant) et z (perpendiculaire aux interfaces), et la position des électrons considérés dans l'épaisseur du film (Fig. 6.9).

La fonction de distribution N doit satisfaire l'équation de Boltzmann :

$$-\frac{e}{m}\vec{E}\cdot\overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{v}}N+\vec{v}\cdot\overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{r}}N=-\frac{N-N_0}{\tau}, \quad (6.6)$$

où τ désigne le temps de relaxation de la distribution N vers la distribution N_0 à l'équilibre, qui vérifie $\ell = v\tau$, et où m est la masse électronique. La solution générale issue de la combinaison des deux équations (6.5) et (6.6) est de la forme [255, 256] :

$$N'(\vec{v}, z) = \frac{eE\tau}{m} \frac{\partial N_0}{\partial v_x} \left[1 + F(\vec{v}) \exp\left(\frac{-z}{\tau v_z}\right) \right], \quad (6.7)$$

où F est une fonction arbitraire déterminée par les conditions limites aux interfaces du conducteur. Pour décrire ces conditions limites, on introduit deux paramètres phénoménologiques p et p' (compris entre 0 et 1), qui décrivent la réflexion spéculaire des électrons, respectivement sur les interfaces inférieure et supérieure du conducteurⁱ [255–257] : une proportion p (respectivement p') des électrons incidents sur l'interface considérée y subissent une réflexion élastique spéculaire (leur vitesse v_z perpendiculairement à l'interface change de signe), tandis que les $1-p$ (respectivement $1-p'$) restants sont diffusés de façon inélastique, et perdent toute mémoire de leur vitesse avant l'interface (ils sont alors décrits par la fonction de distribution N_0 au repos). Dans ce cas, si l'on décrit séparément les électrons qui se déplacent « vers le haut » (distribution N'^+) et les électrons qui se déplacent « vers le bas » (distribution N'^-) [255–257] :

– au niveau de l'interface inférieure, supposée à la cote $z = 0$:

$$N_0 + N'^+(v_z, z = 0) = p [N_0 + N'^-(-v_z, z = 0)] + (1-p)N_0; \quad (6.8)$$

– au niveau de l'interface supérieure, supposée à la cote $z = t$:

$$N_0 + N'^-(-v_z, z = t) = p' [N_0 + N'^+(v_z, z = t)] + (1-p')N_0. \quad (6.9)$$

En y injectant l'expression (6.7) de N' , on obtient à partir de ces deux conditions les expressions des fonctions F^+ et F^- [257] :

$$F^+(v_z) = -\frac{1-p+p(1-p')\exp(-t/\tau v_z)}{1-pp'\exp(-2t/\tau v_z)} \quad (v_z > 0), \quad (6.10a)$$

$$F^-(v_z) = -\frac{1-p'+p'(1-p)\exp(t/\tau v_z)}{1-pp'\exp(2t/\tau v_z)} \exp\left(\frac{t}{\tau v_z}\right) \quad (v_z < 0). \quad (6.10b)$$

i. Dans le modèle initial de Fuchs-Sondheimer [255, 256], les deux interfaces du conducteur sont supposées équivalentes, et un seul paramètre p est introduit. La généralisation de cette approche au cas d'un conducteur dont les deux interfaces ont des propriétés différentes a été réalisée par Lucas [257].

Les équations (6.7), (6.10a) et (6.10b) déterminent entièrement la fonction de distribution N' , que l'on peut maintenant intégrer pour évaluer la densité de courant J_x circulant dans le conducteur dans la direction x , à la cote z ($0 < z < t$) :

$$J_x(z) = -2e \left(\frac{m}{h}\right)^3 \int_{+,-} v_x N'(\vec{v}, z) d\vec{v}, \quad (6.11)$$

où h est la constante de Planck. En supposant que les électrons de conduction sont au niveau de Fermi ($v = v_F$), on obtient [257] :

$$\begin{aligned} J_x(z) = & \frac{8\pi m^2 e^2 v_F^3 \tau}{3h^3} E \left[\int_0^{\pi/2} \left(1 - \frac{(1-p) + p(1-p') \exp(-t/\ell \cos \theta)}{1 - pp' \exp(-2t/\ell \cos \theta)} \exp\left(\frac{-z}{\ell \cos \theta}\right) \right) (\sin^3 \theta) d\theta \right. \\ & \left. + \int_0^{\pi/2} \left(1 - \frac{(1-p') + p'(1-p) \exp(-t/\ell \cos \theta)}{1 - pp' \exp(-2t/\ell \cos \theta)} \exp\left(\frac{z-t}{\ell \cos \theta}\right) \right) (\sin^3 \theta) d\theta \right], \quad (6.12) \end{aligned}$$

où la variable d'intégration θ désigne l'angle d'incidence des électrons sur une des interfaces du film ($\theta = 0$ pour une incidence normale). On reconnaît dans le préfacteur de cette expression la conductivité de Drude-Sommerfeld du matériau massif, $\sigma_D = 8\pi m^2 e^2 v_F^3 \tau / 3h^3$. Dans une couche mince, cette conductivité est corrigée du terme entre crochets. La densité de courant totale, J_e , s'obtient en intégrant $|J_x(z)|$ sur l'épaisseur t de la couche mince, puis en divisant le résultat par t . On en déduit la conductivité σ apparente, mesurable, de la couche mince. Elle vaut, tous calculs faits :

$$\begin{aligned} \sigma = & \sigma_D \left[1 - \frac{3\ell}{4t} \int_0^1 (\xi - \xi^3) \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\ell\xi}\right) \right) \right. \\ & \left. \times \frac{(1-p) + p(1-p') \exp(-t/\ell\xi) + (1-p') + p'(1-p) \exp(-t/\ell\xi)}{1 - pp' \exp(-2t/\ell\xi)} d\xi \right], \quad (6.13) \end{aligned}$$

où l'on a fait le changement de variable $\xi = \cos \theta$. En pratique, un grand nombre de facteurs peuvent influencer la conductivité d'un film mince (cristallinité, défauts structuraux, impuretés...). Il serait donc irréaliste de borner la description du matériau massif à la conductivité et au libre-parcours moyen théoriques. On remplace donc la conductivité de Drude-Sommerfeld, σ_D , dans l'expression (6.13) par la conductivité σ_b que présenterait un matériau identique à celui constituant le film mince, mais dont l'épaisseur serait infinie.

$$\begin{aligned} \sigma = & \sigma_b \left[1 - \frac{3\ell}{4t} \int_0^1 (\xi - \xi^3) \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\ell\xi}\right) \right) \right. \\ & \left. \times \frac{(1-p) + p(1-p') \exp(-t/\ell\xi) + (1-p') + p'(1-p) \exp(-t/\ell\xi)}{1 - pp' \exp(-2t/\ell\xi)} d\xi \right]. \quad (6.14) \end{aligned}$$

De même, le libre-parcours moyen ℓ doit être compris comme le libre-parcours moyen électronique dans une couche infiniment épaisse du matériau constituant la couche mince considérée.

Transport électronique dans une multicouche Dans le cadre de cette étude, A. Thiaville a appliqué le modèle de Fuchs-Sondheimer au cas d'un empilement de plusieurs couches minces métalliques. Ceci est réalisé en effectuant dans chaque couche constitutive de l'empilement un calcul similaire au calcul précédent, en prenant soin de coordonner les différentes conditions limites aux interfaces. Considérons, à titre d'exemple, l'interface entre la couche inférieure de platine (1) et la couche de cobalt (2) dans notre empilement (Fig. 6.9). On définit pour cette interface un coefficient de transmission balistique T_{12} . Une proportion T_{12} des électrons incidents traversent l'interface sans modification de leur vitesse, tandis que les $1 - T_{12}$ électrons restants subissent une diffusion inélastique. Dans ce cas, la condition de passage entre les couches 1 et 2 s'écrit :

$$N_0 + N_2'^+(v_z, z) = T_{12} \left[N_0 + N_1'^+(v_z, z) \right] + (1 - T_{12})N_0 \quad (6.15)$$

En faisant de même pour chaque interface, on peut ainsi décrire autant de couches que l'on veut, au prix d'un calcul sans difficultés mathématiques majeures.

Transport électronique polarisé en spin Afin de décrire la polarisation en spin du courant circulant dans une couche mince magnétique, il convient de distinguer les deux canaux de conduction associés aux électrons de spin majoritaire (M) et minoritaire (m) [258]. Dans notre cas (Fig. 6.9), l'épaisseur de l'empilement Pt/Co/Pt est comparable au libre-parcours moyen électronique dans les différentes couches. Elle doit donc être inférieure aux longueurs de diffusion de spin : un électron doit pouvoir traverser l'ensemble de l'empilement en conservant son spin. En première approximation, nous négligeons donc les effets d'inversion de spin, et considérons les canaux de spin majoritaire et minoritaire comme indépendants [259] : la conduction par les deux canaux de spin est traitée par deux calculs de type Fuchs-Sondheimer menés en parallèle. Les paramètres différents utilisés pour ces deux calculs reflètent l'asymétrie en spin des propriétés de transport électronique. Deux densités de courant, J_e^M et J_e^m , sont ainsi obtenues. Leur somme représente la densité de courant totale, J_e ; leur différence représente la densité de courant polarisé en spin, que nous notons PJ_e , conformément aux notations du chapitre 4.

Cette approche, basée sur le modèle de Fuchs-Sondheimer, a bien entendu ses limites [256]. Notre hypothèse consistant à négliger l'inversion de spin réduit également sa généralité. Cependant, ce modèle doit nous permettre d'estimer, avec une approximation raisonnable, une limite haute sur la densité de courant polarisé en spin dans notre système, ce que nous allons discuter plus en détail dans les paragraphes suivants.

6.3.3.3 Paramètres du modèle

Soit l'empilement Pt/Co/Pt représenté Fig. 6.9, dans lequel la densité de courant polarisé en spin dans la couche de cobalt doit être estimée. Cet empilement est déposé sur un substrat isolant Si/SiO₂, et recouvert de quelques nanomètres d'or (reste du masque de gravure). Comme l'épaisseur de la couche d'or est mal connue, et que sa présence doit peu interférer avec le transport électronique dans la couche de cobalt, nous avons choisi de la traiter séparément, en la modélisant par une résistance macroscopique en parallèle avec l'empilement Pt/Co/Pt. Seul ce dernier empilement est donc traité par le modèle de Fuchs-Sondheimer. Les données *a priori* nécessaires à ce calcul sont les suivantes :

- les résistivitésⁱ de couches infiniment épaisses de platine, ρ_{Pt} , et de cobalt, ρ_{Co} , fabriquées de la même façon que nos échantillons (*i. e.* avec la même pureté et la même texture);
- les libre-parcours moyens dans les mêmes couches infiniment épaisses de platine, ℓ_{Pt} , et de cobalt ℓ_{Co} ;
- un coefficient $\Xi = \rho_{\text{Co}}^m / \rho_{\text{Co}}^M = \ell_{\text{Co}}^M / \ell_{\text{Co}}^m$ [258, 260], décrivant la différence de résistivité et de libre-parcours moyen entre les deux canaux de spin majoritaire et minoritaire du cobaltⁱⁱ;
- les paramètres de spécularité respectifs p_1 et p_3 aux deux interfaces extrêmes de l'empilement Pt/Co/Pt;
- les coefficients de transmission aux interfaces Co/Pt pour chaque canal de spin, T_{12}^M , T_{12}^m , T_{23}^M et T_{23}^m .

Résistivités et libre-parcours moyens En théorie, le produit $\rho\ell$ de la résistivité et du libre-parcours moyen électronique est une constante fixée par la nature chimique du matériau considéré. Dans le cas idéal où les électrons de conduction sont décrits comme un gaz d'électrons libres [48, 255, 261] :

$$\rho\ell = \frac{3}{8\pi} \frac{h^3}{(m v_F)^2}. \quad (6.16)$$

Le Tableau 6.2 rassemble des valeurs de $\rho\ell$ pour le cobalt et le platine, calculées d'après l'équation (6.16) en partant de valeurs de v_F obtenues par calcul *ab initio*, ou déduites de mesures expérimentales de ρ et/ou de ℓ rapportées dans la littérature. De façon satisfaisante, les valeurs théoriques et expérimentales du produit $\rho\ell$ sont assez proches. Il n'est donc pas déraisonnable de considérer les ordres de grandeur de ces valeurs comme caractéristiques du platine et du cobalt, respectivement, et, une fois estimées les résistivités du platine et du cobalt de nos films, d'en déduire les valeurs de ℓ_{Pt} et ℓ_{Co} .

Coefficients de transmission et de réflexion spéculaire Les deux interfaces Pt/Co doivent *a priori* avoir des propriétés de transport similaires. On suppose donc $T_{12}^M = T_{23}^M = T^M$, et $T_{12}^m = T_{23}^m = T^m$. De même, on suppose que les paramètres de réflexion spéculaire aux deux interfaces SiO₂/Pt et Pt/Au sont égaux : $p_1 = p_3 = p$.

i. Pour faire le lien avec les données expérimentales, il est plus naturel de raisonner en termes de résistivité, $\rho = 1/\sigma$, qu'en termes de conductivité, σ .

ii. Ξ correspond au facteur généralement noté α dans le domaine de la magnéto-résistance. On notera par ailleurs que dans [258], la signification de Ξ pour des multicouches Fe/Cr est inverse de celle adoptée ici. Ceci est lié au fait que le chrome présente la particularité de diffuser les électrons de spin majoritaire de façon plus importante que les électrons de spin minoritaire.

Métal (canal de spin)	v_F	$\rho\ell$ théorique	$\rho\ell$ expérimental
-	Mm.s ⁻¹	fΩ.m ²	fΩ.m ²
Pt	0,97 [262]	1,73	2,29 [263]
Co (M)	1,31 [262]	0,95	0,90 [256]

Tab. 6.2 : Valeurs du produit $\rho\ell$ pour le platine et le cobalt (canal majoritaire), calculées d'après l'équation (6.16) en partant de valeurs de v_F obtenues par calcul *ab initio* [262, 264], et déduites de valeurs expérimentales de ρ et/ou de ℓ rapportées dans la littérature.

6.3.3.4 Données expérimentales

L'estimation de valeurs raisonnables de ces différents paramètres a été réalisée à partir de mesures expérimentales (au laboratoire Spintec et dans notre groupe), par une méthode quatre pointes, de la résistivité de différents empilements à base de cobalt et de platine, élaborés dans les mêmes conditions que nos échantillons Pt / Co(0,5 nm) / Pt. Pour chaque système, nous avons cherché à reproduire au mieux les valeurs de résistivité mesurées par un calcul de type Fuchs-Sondheimer, en ajustant les paramètres d'entrée de ce calcul :

- deux valeurs de résistivité, mesurées sur des couches épaisses de platine (18 $\mu\Omega$.cm pour une épaisseur de 60 nm ; 28 $\mu\Omega$.cm pour une épaisseur de 3 nm), mènent à $\rho_{Pt} \approx 17,45 \mu\Omega$.cm, d'où l'on déduit $\ell_{Pt} \approx 13,11$ nm, et à $p \approx 0,626$;
- une valeur de résistivité, mesurée sur une couche épaisse de cobalt (18 $\mu\Omega$.cm pour une épaisseur de 60 nm), mène à $\rho_{Co} \approx 17,7 \mu\Omega$.cmⁱ, d'où l'on déduit $\ell_{Co} \approx 5,2$ nm ;
- connaissant ces premiers paramètres, l'évolution avec l'épaisseur de cobalt, t_{Co} , de la résistivité d'empilements Pt / Co(t_{Co}) / Pt sans couverture d'or (Fig. 6.10) mène à $\Xi = 3$ pour $T^M = T^m \approx 0,1$ ⁱⁱ ;
- enfin, les deux niveaux de résistivité associés aux deux configurations magnétiques parallèle et anti-parallèle d'une bicouche Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(4,0 nm) / Co(0,8 nm) / Pt(3,5 nm) de type vanne de spin (décrite par Metaxas *et al.* [265] – voir Fig. 6.11), peuvent également être ajustés pour $\Xi = 3$, $T_{12}^M = T_{23}^M = 0,126$, et $T_{12}^m = T_{23}^m = 0,100$, à condition de prendre pour les interfaces de la couche de cobalt supérieures des valeurs de T légèrement plus élevées ($T^M = 0,54$ et $T^m = 0,36$, ce qui peut se comprendre dans la mesure où les interfaces de la couche supérieure de cobalt sont généralement plus rugueuses que celles de la couche inférieure, ce qui doit limiter les effets de diffusion électronique). On notera que la très faible valeur de la magnéto-résistance géante (mesurée dans le plan de l'échantillon) est en accord avec d'autres études sur des systèmes à base de cobalt et de platine [266, 267]. Elle est expliquée par le fort couplage spin-orbite dans le platine.

i. Cette valeur résulte d'une moyenne entre les meilleurs ajustements obtenus pour Ξ variant entre 2 et 10 [259, 260]. Par ailleurs, nous avons supposé que le paramètre de réflexion spéculaire p aux interfaces du cobalt était le même que pour le platine.

ii. Pour rendre compte de la courbure observée Fig. 6.10, il est indispensable de donner aux coefficients de transmission T^M et T^m des valeurs très faibles.

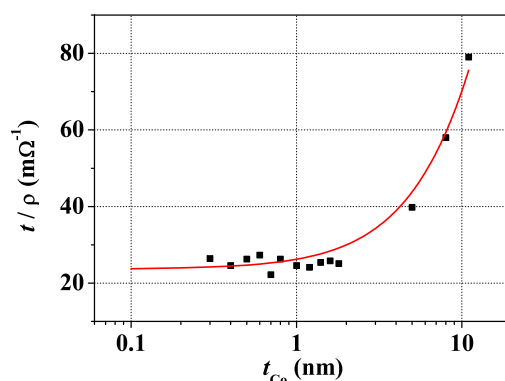


Fig. 6.10 : Résultat de mesures expérimentales, par une méthode quatre points, de la résistivité d'empilements Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(t_{Co}) / Pt(3,5 nm) avec différentes épaisseurs t_{Co} de cobalt. t désigne l'épaisseur totale de l'empilement. La courbe d'ajustement a été calculée dans le cadre du modèle de Fuchs-Sondheimer, avec les paramètres $\rho_{Pt} = 17,45 \mu\Omega.cm$, $\ell_{Pt} = 13,11$ nm, $\rho_{Co} = 17,7 \mu\Omega.cm$, $\ell_{Co} = 5,2$ nm, $p = 0,626$, $\Xi = 3$, et $T^M = T^m = 0,1$.

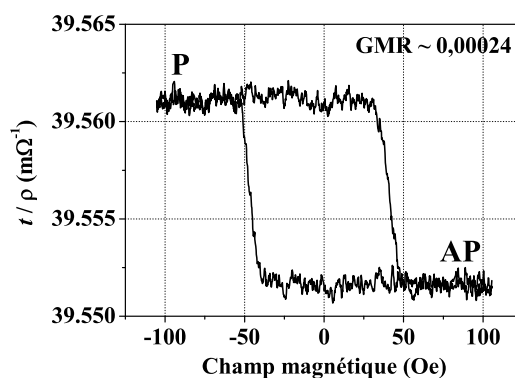


Fig. 6.11 : Cycle de magnéto-résistance géante mesuré sur une bicouche Si / SiO₂ / Pt(4,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(4,0 nm) / Co(0,8 nm) / Pt(3,5 nm) de type vanne de spin [265]. t désigne l'épaisseur totale de l'empilement. Les deux niveaux de résistance associés aux configurations magnétiques parallèle (P) et anti-parallèle (AP) de la bicouche mènent à une faible magnéto-résistance de $2,4 \cdot 10^{-4}$.

6.3.3.5 Densité de courant polarisé dans le cobalt

En nous basant sur les valeurs des paramètres déterminées ci-dessus, nous avons calculé la densité de courant circulant dans la couche de cobalt de 0,5 nm d'épaisseur de nos pistes Pt/Co/Pt, ainsi que sa polarisation en spin. Les profils de conductivité obtenus pour les deux canaux de

spin sont présentés Fig. 6.12. On en tire les résultats suivants : $J_e \approx 3,7 \cdot 10^{10} \text{ A.m}^{-2}.\text{V}^{-1}$ et $PJ_e \approx 7,4 \cdot 10^9 \text{ A.m}^{-2}.\text{V}^{-1}$, ce qui mène à une polarisation raisonnable, $P \approx 0,2$. Ces valeurs sont relativement stables dans la gamme de paramètres que nous avons explorée. L'imprécision que nous devons admettre sur certains de ces paramètres ne semble donc pas remettre en cause l'ordre de grandeur des résultats du calcul.

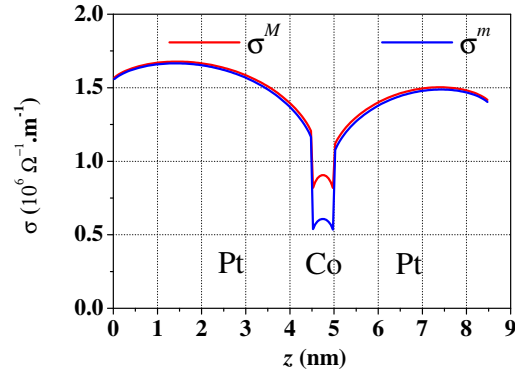


Fig. 6.12 : Profils de conductivité électrique calculés dans le cadre du modèle de Fuchs-Sondheimer pour un empilement Pt(4,5 nm) / Co(0,5 nm) / Pt(3,5 nm), pour les canaux de spin majoritaire (M) et minoritaire (m). Les paramètres utilisés sont $\rho_{\text{Pt}} = 17,45 \mu\Omega.\text{cm}$, $\ell_{\text{Pt}} = 13,11 \text{ nm}$, $\rho_{\text{Co}} = 17,7 \mu\Omega.\text{cm}$, $\ell_{\text{Co}} = 5,2 \text{ nm}$, $p = 0,626$, $\Xi = 3$, $T^M = 0,126$, et $T^m = 0,100$. La conductivité intégrée sur l'ensemble de l'empilement vaut $24,7 \text{ m}\Omega^{-1}$. A titre de comparaison, dans un film de platine (respectivement de cobalt), la conductivité locale par unité d'épaisseur vaut $5,7 \cdot 10^6 \Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$ (respectivement $5,6 \cdot 10^6 \Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$).

Ces densités de courant correspondent à une intensité dans la couche de cobalt qui vaut environ 3% de l'intensité totale dans l'empilement Pt/Co/Pt, alors que l'intensité du courant polarisé dans le cobalt vaut seulement 0,6% de l'intensité totale dans l'empilement. En présentant les choses de façon plus imagée, ceci signifie que parmi l'ensemble des électrons qui circulent dans l'empilement Pt/Co/Pt, seuls six sur mille sont potentiellement efficaces pour le transfert de spin, alors que tous participent à l'échauffement par effet Joule. Cette situation est très défavorable pour le transfert de spin, et ce d'autant plus que la faible température de Curie de notre système limite de façon drastique l'intensité de courant que l'on peut injecter dans une nano-piste sans provoquer sa désaimantation.

Compte-tenu de ces résultats, la densité maximale de courant polarisé en spin que nous avons pu injecter sans atteindre la température de Curie est d'environ $7,4 \cdot 10^{10} \text{ A.m}^{-2}$ pour 10 V. Cette valeur est plus faible que les quelques 10^{11} à 10^{12} A.m^{-2} généralement nécessaires pour observer un effet de transfert de spin (voir chapitre 4), ce qui explique vraisemblablement que nous n'ayons pas observé de tels effets¹.

i. En première approximation, la densité de courant critique permettant de dépiéger une paroi et de provoquer sa propagation par transfert de spin doit varier comme la vitesse de Walker dans le système considéré. Comme les

Il faut noter que la polarisation en spin estimée ici est vraisemblablement un maximum, dans la mesure où nous ne tenons pas compte des effets d'inversion de spin. En particulier, le fort couplage spin-orbite dans le platine est une source importante d'inversion de spin [267], qui mène à une faible longueur de diffusion de spin, quasiment équivalente au libre-parcours moyen électronique [268]. Cependant, il nous semble que la prise en compte de cette inversion de spin ne puisse aller que dans le sens d'une diminution de la polarisation P , et ne remette donc pas en cause les conclusions énoncées ci-dessus.

De même, nous ne décrivons pas explicitement une éventuelle polarisation magnétique du platine au voisinage des interfaces avec le cobalt, qui pourrait influencer les propriétés de transmission ou de réflexion des électrons dans l'un ou l'autre des canaux de spin. Cependant, nos coefficients de transmission T^M et T^m sont des paramètres effectifs, qui décrivent de façon globale tous les effets qui se produisent aux interfaces, y compris cette possible polarisation.

6.3.4 Conclusions concernant le transfert de spin

Malgré les propriétés optimisées de nos échantillons pour l'étude de la propagation de parois sous champ magnétique, et leurs nombreux atouts pour l'étude de la propagation de parois induite par transfert de spin, nous n'avons pu observer ce dernier effet. Ceci est manifestement dû au rapport défavorable entre le transfert de spin et l'échauffement par effet Joule pendant une impulsion de courant. En effet, la température de Curie de notre système, relativement faible, est atteinte par effet Joule pour des densités de courant polarisé en spin dans le cobalt qui semblent insuffisantes pour provoquer un effet de transfert de spin.

Pour tenter de rétablir un certain équilibre entre l'effet Joule et le transfert de spin dans un empilement Pt/Co/Pt à anisotropie magnétique perpendiculaire, deux approches méritaient *a priori* d'être considérées. La première consistait à effectuer les mesures à froid (en restant cependant dans une gamme de températures compatible avec l'anisotropie magnétique perpendiculaire [117]). Cependant, le dépiégeage et la propagation des parois dépendent de façon drastique de la température. Refroidir suffisamment l'échantillon pour que des densités de courant élevées puissent y être injectées se serait sans doute traduit par un fort piégeage des parois, qui aurait encore augmenté la densité de courant critique à atteindre pour observer une propagation sous courant. La seconde approche consistait à augmenter la proportion de cobalt dans l'empilement Pt/Co/Pt. Les épaisseurs des deux couches de platine étant ajustées pour une croissance optimale des films (et par conséquent pour une anisotropie magnétique optimale), il était difficile de les réduire. Par contre, nous avons effectué des tests sur une nano-piste lithographiée dans un film Pt(4,5 nm) / Co(0,85 nm) / Pt(3,5 nm), dans lequel l'épaisseur de cobalt est l'épaisseur maximale qui permet de conserver l'anisotropie magnétique perpendiculaire. Outre la plus forte proportion de cobalt dans l'empilement, ce système présente également l'avantage d'avoir une température de Curie plus élevée (> 570 K) que le Pt/Co(0,5 nm)/Pt irradié. Malheureusement, là encore, les seuls effets que nous avons pu observer dans ce système excessivement nucléatif sont des effets thermiques en tout point similaires à ceux décrits ci-dessus.

vitesses de Walker sont du même ordre de grandeur dans des pistes de permalloy et de cobalt, on s'attend donc à ce que les densités de courant critiques soient également similaires dans ces deux systèmes.

En résumé. . .

Nous avons montré, par microscopie magnéto-optique, que la propagation de parois sous champ magnétique était en tout point similaire dans une nano-piste lithographiée dans un film ultramince Pt/Co/Pt irradié, et dans le film continu correspondant. Ceci démontre la préservation des propriétés magnétiques du film continu lors des étapes de nanostructuration, et constitue en soi une avancée par rapport aux études précédentes menées sur des systèmes similaires. Nous avons également testé l'effet d'impulsions de courant électrique sur des parois de domaines présentes dans une nano-piste. Les seuls effets observés s'expliquent par l'échauffement de la piste pendant l'impulsion électrique, et ne relèvent pas des effets de transfert de spin attendus. Nous avons justifié ceci en évaluant, dans un modèle adapté aux conducteurs ultraminces, la densité de courant polarisé en spin maximale que l'on peut injecter dans la couche de cobalt de l'empilement Pt/Co/Pt compte tenu de l'échauffement par effet Joule. Il apparaît que cette densité de courant polarisé maximale est faible par rapport aux densités critiques constatées dans d'autres systèmes, ce qui semble expliquer nos résultats négatifs en ce qui concerne le transfert de spin.

Conclusions et perspectives

Conclusions et perspectives

Lorsque ce travail de thèse a débuté, en octobre 2004, en collaboration avec ALTIS Semiconductor, son but premier était, dans le cadre du développement de mémoires magnétiques à accès aléatoire, de comprendre le renversement de l'aimantation sous champ magnétique dans des empilements complexes de type jonction tunnel magnétique. Ceci devait permettre l'optimisation du processus d'écriture d'une information sous champ dans ces systèmes. Nous avons mis en évidence l'effet de légères inhomogénéités du champ de couplage dipolaire à travers la barrière tunnel sur la statistique de la nucléation de domaines et de la propagation de leurs parois dans l'électrode douce de la jonction tunnel, qui conduit à une asymétrie du renversement de son aimantation en fonction du sens de balayage du champ.

La propagation de parois de domaines induite par transfert de spin dans des nanostructures magnétiques, alors récemment mise en évidence expérimentalement, n'était encore que partiellement comprise. Son intérêt potentiel pour l'écriture d'une information magnétique dans une nanostructure a motivé la réorientation de notre sujet de recherche vers cette thématique prometteuse.

Des efforts de recherche considérables, théoriques comme expérimentaux, ont permis depuis des avancées certaines dans le domaine. En particulier, les différents facteurs qui peuvent impacter les effets de transfert de spin entre un courant électrique et une paroi de domaine sont aujourd'hui beaucoup mieux identifiés.

Notre contribution théorique à ces avancées a été de mettre en exergue les effets de confinement liés au champ démagnétisant dans une paroi se propageant dans un système de dimensions réduites. Ces effets peuvent conduire à un abaissement important du seuil de Walker, et donc à l'accès, sous un plus faible champ et/ou une plus faible densité de courant, au régime de propagation précessionnelle des parois. Ce régime présente un double intérêt pour l'étude de la propagation de parois sous transfert de spin : tout d'abord, il n'y a que dans ce régime précessionnel que les deux couples de transfert de spin, adiabatique et non adiabatique, sont potentiellement efficaces pour la propagation de parois ; de plus, l'évolution permanente, dans ce régime, de la structure micromagnétique de la paroi peut présenter un intérêt majeur, en rendant inopérants les effets de piégeage. C'est en se basant sur les mêmes arguments que Jung *et al.* ont récemment prédit l'existence d'une largeur critique de nano-piste, comparable à la largeur de paroi, pour laquelle l'équivalence énergétique entre les structures de parois de Bloch et de Néel doit annuler les effets de piégeage. Ce résultat semble convaincant, et mériterait d'être vérifié expérimentalement. Cependant, deux points nous posent question. Premièrement, une nano-piste lithographiée de largeur inférieure à une centaine de nanomètres a de grandes chances de ne pas être parfaitement homogène, ce qui entraîne nécessairement des effets de piégeage additionnel des parois. Deuxièmement, de telles largeurs de piste sont du même ordre de grandeur que la « longueur de Larkin » des parois. Dans ce cas, les parois doivent se propager comme des interfaces rigides, ce

qui les rend extrêmement sensibles aux effets de piégeage. Ces points, qui ne sont pas abordés par Jung *et al.*, mériteraient d'être considérés.

Notre approche expérimentale de la propagation de parois induite par transfert de spin dans un système métallique à aimantation perpendiculaire s'est basée essentiellement sur des considérations magnétiques : pour sélectionner un système destiné à l'étude de la propagation de parois sous transfert de spin, nous avons d'abord cherché à optimiser un système modèle pour l'étude de la propagation sous champ. Nos résultats expérimentaux, obtenus sur des films et des nano-pistes de Pt/Co/Pt irradié, montrent que nous avons atteint notre but : la propagation des parois sous champ magnétique dans nos nano-pistes se produit de façon aisément contrôlable, sous des champs de propagation réduits à leur minimum, et à des vitesses inédites jusqu'à présent dans de tels systèmes. Il nous semble difficile de pousser plus loin cette optimisation.

Par contre, il apparaît, à l'issue de notre étude expérimentale de l'effet d'impulsions électriques sur les parois de domaines dans nos nano-pistes, que notre système ne présente pas les propriétés idéales en termes de transport électronique. En effet, le rapport entre le transfert de spin et l'échauffement par effet Joule est très défavorable, ce qui rend impossible l'observation des effets espérés : à cause d'une proportion trop faible de cobalt par rapport à l'ensemble de l'empilement, et sans doute d'un effet de dépolarisation dû au fort couplage spin-orbite dans le platine, l'injection d'une densité de courant suffisante pour qu'un effet de transfert de spin puisse être observé s'accompagne d'un échauffement excessif par effet Joule, par rapport à ce que peut supporter l'aimantation du cobalt, compte tenu de sa faible température de Curie.

La seule solution qui, à notre avis, pourrait permettre l'observation d'un effet de propagation sous transfert de spin dans notre système serait de chercher à reproduire expérimentalement les récentes prédictions de Jung *et al.*, et donc de réduire la largeur de nos pistes, moyennant les réserves évoquées plus haut. Ceci n'a pu être tenté, faute de temps.

De façon plus générale, l'examen de nos résultats nous conduit à reformuler la liste des propriétés requises pour l'observation de la propagation de parois sous courant. Un système idéal devrait, selon nous, présenter les caractéristiques suivantes :

- faible épaisseur de la partie magnétique de la piste (d'après Jung *et al.* et Fukami *et al.*) ;
- fraction suffisamment élevée du courant total injecté dans la piste circulant dans sa partie magnétique ;
- faible couplage spin-orbite, et de façon générale, faibles effets d'inversion de spin ;
- anisotropie magnétique perpendiculaire (d'après Jung *et al.* et Fukami *et al.*) ;
- faible largeur caractéristique de paroi ;
- faible aimantation à saturation ;
- faible piégeage de la paroi par les défauts intrinsèques et extrinsèques du système ;
- et un rapport favorable entre l'échauffement par effet Joule et le transfert de spin, c'est-à-dire que le système doit tolérer l'échauffement par effet Joule qui accompagne l'injection d'une densité de courant efficace en termes de transfert de spin.

Plusieurs systèmes métalliques à anisotropie magnétique perpendiculaire, apparentés au Pt/Co/Pt, et présentant certaines ou l'ensemble de ces caractéristiques, semblent actuellement donner des résultats encourageants.

Les premiers résultats obtenus dans l'équipe de T. Ono, sur des multicouches Co/Ni, montrent une propagation de paroi contrôlable par courant entre des points de piégeage fort (Koyama *et al.*). Le principal point fort de ces systèmes semble être l'épaisseur élevée de matériau magnétique par rapport aux épaisseurs des couches métalliques non magnétiques environnantes. Ceci permet un rapport plus favorable entre le transfert de spin et l'effet Joule que dans notre empilement Pt/Co/Pt.

Par ailleurs, de très récents résultats du laboratoire Spintec à Grenoble, non encore publiés à notre connaissance, mais signalés lors du dernier Colloque Louis Néel tenu ce mois-ci à La Grande Motte, montrent des effets de propagation sous transfert de spin dans des nanostructures Pt / Co / Al₂O₃ à anisotropie magnétique perpendiculaire. Ces systèmes originaux ont des propriétés magnétiques similaires à celles du système Pt/Co/Pt que nous avons étudié. Cependant, une des électrodes de platine est remplacée par une couche électriquement isolante, ce qui doit réduire les effets d'inversion de spin dans le platine, et contribuer également à un confinement du courant dans la couche de cobalt. Il y a fort à parier que ces nouveaux systèmes aient une place de choix dans l'avenir de ce sujet de recherche, et qu'ils soient prochainement à la base de résultats du plus grand intérêt, tant d'un point de vue magnétique que du point de vue du transport polarisé en spin.

Une dernière solution qui pourrait augmenter la densité de courant polarisé en spin dans la couche de cobalt consisterait à confiner cette couche, en insérant par exemple entre cobalt et platine une fine couche de tantale, très résistive. Il n'est cependant pas évident que la croissance se fasse de la même façon dans ce cas que dans l'empilement standard Pt/Co/Pt, et des effets structuraux annexes pourraient survenir.

Bien entendu, si nous nous sommes concentrés ici sur les systèmes les plus proches de notre Pt/Co/Pt, d'autres systèmes à anisotropie perpendiculaire semblent tout à fait prometteurs dans ce domaine. Nous n'en ferons pas de revue exhaustive, et citerons simplement à titre d'exemples les couches épaisses de matériaux de type CoCrPt (Tanigawa *et al.*), certains alliages à base de terres rares et de métaux de transition (thèse en cours de N. Bergeard dans notre groupe de recherche), et certains semi-conducteurs magnétiques comme GaMnAs, sur lequel des résultats extrêmement intéressants ont été récemment obtenus (thèse de J.-P. Adam, également dans notre groupe).

Enfin, nous avons développé dans le cadre de cette thèse un nano-magnétomètre Kerr polaire doté d'une résolution, d'une stabilité et d'une sensibilité inégalées qui, s'il n'a été que très peu utilisé dans le cadre de nos travaux sur la propagation de parois sous courant, ne manquera pas d'être utile pour de nombreuses études sur des nanostructures magnétiques. Par exemple, la mesure optique de l'oscillation d'une paroi de domaine piégée dans une nanostructure, sous l'effet d'un faible champ et/ou d'un faible courant hyperfréquence(s), sera possible à l'aide de ce montage au prix de modifications mineures.

Orsay, octobre 2008.

Annexes

Annexe A

Mesures magnéto-optiques

A.1 Généralités sur la magnéto-optique

A.1.1 Effets magnéto-optiques

L'existence d'un champ magnétique interne dans un matériau aimanté a pour effet de modifier ses propriétés optiques. En particulier, les différentes composantes de polarisation de la lumière ne sont pas transmises (ou réfléchies) de la même façon, ce qui se traduit formellement par la non-diagonalité du tenseur de permittivité du matériau dans la base usuelle. Il s'ensuit une modification de l'intensité et de l'état de polarisation de la lumière lorsque cette dernière interagit avec un matériau aimanté. Suivant que l'on considère la lumière transmise ou réfléchie par le matériau, la modification de polarisation porte respectivement le nom d'effet Faraday ou d'effet Kerr. Par contre, si l'intensité lumineuse est modifiée, on parle généralement de dichroïsme ou de réflectivité circulaire magnétique. De façon plus générale, on parle d'effets « magnéto-optiques »ⁱ.

Dans le cadre de cette étude, nous avons utilisé exclusivement des techniques basées sur la mesure de l'effet Kerr magnéto-optique (MOKE), c'est-à-dire sur la mesure de l'état de polarisation d'un faisceau lumineux *réfléchi* par l'échantillon magnétique étudié. On définit l'effet Kerr complexe par $\phi_K = \theta_K + i\varepsilon_K$, où θ_K et ε_K sont respectivement la rotation et l'ellipticité Kerr, qui décrivent la façon dont l'échantillon aimanté agit sur la polarisation de la lumière, et sont indicatives de l'état magnétique de la zone éclairée de l'échantillon.

A.1.2 Configurations de mesure

Trois configurations sont à distinguer, suivant les orientations respectives du faisceau lumineux incident, du plan de l'échantillon et de la composante d'aimantation sondée :

- configuration polaire (PMOKE), dans laquelle le faisceau lumineux éclaire l'échantillon en incidence normale, et dans laquelle la mesure est sensible uniquement à la composante normale de l'aimantation ;
- configuration longitudinale (LMOKE), dans laquelle l'aimantation est à la fois dans le plan de l'échantillon et dans le plan d'incidence de la lumière ;

i. Nous ne donnons ici qu'un bref aperçu du vaste domaine de la magnéto-optique. Pour plus de détails on se reportera, par exemple, aux références [3, 240].

- configuration transverse (TMOKE), dans laquelle l'aimantation est dans le plan de l'échantillon, mais perpendiculaire au plan d'incidence de la lumière. A la différence des deux précédentes, cette dernière configuration ne permet pas de mesures de polarimétrie : on mesure l'intensité lumineuse, qui fournit cependant des informations similaires.

De façon générale, les amplitudes de la rotation et de l'ellipticité Kerr sont optimisées si le trajet du faisceau lumineux est quasi-parallèle à l'aimantation de l'échantillon. Ainsi, on se place dans la configuration PMOKE, en incidence la plus normale possible, pour sonder la composante d'aimantation perpendiculaire au plan de l'échantillon, et dans la configuration LMOKE, en incidence la plus rasante possible, pour sonder la composante d'aimantation dans le plan de l'échantillon.

A.1.3 Techniques de mesure expérimentales

Suivant le type d'information que l'on souhaite recueillir, on distingue trois grandes familles de mesures magnéto-optiques :

- la *magnétométrie* magnéto-optique [3, 240], qui analyse globalement la polarisation ou l'intensité du faisceau lumineux après interaction avec l'échantillon, et fournit donc une information intégrée sur toute la zone éclairée de l'échantillon ;
- la *microscopie* magnéto-optique *globale* [3, 29, 119], qui fournit en une seule mesure une image d'une région de l'échantillon, sur laquelle chaque pixel est porteur d'une information sur l'aimantation locale au point correspondant de la région imagée ;
- la *microscopie* magnéto-optique *par balayage* [212, 222, 223], qui consiste à reconstituer pixel par pixel l'image magnéto-optique de l'échantillon, en balayant un spot lumineux focalisé sur la région à imager (voir chapitre 5).

Dans la suite de cette annexe, nous décrivons deux des techniques utilisées dans le cadre de ce travail, à savoir la magnétométrie magnéto-optique Kerr (réalisée en utilisant un modulateur photo-élastique), et la microscopie magnéto-optique Kerr polaire globale. Nous avons également développé un magnétomètre Kerr polaire à haute résolution, utilisant lui aussi un modulateur photo-élastique, et qui permet de réaliser des mesures par microscopie magnéto-optique par balayage [212]. Ce montage est décrit en détail dans le chapitre 5.

A.2 Magnétométrie magnéto-optique Kerr avec un modulateur photo-élastique

Il est possible de réaliser une mesure magnéto-optique à l'aide d'un simple polariseur. Cependant, l'optimisation du rapport signal sur bruit, en vue de la détection de faibles moments magnétiques ou de faibles variations de l'état magnétique d'un échantillon, requiert des techniques de mesure plus complexes. La méthode utilisée dans le cadre de ce travail utilise une technique de modulation à haute fréquence, qui permet de s'affranchir d'une grande partie des instabilités mécaniques du montage et des instabilités de la source laser : l'état de polarisation du faisceau laser est mo-

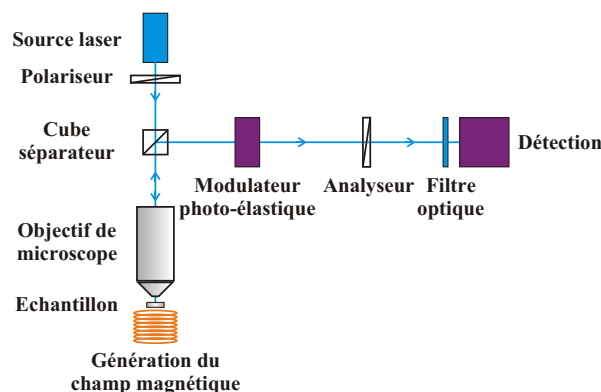


Fig. A.1 : Schéma optique d'un magnétomètre Kerr polaire utilisant un modulateur photo-élastique [212]. L'échantillon est éclairé par un faisceau laser linéairement polarisé. Le faisceau normal réfléchi traverse un modulateur photo-élastique, dont l'axe optique principal est orienté suivant l'axe optique du polariseur, puis un analyseur de polarisation, dont l'axe optique fait un angle de 45° avec celui du polariseur, pour éclairer finalement un système de détection d'intensité lumineuse.

dulé à une fréquence $f = 50$ kHz par un modulateur photo-élastique, de façon à ce que l'ellipticité et la rotation Kerr puissent être mesurées à des fréquences élevées et bien définies, f et $2f$ respectivement, et normalisées par l'intensité lumineuse incidente quasi-continue [237–240] (voir également le chapitre 5).

Considérons, à titre d'exemple, le montage de magnétométrie Kerr polaire décrit au chapitre 5ⁱ, dont le schéma optique est rappelé Fig. A.1.

Le formalisme de Jones [269] consiste à représenter l'état de polarisation d'un faisceau lumineux par un vecteur à deux composantes. Plaçons-nous dans une base telle que le polariseur linéaire et le modulateur photo-élastique aient tous deux leurs axes optiques principaux orientés suivant la direction horizontale. Dans ce cas, nous admettrons que l'état de polarisation du faisceau après la traversée du polariseur puisse être représenté par le vecteur de Jones $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$. L'effet des différents éléments rencontrés par le faisceau peut être modélisé par des opérations matricielles agissant successivement sur ce vecteur de Jones [240] :

- interaction avec l'échantillon : $r \begin{bmatrix} 1 & -\phi_K \\ -\phi_K & -1 \end{bmatrix}$, où r est le coefficient de réflexion en amplitude de l'échantillon, et où $\phi_K = \theta_K + i\varepsilon_K$, avec θ_K et ε_K toutes deux supposées très petites devant 1 ;

i. Nous nous plaçons ici dans le cas de la magnétométrie Kerr polaire, utilisée pour l'étude des échantillons à anisotropie magnétique perpendiculaire (chapitres 3, 5 et 6). Une analyse strictement identique s'applique au cas de la magnétométrie Kerr longitudinale, utilisée pour l'étude des échantillons à anisotropie magnétique planaire (chapitre 2).

- modulateur photoélastique : $\begin{bmatrix} e^{i\frac{\varphi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\varphi}{2}} \end{bmatrix}$, où $\varphi = \varphi_0 \sin(2\pi ft)$ est le déphasage introduit entre les composantes de polarisation du faisceau ;
- polariseur orienté à 45° de l'horizontale : $\begin{bmatrix} \cos^2 \frac{\pi}{4} & \sin \frac{\pi}{4} \cos \frac{\pi}{4} \\ \sin \frac{\pi}{4} \cos \frac{\pi}{4} & \sin^2 \frac{\pi}{4} \end{bmatrix}$.

Ainsi, le vecteur de Jones \mathcal{I} du faisceau lumineux détecté s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{I} &= \frac{r}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos^2 \frac{\pi}{4} & \sin \frac{\pi}{4} \cos \frac{\pi}{4} \\ \sin \frac{\pi}{4} \cos \frac{\pi}{4} & \sin^2 \frac{\pi}{4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\frac{\varphi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\varphi}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & -\phi_K \\ -\phi_K & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \\ &= \frac{r}{2\sqrt{2}} \left(e^{i\frac{\varphi}{2}} - \phi_K e^{-i\frac{\varphi}{2}} \right) \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

On en déduit l'intensité lumineuse détectée :

$$\begin{aligned} I &\propto \frac{1}{2} |\mathcal{I}|^2 \\ &= \frac{2R}{16} \left| e^{i\frac{\varphi}{2}} - \phi_K e^{-i\frac{\varphi}{2}} \right|^2 \quad \text{où} \quad R = |r|^2 \\ &= \frac{R}{8} \left(1 - \phi_K^* e^{i\varphi} - \phi_K e^{-i\varphi} + |\phi_K|^2 \right). \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Or, $\phi_K = \theta_K + i\varepsilon_K$ avec $\theta_K \ll 1$ et $\varepsilon_K \ll 1$. On peut donc écrire :

$$\begin{aligned} I &\propto \frac{R}{8} \left(1 - 2\theta_K \cos \varphi - 2\varepsilon_K \sin \varphi + \theta_K^2 + \varepsilon_K^2 \right) \\ &\approx \frac{R}{8} \left(1 - 2\theta_K \cos \varphi - 2\varepsilon_K \sin \varphi \right). \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Comme $\varphi = \varphi_0 \sin(2\pi ft)$, $\cos \varphi$ et $\sin \varphi$ peuvent se développer de la façon suivante :

$$\cos \varphi = J_0(\varphi_0) + 2J_2(\varphi_0) \cos(4\pi ft), \quad (\text{A.4a})$$

$$\sin \varphi = 2J_1(\varphi_0) \sin(2\pi ft), \quad (\text{A.4b})$$

où J_0 , J_1 et J_2 sont respectivement les fonctions de Bessel d'ordre 0, 1 et 2. Ainsi, on peut écrire :

$$I \propto \frac{R}{8} \left[1 - 2\theta_K J_0(\varphi_0) - 4\theta_K J_2(\varphi_0) \cos(4\pi ft) - 4\varepsilon_K J_1(\varphi_0) \sin(2\pi ft) \right]. \quad (\text{A.5})$$

Cette expression fait apparaître une composante continue, I_0 , et deux composantes variables, I_f et I_{2f} , respectivement à la fréquence f de modulation et à la fréquence harmonique $2f$:

$$I_0 \propto \frac{R}{8} \left[1 - 2\theta_K J_0(\varphi_0) \right], \quad (\text{A.6a})$$

$$I_f \propto \frac{R}{8} \left[-4\varepsilon_K J_1(\varphi_0) \sin(2\pi ft) \right] = -\frac{R}{2} \varepsilon_K J_1(\varphi_0) \sin(2\pi ft), \quad (\text{A.6b})$$

$$I_{2f} \propto \frac{R}{8} \left[-4\theta_K J_2(\varphi_0) \cos(4\pi ft) \right] = -\frac{R}{2} \theta_K J_2(\varphi_0) \cos(4\pi ft). \quad (\text{A.6c})$$

En termes de niveau de signal détecté pour chaque composante :

$$I_0 \propto \frac{R}{8} [1 - 2J_0(\varphi_0)\theta_K], \quad (\text{A.7a})$$

$$I(f) \propto -\frac{R}{2} J_1(\varphi_0)\varepsilon_K, \quad (\text{A.7b})$$

$$I(2f) \propto -\frac{R}{2} J_2(\varphi_0)\theta_K, \quad (\text{A.7c})$$

d'où l'on tire :

$$\frac{I(f)}{I_0} = -\frac{4\varepsilon_K J_1(\varphi_0)}{1 - 2J_0(\varphi_0)\theta_K}, \quad (\text{A.8a})$$

$$\frac{I(2f)}{I_0} = -\frac{4\theta_K J_2(\varphi_0)}{1 - 2J_0(\varphi_0)\theta_K}. \quad (\text{A.8b})$$

Si φ_0 est ajusté de telle façon que $J_0(\varphi_0)$ s'annule (ce qui revient à symétriser $I(f)/I_0$ et $I(2f)/I_0$ par rapport à ε_K et θ_K respectivement), on obtient les relations simples :

$$\frac{I(f)}{I_0} = -4\varepsilon_K J_1(\varphi_0), \quad (\text{A.9a})$$

$$\frac{I(2f)}{I_0} = -4\theta_K J_2(\varphi_0), \quad (\text{A.9b})$$

qui mènent à :

$$\varepsilon_K = B \frac{I(f)}{I_0}, \quad (\text{A.10a})$$

$$\theta_K = C \frac{I(2f)}{I_0}. \quad (\text{A.10b})$$

Ainsi, l'ellipticité Kerr, ε_K , est directement proportionnelle au niveau de signal mesuré à la fréquence de modulation f , normalisé par le signal continu, et la rotation Kerr, θ_K , est directement proportionnelle au niveau de signal mesuré à la fréquence harmonique $2f$, également normalisé par le signal continu. Les coefficients B et C peuvent être déterminés par une procédure de calibration adaptée. Il est alors possible, en mesurant les rapports $I(f)/I_0$ et $I(2f)/I_0$, de remonter aux valeurs de ε_K et θ_K , indicatives de l'état magnétique de la zone éclairée de l'échantillon.

Différentes mesures peuvent ainsi être conduites. Par exemple, dans le cas d'un échantillon à anisotropie magnétique perpendiculaire, la rotation (ou l'ellipticité) Kerr polaire peut être mesurée en fonction :

- du champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon (*i. e.* suivant son axe de facile aimantation), ce qui donne accès au cycle d'hystérésis, et donc au champ coercitif dans la zone éclairée de l'échantillon [212] (chapitres 3 et 5) ;
- du temps, sous un champ magnétique constant appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon (à nouveau, suivant son axe de facile aimantation), ce qui permet la réalisation de mesures de relaxation magnétique (similaires à celles décrites dans le chapitre 2 pour

- un système à anisotropie magnétique planaire [56]) ;
- du champ magnétique appliqué quasiment dans le plan de l'échantillon (*i. e.* suivant un axe de difficile aimantation), ce qui permet la mesure de l'anisotropie magnétique perpendiculaire du système [26, 84, 98] (chapitre 3).

A.3 Microscopie magnéto-optique Kerr polaire globale

A.3.1 Montage expérimental

Pour imager les domaines magnétiques dans nos échantillons, nous avons utilisé deux montages de microscopie magnéto-optique Kerr polaire globale en champ lointain et à haute résolution [29, 93, 119]. Ces deux montages sont de même facture. L'un d'entre eux est schématisé Fig. A.2. Son principe est globalement identique à celui du montage de magnétométrie décrit dans la section précédente. Simplement, ici, l'analyse de polarisation est réalisée entre polariseur et analyseur légèrement décroisés de 9° (on n'utilise pas de technique de modulation), et le détecteur d'intensité lumineuse est remplacé par une caméra CCD refroidie. Chaque pixel des images enregistrées par cette caméra (typiquement une image toutes les quelques secondes) fournit une information sur l'état magnétique d'une région d'environ $0,1 \times 0,1 \mu\text{m}^2$ sur l'échantillon. Une petite bobine (de diamètre intérieur 1,4 mm), localisée au voisinage immédiat de l'échantillon, permet l'application de courtes impulsions de champ magnétique. Le champ de vision du microscope ($55 \times 83 \mu\text{m}^2$) est toujours situé à proximité du centre de cette bobine, afin d'assurer une bonne homogénéité du champ au niveau de la zone éclairée de l'échantillon. L'ensemble [échantillon + petite bobine] est placé dans l'entrefer d'un électro-aimant, qui permet d'appliquer des champs magnétiques plus forts et pendant de plus longues durées, par exemple pour saturer l'échantillon. Afin de limiter les vibrations, instabilités et dérives des différents éléments, le montage est installé sur un marbre, thermiquement isolé, et thermostaté à $\pm 0,1 \text{ K}$ pendant 24 heures.

A.3.2 Méthode expérimentale pour la mesure des déplacements de parois

Les résultats expérimentaux présentés dans les chapitres précédents ont été obtenus suivant l'approche quasi-statique « avant/après » schématisée Fig. A.3.

A.3.2.1 Saturation

L'échantillon est tout d'abord saturé par application d'une impulsion longue et intense de champ magnétique négatif (plusieurs centaines d'oersteds pendant 1 ms ou plus, suivant l'échantillon). A l'issue de cette saturation, une série d'images optiques (typiquement huit images) de l'échantillon est enregistrée sous champ nul (à $\pm 20 \text{ mOe}$ près), et moyennée. L'image moyenne obtenue constitue l'image de référence (s) de l'échantillon, dans un état magnétique saturé que nous désignerons par \downarrow .

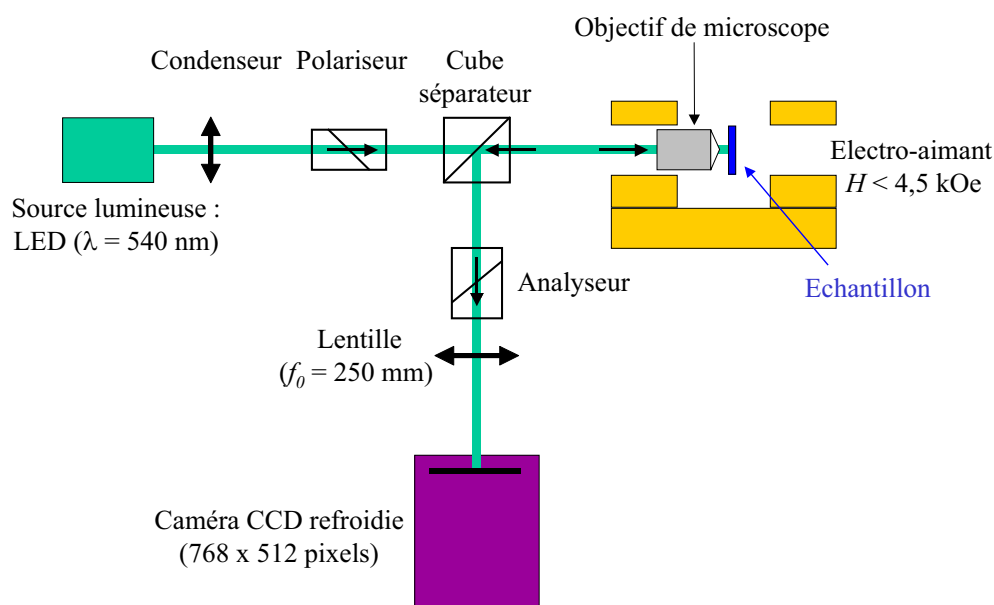


Fig. A.2 : Schéma optique d'un de nos microscopes Kerr polaires à haute résolution. Le polariseur et l'analyseur sont décroisés de 9° . Chaque point de l'échantillon a un point image sur la caméra CCD refroidie, sur laquelle chaque pixel correspond à environ $0,1 \times 0,1 \mu\text{m}^2$ sur l'échantillon.

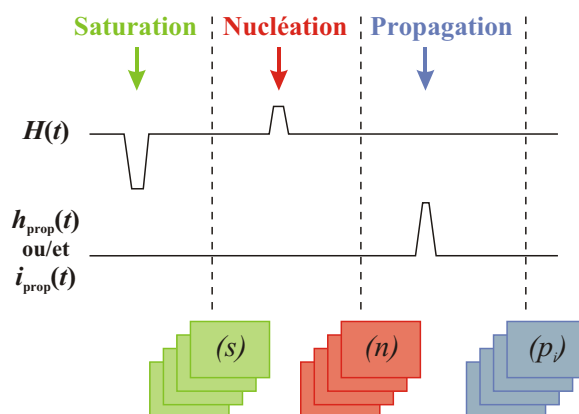


Fig. A.3 : Principe des mesures de nucléation de domaines et de propagation de parois par microscopie magnéto-optique Kerr. Les mesures sont réalisées en trois étapes : saturation et nucléation sous champ magnétique, puis propagation sous champ magnétique ou/et courant électrique. Après chaque étape, une série d'images optiques est acquise et moyennée, ce qui permet, par différences d'images moyennées, de suivre étape par étape l'état magnétique du système.

A.3.2.2 Nucléation

Partant de l'état saturé \downarrow , l'échantillon est soumis à une ou plusieurs impulsions courtes de champ positif. Ces impulsions (dont les paramètres dépendent très fortement de l'échantillon) sont choisies de façon à provoquer une nucléation relativement reproductible d'un petit nombre de domaines \uparrow dans le système. Une nouvelle série d'images optiques est alors acquise et moyennée sous champ quasi-nul, afin d'obtenir une image (n) de l'échantillon dans un état « nucléé \uparrow ». La différence [image optique (n) – image optique (s)] fournit une image magnéto-optique de l'échantillon par rapport à l'état magnétique saturé \downarrow de référence. Sur cette image, les domaines \uparrow nucléés apparaissent en noir, alors que les régions de l'échantillon qui sont restées inchangées lors de l'étape de nucléation (domaines \downarrow et régions non magnétiques) apparaissent en gris (voir par exemple les Fig. 3.3 (cas d'un film magnétique continu) et 6.1 (cas d'une nanostructure)).

A.3.2.3 Propagation

On procède enfin à l'étape visant à faire propager les parois de domaines présentes dans le système. Pour cela, diverses impulsions de champ magnétique, $h_{\text{prop}}(t)$, ou/et de courant électrique, $i_{\text{prop}}(t)$, peuvent être appliquées au système (sans re-saturations intermédiaires). Entre deux événements successifs, une image optique moyenne (p_i) est obtenue sous champ quasi-nul. Comme précédemment, les différences [image optique (p_i) – image optique (s)] fournissent des images magnéto-optiques de l'échantillon, qui correspondent à ses états magnétiques successifs par rapport à l'état magnétique saturé \downarrow de référence. En comparant ces images magnéto-optiques, on peut mettre en évidence l'effet magnétique des différents événements (impulsions de champ ou/et de courant) subis par l'échantillon, et, le cas échéant, mesurer le déplacement des parois de domaines. A nouveau, sur ces images, les domaines \uparrow apparaissent en noir, alors que les domaines \downarrow et les zones non magnétiques de l'échantillon apparaissent en gris.

On s'assure, à chaque étape, que la structure en domaines de l'échantillon n'évolue pas sous champ quasi-nul pendant le temps nécessaire à l'acquisition des images.

La durée typique d'un cycle de mesures est de quelques minutes.

A.3.2.4 Mesure de la loi de vitesse de propagation de parois

Pour chaque valeur du champ magnétique appliqué, le déplacement des parois est mesuré pour plusieurs impulsions de champ successives (Fig. A.4), de même amplitude, mais de durées croissantes (supérieures à 250 ns, pour être sûr que le plateau de l'impulsion soit atteint). La vitesse de propagation est alors déterminée à partir d'un ajustement linéaire du déplacement de paroi tracé en fonction de la durée d'impulsion [26]. Ceci permet de s'affranchir de la forme des impulsions de champ magnétique appliquées, et des possibles effets transitoires au début et à la fin de ces impulsions.

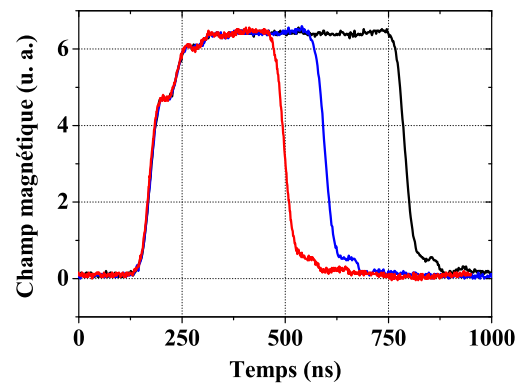


Fig. A.4 : Exemples de formes d'impulsions de champ magnétique, de même amplitude mais de durées différentes, utilisées pour la détermination d'une loi de vitesse de propagation de parois.

Annexe B

Formulaire

B.1 Constantes physiques fondamentales

Quantité	Symbole	Valeur	
Constante de Boltzmann	k_B	$1,381 \cdot 10^{-16}$	erg.K ⁻¹
Constante de Planck	h	$6,626 \cdot 10^{-27}$	erg.s
Charge électronique	e	+ $1,602 \cdot 10^{-19}$	C
Masse électronique	m	$9,109 \cdot 10^{-31}$	kg
Rapport gyromagnétique de l'électron	γ	+ $1,761 \cdot 10^7$	s ⁻¹ .Oe ⁻¹
Magnéton de Bohr	μ_B	$9,274 \cdot 10^{-21}$	erg.G ⁻¹
Facteur de Landé de l'électron	g	2,002	-
Perméabilité magnétique du vide	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$	H.m ⁻¹
		= $12,566 \cdot 10^{-7}$	H.m ⁻¹

Tab. B.1 : Valeurs recommandées approchées de quelques constantes physiques fondamentales utiles [270].

B.2 Conversions d'unités

Quantité	Unité cgs	Valeur en unités SI
Champ d'induction magnétique	1 G	= 10^{-4} T
Champ magnétique	1 Oe	= $10^3/4\pi$ A.m ⁻¹
Énergie	1 erg	= 10^{-7} J
Moment magnétique	1 erg.G ⁻¹	= 10^{-3} A.m ² (J.T ⁻¹)
Aimantation	1 erg.G ⁻¹ .cm ⁻³	= 10^3 A.m ⁻¹

Tab. B.2 : Correspondances entre les unités cgs et les unités du système international (SI). On écrit parfois 1 emu = 1 erg.G⁻¹, bien que l'emu ne soit pas une unité.

Références

Références

- [1] A. P. MALOZEMOFF et J. C. SLONCZEWSKI : *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials*. Academic Press, New-York, 1979.
- [2] O. FRUCHART et A. THIAVILLE : Magnetism in reduced dimensions. *C. R. Physique*, vol. **6**, p. 921–933, 2005.
- [3] A. HUBERT et R. SCHÄFER : *Magnetic Domains – The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer, Berlin, 1998.
- [4] C. KITTEL : Physical theory of ferromagnetic domains. *Rev. Mod. Phys.*, vol. **21**, p. 541–583, 1949.
- [5] C. H. MARROWS : Spin-polarised currents and magnetic domain walls. *Adv. Phys.*, vol. **54**, p. 583–713, 2005.
- [6] A. AHARONI : Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms. *J. Appl. Phys.*, vol. **83**, p. 3432–3434, 1998.
- [7] J. A. OSBORN : Demagnetizing factors of the general ellipsoïd. *Phys. Rev.*, vol. **67**, p. 351–357, 1945.
- [8] R. D. MCMICHAEL et M. J. DONAHUE : Head to head domain wall structures in thin magnetic strips. *IEEE Trans. Magn.*, vol. **33**, p. 4167–4169, 1997.
- [9] J. FERRÉ : Dynamics of magnetization reversal : from continuous to patterned ferromagnetic films. In B. HILLEBRANDS et K. OUNADJELA, éditeurs : *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*, volume 83 de *Topics in Applied Physics*, pages 127–165. Springer, Berlin, 2002.
- [10] W. WERNSDORFER, E. BONET OROZCO, K. HASSELBACH, A. BENOIT, B. BARBARA, N. DEMONCY, A. LOISEAU, H. PASCARD et D. MAILLY : Experimental evidence of the Néel-Brown model of magnetization reversal. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **78**, p. 1791–1794, 1997.
- [11] M. LABRUNE, S. ANDRIEU, F. RIO et P. BERNSTEIN : Time dependence of the magnetization process of RE-TM alloys. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **80**, p. 211–218, 1989.
- [12] A. KIRILYUK, J. FERRÉ, V. GROLIER, J.-P. JAMET et D. RENARD : Magnetization reversal in ultrathin ferromagnetic films with perpendicular anisotropy. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **171**, p. 45–63, 1997.
- [13] S.-B. CHOE, Y.-C. CHO, H.-J. JANG et S.-C. SHIN : Activation volumes of wall-motion and nucleation processes in Co-based ferromagnetic multilayer films. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **240**, p. 308–310, 2002.

- [14] J. FERRÉ : New magneto-optical recording media. In G. C. HADJIPANAYIS, éditeur : *Magnetic Storage Systems Beyond 2000 – Proceedings of the NATO Advanced Study Institute, 25 June-7 July 2000, Rhodes, Greece*, numéro 41 in NATO Science Series II : Mathematics, Physics and Chemistry, pages 181–200. Kluwer Academic, Dordrecht, 2002.
- [15] J. C. SLONCZEWSKI : Dynamics of magnetic domain walls. *Int. J. Magn.*, vol. **2**, p. 85–97, 1972.
- [16] N. L. SCHRYER et L. R. WALKER : The motion of 180° domain walls in uniform dc magnetic fields. *J. Appl. Phys.*, vol. **45**, p. 5406–5421, 1974.
- [17] L. D. LANDAU et E. M. LIFSHITZ : On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjetunion*, vol. **8**, p. 153–169, 1935.
- [18] T. L. GILBERT : A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Phys. Rev.*, vol. **100**, p. 1243, 1955.
- [19] G. BLATTER, M. V. FEIGEL'MAN, V. B. GESHKENBIEN, A. I. LARKIN et V. M. VINOKUR : Vortices in high-temperature superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, vol. **66**, p. 1125–1388, 1994.
- [20] S. BRAZOVSKII et T. NATTERMANN : Pinning and sliding of driven elastic systems : from domain walls to charge density waves. *Adv. Phys.*, vol. **53**, p. 177–252, 2004.
- [21] P. CHAUVE, T. GIAMARCHI et P. LE DOUSSAL : Creep and depinning in disordered media. *Phys. Rev. B*, vol. **62**, p. 6241–6267, 2000.
- [22] H. FUKUYAMA et P. A. LEE : Dynamics of the charge-density wave. I. Impurity pinning in a single chain. *Phys. Rev. B*, vol. **17**, p. 535–541, 1978.
- [23] P. G. DE GENNES : Wetting : statics and dynamics. *Rev. Mod. Phys.*, vol. **57**, p. 827–863, 1985.
- [24] S. LEMERLE, J. FERRÉ, C. CHAPPERT, V. MATHET, T. GIAMARCHI et P. LE DOUSSAL : Domain wall creep in an Ising ultrathin magnetic film. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **80**, p. 849–852, 1998.
- [25] W. KLEEMANN, J. RHENSIUS, O. PETRACIC, J. FERRÉ, J. P. JAMET et H. BERNAS : Modes of periodic domain wall motion in ultrathin ferromagnetic layers. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **99**, p. 097203, 2007.
- [26] P. J. METAXAS, J. P. JAMET, A. MOUGIN, M. CORMIER, J. FERRÉ, V. BALTZ, B. RODMACQ, B. DIENY et R. L. STAMPS : Creep and flow regimes of magnetic domain-wall motion in ultrathin Pt/Co/Pt films with perpendicular anisotropy. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **99**, p. 217208, 2007.
- [27] D. RAVELOSONA, F. CAYSSOL, J. WUNDERLICH, H. W. SCHUMACHER, C. CHAPPERT, V. MATHET, J. FERRÉ et J.-P. JAMET : Dynamics of magnetization reversal in a mesoscopic wire. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **249**, p. 170–174, 2002.
- [28] F. CAYSSOL, D. RAVELOSONA, C. CHAPPERT, J. FERRÉ et J. P. JAMET : Domain wall creep in magnetic wires. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **92**, p. 107202, 2004.

- [29] J. P. JAMET, J. FERRÉ, P. MEYER, J. GIERAK, C. VIEU, F. ROUSSEAU, C. CHAPPERT et V. MATHET : Giant enhancement of the domain wall velocity in irradiated ultrathin magnetic nanowires. *IEEE Trans. Magn.*, vol. **37**, p. 2120–2122, 2001.
- [30] Y. NAKATANI, A. THIAVILLE et J. MILTAT : Faster magnetic walls in rough wires. *Nature Mater.*, vol. **2**, p. 521–523, 2003.
- [31] A. THIAVILLE : The demagnetizing field inside a domain wall. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **140-144**, p. 1877–1878, 1995.
- [32] D. G. PORTER et M. J. DONAHUE : Velocity of transverse domain wall motion along thin, narrow strips. *J. Appl. Phys.*, vol. **95**, p. 6729–6731, 2004.
- [33] A. MOUGIN, M. CORMIER, J. P. ADAM, P. J. METAXAS et J. FERRÉ : Domain wall mobility, stability and Walker breakdown in magnetic nanowires. *Europhys. Lett.*, vol. **78**, p. 57007, 2007.
- [34] M. REDJDAL, J. GIUSTI, M. F. RUANE et F. B. HUMPHREY : Thickness dependent wall mobility in thin permalloy films. *J. Appl. Phys.*, vol. **91**, p. 7547–7549, 2002.
- [35] S. V. TARASENKO, A. STANKIEWICZ, V. V. TARASENKO et J. FERRÉ : Bloch wall dynamics in ultrathin ferromagnetic films. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **189**, p. 19–24, 1998.
- [36] S. KONISHI, S. YAMADA et T. KUSUDA : Domain-wall velocity, mobility, and mean-free-path in permalloy films. *IEEE Trans. Magn.*, vol. **7**, p. 722–724, 1971.
- [37] A. DOURLAT, V. JEUDY, A. LEMAÎTRE et C. GOURDON : Field-driven domain-wall dynamics in (Ga,Mn)As films with perpendicular anisotropy. *Phys. Rev. B*, vol. **78**, p. 161303, 2008.
- [38] T. ONO, H. MIYAJIMA, K. SHIGETO, K. MIBU, N. HOSOITO et T. SHINJO : Propagation of a magnetic domain wall in a submicrometer magnetic wire. *Science*, vol. **284**, p. 468–470, 1999.
- [39] D. ATKINSON, D. A. ALLWOOD, G. XIONG, M. D. COOKE, C. C. FAULKNER et R. P. COWBURN : Magnetic domain-wall dynamics in a submicrometer ferromagnetic structure. *Nature Mater.*, vol. **2**, p. 85–87, 2003.
- [40] G. S. D. BEACH, C. NISTOR, C. KNUTSON, M. TSOI et J. L. ERSKINE : Dynamics of field-driven domain-wall propagation in ferromagnetic nanowires. *Nature Mater.*, vol. **4**, p. 741–744, 2005.
- [41] M. HAYASHI, L. THOMAS, Y. B. BAZALIY, C. RETTNER, R. MORIYA, X. JIANG et S. S. P. PARKIN : Influence of current on field-driven domain wall motion in permalloy nanowires from time resolved measurements of anisotropic magnetoresistance. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **96**, p. 197207, 2006.
- [42] J. YANG, C. NISTOR, G. S. D. BEACH et J. L. ERSKINE : Magnetic domain-wall velocity oscillations in permalloy nanowires. *Phys. Rev. B*, vol. **77**, p. 014413, 2008.
- [43] G. WERNER et R. WHALEN : A 110-nanosecond ferrite memory. *IEEE Trans. Magn.*, vol. **2**, p. 584–588, 1966.
- [44] J. ÅKERMAN : Toward a universal memory. *Science*, vol. **308**, p. 508–510, 2005.

- [45] C. CHAPPERT, A. FERT et F. NGUYEN VAN DAU : The emergence of spin electronics in data storage. *Nature Mater.*, vol. **6**, p. 813–823, 2007.
- [46] M. N. BAIBICH, J. M. BROTO, A. FERT, F. NGUYEN VAN DAU, F. PETROFF, P. EITENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH et J. CHAZELAS : Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **61**, p. 2472–2475, 1988.
- [47] G. BINASCH, P. GRÜNBERG, F. SAURENBACH et W. ZINN : Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, vol. **39**, p. 4828–4830, 1989.
- [48] A. BARTHÉLÉMY, A. FERT et F. PETROFF : Giant magnetoresistance in magnetic multilayers. In K. H. J. BUSCHOW, éditeur : *Handbook of magnetic materials*, volume 12, pages 1–96. Elsevier, Amsterdam, 1999.
- [49] M. JULLIERE : Tunneling between ferromagnetic films. *Phys. Lett. A*, vol. **54**, p. 225–226, 1975.
- [50] J. S. MOODERA, L. R. KINDER, T. M. WONG et R. MESERVEY : Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **74**, p. 3273–3276, 1995.
- [51] J. S. MOODERA et G. MATHON : Spin polarized tunneling in ferromagnetic junctions. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **200**, p. 248–273, 1999.
- [52] R. S. BEECH, J. A. ANDERSON, A. V. POHM et J. M. DAUGHTON : Curie point written magnetoresistive memory. *J. Appl. Phys.*, vol. **87**, p. 6403–6405, 2000.
- [53] I. L. PREJBEANU, W. KULA, K. OUNADJELA, R. C. SOUSA, O. REDON, B. DIENY et J.-P. NOZIERES : Thermally assisted switching in exchange-biased storage layer magnetic tunnel junctions. *IEEE Trans. Magn.*, vol. **40**, p. 2625–2627, 2004.
- [54] M. MANSURIPUR : *The Physical Principles of Magneto-Optical Recording*. Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- [55] K. MARCH : *Étude à l'échelle atomique de l'ordre local et de la structure électronique aux interfaces d'une jonction tunnel magnétique métal/oxyde : du dispositif fonctionnel à un système modèle*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, Orsay, 2008. Pour des raisons de confidentialité, seule une version partielle du manuscrit sera en circulation jusqu'à expiration d'un délai de cinq ans.
- [56] M. CORMIER, K. MARCH, J. FERRÉ, A. MOUGIN et W. RABERG : Asymmetry of the magnetization reversal process in a magnetic tunnel junction. *Phys. Rev. B*, vol. **77**, p. 054419, 2008.
- [57] W. H. MEIKLEJOHN et C. P. BEAN : New magnetic anisotropy. *Phys. Rev.*, vol. **102**, p. 1413–1414, 1956.
- [58] R. L. STAMPS : Mechanisms for exchange bias. *J. Phys. D*, vol. **33**, p. R247–R268, 2000.
- [59] K. Y. KIM, S. H. JANG, K. H. SHIN, H. J. KIM et T. KANG : Interlayer coupling field in spin valves with CoFe/Ru/CoFe/FeMn synthetic antiferromagnets. *J. Appl. Phys.*, vol. **89**, p. 7612–7615, 2001.

- [60] M. D. STILES : Interlayer exchange coupling. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **200**, p. 322–337, 1999.
- [61] L. NÉEL : Sur un nouveau mode de couplage entre les aimantations de deux couches minces ferromagnétiques. *C. R. Acad. Sci. Paris*, vol. **255**, p. 1676–1681, 1962.
- [62] J. MORITZ, F. GARCIA, J. C. TOUSSAINT, B. DIENY et J. P. NOZIÈRES : Orange peel coupling in multilayers with perpendicular magnetic anisotropy : application to (Co/Pt)-based exchange-biased spin-valves. *Europhys. Lett.*, vol. **65**, p. 123–129, 2004.
- [63] P. FUCHS, U. RAMSPERGER, A. VATERLAUS et M. LANDOLT : Roughness-induced coupling between ferromagnetic films across an amorphous spacer layer. *Phys. Rev. B*, vol. **55**, p. 12546–12551, 1997.
- [64] H. D. CHOPRA, D. X. YANG, P. J. CHEN, D. C. PARKS et W. F. EGELHOFF, JR. : Nature of coupling and origin of coercivity in giant magnetoresistance NiO-Co-Cu-based spin valves. *Phys. Rev. B*, vol. **61**, p. 9642–9652, 2000.
- [65] B. DIENY, V. S. SPERIOSU, S. S. P. PARKIN, B. A. GURNEY, D. R. WILHOIT et D. MAURI : Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers. *Phys. Rev. B*, vol. **43**, p. 1297–1300, 1991.
- [66] B. DIENY, V. S. SPERIOSU, S. METIN, S. S. P. PARKIN, B. A. GURNEY, P. BAUMGART et D. R. WILHOIT : Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valve structures. *J. Appl. Phys.*, vol. **69**, p. 4774–4779, 1991.
- [67] J. M. DAUGHTON : Magnetic tunneling applied to memory. *J. Appl. Phys.*, vol. **81**, p. 3758–3763, 1997.
- [68] T. DIMOPOULOS, G. GIERES, J. WECKER, N. WIESE et M. D. SACHER : Thermal annealing of junctions with amorphous and polycrystalline ferromagnetic electrodes. *J. Appl. Phys.*, vol. **96**, p. 6382–6386, 2004.
- [69] Y. PENNEC, J. CAMARERO, J. C. TOUSSAINT, S. PIZZINI, M. BONFIM, F. PETROFF, W. KUCH, F. OFFI, K. FUKUMOTO, F. NGUYEN VAN DAU et J. VOGEL : Switching-mode-dependent magnetic interlayer coupling strength in spin valves and magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. B*, vol. **69**, p. 180402(R), 2004.
- [70] S. BOUKARI, R. ALLENSPACH et A. BISCHOF : Magnetic relaxation in thin Co films with in-plane magnetization. *Phys. Rev. B*, vol. **63**, p. 180402(R), 2001.
- [71] E. FATUZZO : Theoretical considerations on the switching transient in ferroelectrics. *Phys. Rev.*, vol. **127**, p. 1999–2005, 1962.
- [72] V. I. NIKITENKO, V. S. GORNAKOV, A. J. SHAPIRO, R. D. SHULL, K. LIU, S. M. ZHOU et C. L. CHIEN : Asymmetry in elementary events of magnetization reversal in a ferromagnetic/antiferromagnetic bilayer. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **84**, p. 765–768, 2000.
- [73] B. BECKMANN, U. NOWAK et K. D. USADEL : Asymmetric reversal modes in ferromagnetic/antiferromagnetic multilayers. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **91**, p. 187201, 2003.
- [74] J. MCCORD, R. SCHÄFER, R. MATTHEIS et K.-U. BARHOLZ : Kerr observations of asymmetric magnetization reversal processes in CoFe/IrMn bilayer systems. *J. Appl. Phys.*, vol. **93**, p. 5491–5497, 2003.

- [75] F. ROMANENS, S. PIZZINI, F. YOKAICHIYA, M. BONFIM, Y. PENNEC, J. CAMARERO, J. VOGEL, J. SORT, F. GARCIA, B. RODMACQ et B. DIENY : Magnetic relaxation of exchange biased Pt/Co multilayers studied by time-resolved Kerr microscopy. *Phys. Rev. B*, vol. **72**, p. 134410, 2005.
- [76] J. CAMARERO, J. SORT, A. HOFFMANN, J. M. GARCÍA-MARTÍN, B. DIENY, R. MIRANDA et J. NOGUÉS : Origin of the asymmetric magnetization reversal behavior in exchange-biased systems : competing anisotropies. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **95**, p. 057204, 2005.
- [77] X. PORTIER, A. K. PETFORD-LONG, R. C. DOOLE, T. C. ANTHONY et J. A. BRUG : Lorentz transmission electron microscopy on NiFe/Cu/Co/NiFe/MnNi active spin valve elements. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **71**, p. 2032–2034, 1997.
- [78] K. FUKUMOTO, W. KUCH, J. VOGEL, J. CAMARERO, S. PIZZINI, F. OFFI, Y. PENNEC, M. BONFIM, A. FONTAINE et J. KIRSCHNER : Mobility of domain wall motion in the permalloy layer of a spin-valve-like Fe₂₀Ni₈₀/Cu/Co trilayer. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **293**, p. 863–871, 2005.
- [79] J. FERRÉ, V. GROLIER, P. MEYER, S. LEMERLE, A. MAZIEWSKI, E. STEFANOWICZ, S. V. TARASENKO, V. V. TARASENKO, M. KISIELEWSKI et D. RENARD : Magnetization-reversal processes in an ultrathin Co/Au film. *Phys. Rev. B*, vol. **55**, p. 15092–15102, 1997.
- [80] V. DA COSTA, M. ROMEO et F. BARDOU : Statistical properties of currents flowing through tunnel junctions. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **258-259**, p. 90–95, 2003.
- [81] V. BALTZ : *Effets de taille finie sur les couplages magnétostatiques et l'anisotropie d'échange dans le domaine de l'enregistrement magnétique*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble, 2005.
- [82] A. MOUGIN : Mesures de réflectivité des rayons X sur Si / SiO₂ / Pt(4.5nm) / Co(tCo) / Pt(3.5nm). Résultats non publiés.
- [83] T. DEVOLDER : *Structuration et nanostructuration de couches magnétiques Co/Pt par irradiation ionique*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, Orsay, 2000.
- [84] S. LEMERLE : *Étude de la dynamique de renversement de l'aimantation dans les couches ultra-minces à anisotropie perpendiculaire : rôle de la nanostructure*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, Orsay, 1998.
- [85] C. CHAPPERT, H. BERNAS, J. FERRÉ, V. KOTTLER, J.-P. JAMET, Y. CHEN, E. CAMBRIL, T. DEVOLDER, F. ROUSSEAUX, V. MATHET et H. LAUNOIS : Planar patterned magnetic media obtained by ion irradiation. *Science*, vol. **280**, p. 1919–1922, 1998.
- [86] T. AIGN, P. MEYER, S. LEMERLE, J. P. JAMET, J. FERRÉ, V. MATHET, C. CHAPPERT, J. GIERAK, C. VIEU, F. ROUSSEAUX, H. LAUNOIS et H. BERNAS : Magnetization reversal in arrays of perpendicularly magnetized ultrathin dots coupled by dipolar interaction. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **81**, p. 5656–5659, 1998.
- [87] J. FERRÉ, C. CHAPPERT, H. BERNAS, J.-P. JAMET, P. MEYER, O. KAITASOV, S. LEMERLE, V. MATHET, F. ROUSSEAUX et H. LAUNOIS : Irradiation induced effects on magnetic properties of Pt/Co/Pt ultrathin films. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **198-199**, p. 191–193, 1999.

- [88] V. MATHET, T. DEVOLDER, C. CHAPPERT, J. FERRÉ, S. LEMERLE, L. BELLIARD et G. GUENTHERODT : Morphology and magnetic properties of Pt/Co/Pt sandwiches grown by argon sputter deposition. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **260**, p. 295–304, 2003.
- [89] J. FERRÉ, V. REPAIN, J.-P. JAMET, A. MOUGIN, V. MATHET, C. CHAPPERT et H. BERNAS : Magnetisation reversal dynamics in an ultrathin magnetic film and the creep phenomenon. *Phys. Status Solidi A*, vol. **201**, p. 1386–1391, 2004.
- [90] V. REPAIN, M. BAUER, J.-P. JAMET, J. FERRÉ, A. MOUGIN, C. CHAPPERT et H. BERNAS : Creep motion of a magnetic wall : avalanche size divergence. *Europhys. Lett.*, vol. **68**, p. 460–466, 2004.
- [91] F. CAYSSOL, J. L. MENÉNDEZ, D. RAVELOSONA, C. CHAPPERT, J.-P. JAMET, J. FERRÉ et H. BERNAS : Enhancing domain wall motion in magnetic wires by ion irradiation. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **86**, p. 022503, 2005.
- [92] J. FERRÉ et J. P. JAMET : Alternative patterning techniques : magnetic interactions in nanomagnet arrays. In H. KRONMÜLLER et S. PARKIN, éditeurs : *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*, volume 3, pages 1710–1735. Wiley, Chichester, 2007.
- [93] J.-P. ADAM : *Du renversement sous champ de l'aimantation d'un nano-plot au déplacement sous courant d'une paroi de domaines dans une nano-piste par microscopie Kerr polaire*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, Orsay, 2008.
- [94] P. F. CARCIA : Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co and Pt/Co thin-film layered structures. *J. Appl. Phys.*, vol. **63**, p. 5066–5073, 1988.
- [95] N. NAKAJIMA, T. KOIDE, T. SHIDARA, H. MIYAUCHI, H. FUKUTANI, A. FUJIMORI, K. IIO, T. KATAYAMA, M. NÝVLT et 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.*, vol. **81**, p. 5229–5232, 1998.
- [96] J. FERRÉ : Mesures par magnétométrie magnéto-optique sur Si / SiO₂ / Pt(4.5nm) / Co(*t*_{Co}) / Pt(3.5nm). Résultats non publiés.
- [97] M. KISIELEWSKI, A. MAZIEWSKI, M. TEKIELAK, J. FERRÉ, S. LEMERLE, V. MATHET et C. CHAPPERT : Magnetic anisotropy and magnetization reversal processes in Pt/Co/Pt films. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **260**, p. 231–243, 2003.
- [98] V. GROLIER, J. FERRÉ, A. MAZIEWSKI, E. STEFANOWICZ et D. RENARD : Magneto-optical anisometry of ultrathin cobalt films. *J. Appl. Phys.*, vol. **73**, p. 5939–5941, 1993.
- [99] G. A. BERTERO, R. SINCLAIR, C.-H. PARK et Z. X. SHEN : Interface structure and perpendicular magnetic anisotropy in Pt/Co multilayers. *J. Appl. Phys.*, vol. **77**, p. 3953–3959, 1995.
- [100] P. J. METAXAS : Domain wall dynamics in ultrathin ferromagnetic film structures : disorder, coupling and periodic pinning. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, Orsay, soutenance prévue début 2009.
- [101] P. BRUNO : Magnetization and Curie temperature of ferromagnetic ultrathin films : the influence of magnetic anisotropy and dipolar interactions. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, vol. **231**, p. 299–310, 1992.

- [102] A. TAYLOR et R. W. FLOYD : Precision measurements of lattice parameters of non-cubic crystals. *Acta Crystallogr.*, vol. **3**, p. 285–289, 1950.
- [103] C. T. CHEN, Y. U. IDZERDA, H.-J. LIN, N. V. SMITH, G. MEIGS, E. CHABAN, G. H. HO, E. PELLEGRIN et F. SETTE : Experimental confirmation of the x-ray magnetic circular dichroism sum rules for iron and cobalt. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **75**, p. 152–155, 1995.
- [104] W. GRANGE, M. MARET, J.-P. KAPPLER, J. VOGEL, A. FONTAINE, F. PETROFF, G. KRILL, A. ROGALEV, J. GOULON, M. FINAZZI et N. B. BROOKES : Magnetocrystalline anisotropy in (111) CoPt₃ thin films probed by x-ray magnetic circular dichroism. *Phys. Rev. B*, vol. **58**, p. 6298–6304, 1998.
- [105] A. MOUGIN, P. OHRESSER et S. STANESCU : Mesures XMCD sur Si / SiO₂ / Pt(4.5nm) / Co(0.5nm) / Pt(3.5nm). Résultats non publiés.
- [106] X. LIU, M. M. STEINER, R. SOORYAKUMAR, G. A. PRINZ, R. F. C. FARROW et G. HARP : Exchange stiffness, magnetization, and spin waves in cubic and hexagonal phases of cobalt. *Phys. Rev. B*, vol. **53**, p. 12166–12172, 1996.
- [107] M. GRIMSDITCH, E. E. FULLERTON et R. L. STAMPS : Exchange and anisotropy effects on spin waves in epitaxial Co films. *Phys. Rev. B*, vol. **56**, p. 2617–2622, 1997.
- [108] T. NATTERMANN, V. POKROVSKY et V. M. VINOKUR : Hysteretic dynamics of domain walls at finite temperatures. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **87**, p. 197005, 2001.
- [109] M. HAYASHI, L. THOMAS, C. RETTNER, R. MORIYA et S. S. P. PARKIN : Direct observation of the coherent precession of magnetic domain walls propagating along permalloy nanowires. *Nat. Phys.*, vol. **3**, p. 21–25, 2007.
- [110] C. H. BACK et H. C. SIEGMANN : Ultrashort magnetic field pulses and the elementary process of magnetization reversal. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **200**, p. 774–785, 1999.
- [111] A. BARMAN, S. WANG, O. HELLWIG, A. BERGER, E. E. FULLERTON et H. SCHMIDT : Ultrafast magnetization dynamics in high perpendicular anisotropy [Co/Pt]_n multilayers. *J. Appl. Phys.*, vol. **101**, p. 09D102, 2007.
- [112] C. H. BACK, R. ALLENSPACH, W. WEBER, S. S. P. PARKIN, D. WELLER, E. L. GARWIN et H. C. SIEGMANN : Minimum field strength in precessional magnetization reversal. *Science*, vol. **285**, p. 864–867, 1999.
- [113] I. TUDOSA, C. STAMM, A. B. KASHUBA, F. KING, H. C. SIEGMANN, J. STÖHR, G. JU, B. LU et D. WELLER : The ultimate speed of magnetic switching in granular recording media. *Nature*, vol. **428**, p. 831–833, 2004.
- [114] H. HURDEQUINT : Mesures par résonance ferromagnétique sur Si / SiO₂ / Pt(4.5nm) / Co(*t*_{Co}) / Pt(3.5nm). Résultats non publiés.
- [115] T. DEVOLDER, J. FERRÉ, C. CHAPPERT, H. BERNAS, J.-P. JAMET et V. MATHET : Magnetic properties of He⁺-irradiated Pt/Co/Pt ultrathin films. *Phys. Rev. B*, vol. **64**, p. 064415, 2001.
- [116] T. DEVOLDER, S. PIZZINI, J. VOGEL, H. BERNAS, C. CHAPPERT, V. MATHET et M. BOROWSKI : X-ray absorption analysis of sputter-grown Co/Pt stackings before and after helium irradiation. *Eur. Phys. J. B*, vol. **22**, p. 193–201, 2001.

- [117] J. FERRÉ, T. DEVOLDER, H. BERNAS, J. P. JAMET, V. REPAIN, M. BAUER, N. VERNIER et C. CHAPPERT : Magnetic phase diagrams of He ion-irradiated Pt/Co/Pt ultrathin films. *J. Phys. D*, vol. **36**, p. 3103–3108, 2003.
- [118] J. P. JAMET, T. AIGN, P. MEYER, S. LEMERLE, J. FERRÉ, J. GIERAK, C. VIEU, H. BERNAS, T. DEVOLDER, V. MATHET, C. CHAPPERT, E. CAMBRIL, D. DECANINI et H. LAUNOIS : Irradiation effects and magnetization reversal in nanostructures with perpendicular anisotropy. Effect of the dipolar coupling. *J. Magn. Soc. Jpn.*, vol. **23**, **Supplément**, n° **S1**, p. 71–76, 1999.
- [119] T. DEVOLDER, C. CHAPPERT, Y. CHEN, E. CAMBRIL, H. BERNAS, J. P. JAMET et J. FERRÉ : Sub-50 nm planar magnetic nanostructures fabricated by ion irradiation. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **74**, p. 3383–3385, 1999.
- [120] T. DEVOLDER, C. VIEU, H. BERNAS, J. FERRÉ, C. CHAPPERT, J. GIERAK, J. P. JAMET, T. AIGN, P. MEYER, Y. CHEN, F. ROUSSEAUX, V. MATHET, H. LAUNOIS et O. KAITASOV : Ion beam-induced magnetic patterning at the sub-0.1 μm level. *C. R. Acad. Sci. Paris, Série IIB*, vol. **327**, p. 915–923, 1999.
- [121] H. BERNAS, T. DEVOLDER, C. CHAPPERT, J. FERRÉ, V. KOTTLER, Y. CHEN, C. VIEU, J. P. JAMET, V. MATHET, E. CAMBRIL, O. KAITASOV, S. LEMERLE, F. ROUSSEAUX et H. LAUNOIS : Ion beam induced magnetic nanostructure patterning. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, vol. **148**, p. 872–879, 1999.
- [122] C. T. RETTNER, S. ANDERS, J. E. E. BAGLIN, T. THOMSON et B. D. TERRIS : Characterization of the magnetic modification of Co/Pt multilayer films by He⁺, Ar⁺, and Ga⁺ ion irradiation. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **80**, p. 279–281, 2002.
- [123] C. VIEU, J. GIERAK, H. LAUNOIS, T. AIGN, P. MEYER, J. P. JAMET, J. FERRÉ, C. CHAPPERT, T. DEVOLDER, V. MATHET et H. BERNAS : Modifications of magnetic properties of Pt/Co/Pt thin layers by focused gallium ion beam irradiation. *J. Appl. Phys.*, vol. **91**, p. 3103–3110, 2002.
- [124] J. FASSBENDER, D. RAVELOSONA et Y. SAMSON : Tailoring magnetism by light-ion irradiation. *J. Phys. D*, vol. **37**, p. R179–R196, 2004.
- [125] J. TEILLET, F. RICHOMME, A. FNIDIKI et M. TOULEMONDE : Ion irradiation effects on bcc Fe/Tb multilayers. *Phys. Rev. B*, vol. **55**, p. 11560–11568, 1997.
- [126] The Stopping and Range of Ions in Matter. <http://www.srim.org>.
- [127] T. DEVOLDER : Light ion irradiation of Co/Pt systems : structural origin of the decrease in magnetic anisotropy. *Phys. Rev. B*, vol. **62**, p. 5794–5802, 2000.
- [128] J. M. SANCHEZ, J. L. MORÁN-LÓPEZ, C. LEROUX et M. C. CADEVILLE : Magnetic properties and chemical ordering in Co-Pt. *J. Phys. C*, vol. **21**, p. L1091–L1096, 1988.
- [129] N. BERGEARD, J. FERRÉ, J.-P. JAMET, A. MOUGIN et B. RODMACQ : Transition de réorientation de l'aimantation dans un film de Pt/Co(0,5nm)/Pt irradié par des ions He. Résultats non publiés, présentés au Colloque Louis Néel 2008 (La Grande Motte, France).
- [130] L. BERGER : Dragging of domains by an electric current in very pure, non-compensated, ferromagnetic metals. *Phys. Lett.*, vol. **46A**, p. 3–4, 1973.

- [131] L. BERGER : Prediction of a domain-drag effect in uniaxial, non-compensated, ferromagnetic metals. *J. Phys. Chem. Solids*, vol. **35**, p. 947–956, 1974.
- [132] L. BERGER : Exchange interaction between ferromagnetic domain wall and electric current in very thin metallic films. *J. Appl. Phys.*, vol. **55**, p. 1954–1956, 1984.
- [133] L. BERGER : Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets. *J. Appl. Phys.*, vol. **49**, p. 2156–2161, 1978.
- [134] L. BERGER : Possible existence of a Josephson effect in ferromagnets. *Phys. Rev. B*, vol. **33**, p. 1572–1578, 1986.
- [135] P. P. FREITAS et L. BERGER : Observation of s-d exchange force between domain walls and electric current in very thin Permalloy films. *J. Appl. Phys.*, vol. **57**, p. 1266–1269, 1985.
- [136] C.-Y. HUNG et L. BERGER : Exchange forces between domain wall and electric current in permalloy films of variable thickness. *J. Appl. Phys.*, vol. **63**, p. 4276–4278, 1988.
- [137] E. SALHI et L. BERGER : Current-induced displacements and precession of a Bloch wall in Ni-Fe thin films. *J. Appl. Phys.*, vol. **73**, p. 6405–6407, 1993.
- [138] W. P. PRATT, JR., S.-F. LEE, J. M. SLAUGHTER, R. LOLOEE, P. A. SCHROEDER et J. BASS : Perpendicular giant magnetoresistances of Ag/Co multilayers. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **66**, p. 3060–3063, 1991.
- [139] J. C. SLONCZEWSKI : Current-driven excitation of magnetic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **159**, p. L1–L7, 1996.
- [140] J. C. SLONCZEWSKI : Excitation of spin waves by an electric current. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **195**, p. L261–L268, 1999.
- [141] L. BERGER : Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys. Rev. B*, vol. **54**, p. 9353–9358, 1996.
- [142] L. BERGER : New origin for spin current and current-induced spin precession in magnetic multilayers. *J. Appl. Phys.*, vol. **89**, p. 5521–5525, 2001.
- [143] M. TSOI, A. G. M. JANSEN, J. BASS, W.-C. CHIANG, M. SECK, V. TSOI et P. WYDER : Excitation of a magnetic multilayer by an electric current. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **80**, p. 4281–4284, 1998.
- [144] E. B. MYERS, D. C. RALPH, J. A. KATINE, R. N. LOUIE et R. A. BUHRMAN : Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices. *Science*, vol. **285**, p. 867–870, 1999.
- [145] J. A. KATINE, F. J. ALBERT, R. A. BUHRMAN, E. B. MYERS et D. C. RALPH : Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **84**, p. 3149–3152, 2000.
- [146] S. I. KISELEV, J. C. SANKEY, I. N. KRIVOROTOV, N. C. EMLEY, R. J. SCHOELKOPF, R. A. BUHRMAN et D. C. RALPH : Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. *Nature*, vol. **425**, p. 380–383, 2003.

- [147] I. N. KRIVOROTOV, N. C. EMLEY, J. C. SANKEY, S. I. KISELEV, D. C. RALPH et R. A. BUHRMAN : Time-domain measurements of nanomagnet dynamics driven by spin-transfer torques. *Science*, vol. **307**, p. 228–231, 2005.
- [148] D. V. BERKOV et J. MILTAT : Spin-torque driven magnetization dynamics : micromagnetic modeling. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **320**, p. 1238–1259, 2008.
- [149] J. A. KATINE et E. E. FULLERTON : Device implications of spin-transfer torques. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **320**, p. 1217–1226, 2008.
- [150] G. D. FUCHS, N. C. EMLEY, I. N. KRIVOROTOV, P. M. BRAGANCA, E. M. RYAN, S. I. KISELEV, J. C. SANKEY, D. C. RALPH, R. A. BUHRMAN et J. A. KATINE : Spin-transfer effects in nanoscale magnetic tunnel junctions. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **85**, p. 1205–1207, 2004.
- [151] Y. HUAI, F. ALBERT, P. NGUYEN, M. PAKALA et T. VALET : Observation of spin-transfer switching in deep submicron-sized and low-resistance magnetic tunnel junctions. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **84**, p. 3118–3120, 2004.
- [152] J. GROLLIER, D. LACOUR, V. CROS, A. HAMZIC, A. VAURÈS, A. FERT, D. ADAM et G. FAINI : Switching the magnetic configuration of a spin valve by current-induced domain wall motion. *J. Appl. Phys.*, vol. **92**, p. 4825–4827, 2002.
- [153] J. GROLLIER, P. BOULENC, V. CROS, A. HAMZIC, A. VAURÈS et A. FERT : Switching a spin valve back and forth by current-induced domain wall motion. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **83**, p. 509–511, 2003.
- [154] A. YAMAGUCHI, T. ONO, S. NASU, K. MIYAKE, K. MIBU et T. SHINJO : Real-space observation of current-driven domain wall motion in submicron magnetic wires. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **92**, p. 077205, 2004.
- [155] N. VERNIER, D. A. ALLWOOD, D. ATKINSON, M. D. COOKE et R. P. COWBURN : Domain wall propagation in magnetic nanowires by spin-polarized current injection. *Europhys. Lett.*, vol. **65**, p. 526–532, 2004.
- [156] E. SAITOH, H. MIYAJIMA, T. YAMAOKA et G. TATARA : Current-induced resonance and mass determination of a single magnetic domain wall. *Nature*, vol. **432**, p. 203–206, 2004.
- [157] *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **320**, p. 1190–1311, 2008.
- [158] G. TATARA, H. KOHNO et J. SHIBATA : Theory of domain wall dynamics under current. *J. Phys. Soc. Jpn.*, vol. **77**, p. 031003, 2008.
- [159] D. A. ALLWOOD, G. XIONG, C. C. FAULKNER, D. ATKINSON, D. PETIT et R. P. COWBURN : Magnetic domain-wall logic. *Science*, vol. **309**, p. 1688–1692, 2005.
- [160] S. S. P. PARKIN, M. HAYASHI et L. THOMAS : Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*, vol. **320**, p. 190–194, 2008.
- [161] J. GROLLIER : *Renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 2003.
- [162] S. ZHANG et Z. LI : Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **93**, p. 127204, 2004.

- [163] Y. B. BAZALIY, B. A. JONES et S.-C. ZHANG : Modification of the Landau-Lifshitz equation in the presence of a spin-polarized current in colossal- and giant-magnetoresistive materials. *Phys. Rev. B*, vol. **57**, p. R3213–R3216, 1998.
- [164] A. THIAVILLE, Y. NAKATANI, J. MILTAT et N. VERNIER : Domain wall motion by spin-polarized current : a micromagnetic study. *J. Appl. Phys.*, vol. **95**, p. 7049–7051, 2004.
- [165] A. THIAVILLE, Y. NAKATANI, J. MILTAT et Y. SUZUKI : Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires. *Europhys. Lett.*, vol. **69**, p. 990–996, 2005.
- [166] D. Y. PETROVYKH, K. N. ALTMANN, H. HÖCHST, M. LAUBSCHER, S. MAAT, G. J. MANKEY et F. J. HIMPSEL : Spin-dependent band structure, Fermi surface, and carrier lifetime of permalloy. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **73**, p. 3459–3461, 1998.
- [167] M. VIRET, D. VIGNOLES, D. COLE, J. M. D. COEY, W. ALLEN, D. S. DANIEL et J. F. GREGG : Spin scattering in ferromagnetic thin films. *Phys. Rev. B*, vol. **53**, p. 8464–8468, 1996.
- [168] D. C. RALPH et M. D. STILES : Spin transfer torques. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **320**, p. 1190–1216, 2008.
- [169] G. S. D. BEACH, M. TSOI et J. L. ERSKINE : Current-induced domain wall motion. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **320**, p. 1272–1281, 2008.
- [170] J. F. GREGG, W. ALLEN, K. OUNADJELA, M. VIRET, M. HEHN, S. M. THOMPSON et J. M. D. COEY : Giant magnetoresistive effects in a single element magnetic thin film. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **77**, p. 1580–1583, 1996.
- [171] G. TATARA et H. KOHNO : Theory of current-driven domain wall motion : spin transfer versus momentum transfer. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **92**, p. 086601, 2004.
- [172] F. PIÉCHON et A. THIAVILLE : Spin transfer torque in continuous textures : semiclassical Boltzmann approach. *Phys. Rev. B*, vol. **75**, p. 174414, 2007.
- [173] M. D. STILES, W. M. SASLOW, M. J. DONAHUE et A. ZANGWILL : Adiabatic domain wall motion and Landau-Lifshitz damping. *Phys. Rev. B*, vol. **75**, p. 214423, 2007.
- [174] A. VANHAVERBEKE et M. VIRET : Simple model of current-induced spin torque in domain walls. *Phys. Rev. B*, vol. **75**, p. 024411, 2007.
- [175] R. URBAN, G. WOLTERS DORF et B. HEINRICH : Gilbert damping in single and multilayer ultrathin films : role of interfaces in nonlocal spin dynamics. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **87**, p. 217204, 2001.
- [176] Y. TSERKOVNYAK, A. BRATAAS et G. E. W. BAUER : Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **88**, p. 117601, 2002.
- [177] S. E. BARNES et S. MAEKAWA : Current-spin coupling for ferromagnetic domain walls in fine wires. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **95**, p. 107204, 2005.
- [178] G. TATARA, T. TAKAYAMA, H. KOHNO, J. SHIBATA, Y. NAKATANI et H. FUKUYAMA : Threshold current of domain wall motion under extrinsic pinning, β -term and non-adiabaticity. *J. Phys. Soc. Jpn.*, vol. **75**, p. 064708, 2006.

- [179] R. A. DUINE et C. MORAIS SMITH : Creep of current-driven domain-wall lines : effects of intrinsic versus extrinsic pinning. *Phys. Rev. B*, vol. **77**, p. 094434, 2008.
- [180] S.-W. JUNG, W. KIM, T.-D. LEE, K.-J. LEE et H.-W. LEE : Current-induced domain wall motion in a nanowire with perpendicular magnetic anisotropy. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **92**, p. 202508, 2008.
- [181] S. FUKAMI, T. SUZUKI, N. OHSHIMA, K. NAGAHARA et N. ISHIWATA : Micromagnetic analysis of current driven domain wall motion in nanostrips with perpendicular magnetic anisotropy. *J. Appl. Phys.*, vol. **103**, p. 07E718, 2008.
- [182] D. RAVELOSONA, S. MANGIN, Y. LEMAHO, J. A. KATINE, B. D. TERRIS et E. E. FULLERTON : Domain wall creation in nanostructures driven by a spin-polarized current. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **96**, p. 186604, 2006.
- [183] M. YAMANOUCHI, D. CHIBA, F. MATSUKURA et H. OHNO : Current-induced domain-wall switching in a ferromagnetic semiconductor structure. *Nature*, vol. **428**, p. 539–542, 2004.
- [184] M. YAMANOUCHI, D. CHIBA, F. MATSUKURA, T. DIETL et H. OHNO : Velocity of domain-wall motion induced by electrical current in the ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **96**, p. 096601, 2006.
- [185] M. YAMANOUCHI, J. IEDA, F. MATSUKURA, S. E. BARNES, S. MAEKAWA et H. OHNO : Universality classes for domain wall motion in the ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As. *Science*, vol. **317**, p. 1726–1729, 2007.
- [186] J.-P. ADAM, N. VERNIER, L. THEVENARD, A. LEMAÎTRE, J. FERRÉ et G. FAINI : Propagation de parois de domaines sous courant polarisé en spin dans des pistes de GaMnAs : influence des défauts. Résultats non publiés, présentés au Colloque Louis Néel 2008 (La Grande Motte, France).
- [187] D. RAVELOSONA, D. LACOUR, J. A. KATINE, B. D. TERRIS et C. CHAPPERT : Nanometer scale observation of high efficiency thermally assisted current-driven domain wall depinning. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **95**, p. 117203, 2005.
- [188] D. RAVELOSONA, S. MANGIN, J. A. KATINE, E. E. FULLERTON et B. D. TERRIS : Threshold currents to move domain walls in films with perpendicular anisotropy. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **90**, p. 072508, 2007.
- [189] A. VANHAVERBEKE : *Corrélations entre hétérogénéités magnétiques et transport électrique dans des nanostructures*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 2005.
- [190] H. TANIGAWA, K. KONDOU, T. KOYAMA, K. NAKANO, S. KASAI, N. OHSHIMA, S. FUKAMI, N. ISHIWATA et T. ONO : Current-driven domain wall motion in CoCrPt wires with perpendicular magnetic anisotropy. *Appl. Phys. Express*, vol. **1**, p. 011301, 2008.
- [191] T. KOYAMA, G. YAMADA, H. TANIGAWA, S. KASAI, N. OHSHIMA, S. FUKAMI, N. ISHIWATA, Y. NAKATANI et T. ONO : Control of domain wall position by electrical current in structured Co/Ni wire with perpendicular magnetic anisotropy. *Appl. Phys. Express*, vol. **1**, p. 101303, 2008.

- [192] L. THEVENARD, L. LARGEAU, O. MAUGUIN, G. PATRIARCHE et A. LEMAÎTRE : Magnetic properties and domain structure of (Ga,Mn)As films with perpendicular anisotropy. *Phys. Rev. B*, vol. **73**, p. 195331, 2006.
- [193] M. KLÄUI, P.-O. JUBERT, R. ALLENSPACH, A. BISCHOF, J. A. C. BLAND, G. FAINI, U. RÜDIGER, C. A. F. VAZ, L. VILA et C. VOUILLE : Direct observation of domain-wall configurations transformed by spin currents. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **95**, p. 026601, 2005.
- [194] A. YAMAGUCHI, S. NASU, H. TANIGAWA, T. ONO, K. MIYAKE, K. MIBU et T. SHINJO : Effect of Joule heating in current-driven domain wall motion. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **86**, p. 012511, 2005.
- [195] A. YAMAGUCHI, K. YANO, H. TANIGAWA, S. KASAI et T. ONO : Reduction of threshold current density for current-driven domain wall motion using shape control. *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. **45**, p. 3850–3853, 2006.
- [196] M. HAYASHI, L. THOMAS, C. RETTNER, R. MORIYA, X. JIANG et S. S. P. PARKIN : Dependence of current and field driven depinning of domain walls on their structure and chirality in permalloy nanowires. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **97**, p. 207205, 2006.
- [197] G. S. D. BEACH, C. KNUTSON, C. NISTOR, M. TSOI et J. L. ERSKINE : Nonlinear domain-wall velocity enhancement by spin-polarized electric current. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **97**, p. 057203, 2006.
- [198] L. THOMAS, M. HAYASHI, X. JIANG, R. MORIYA, C. RETTNER et S. S. P. PARKIN : Oscillatory dependence of current-driven magnetic domain wall motion on current pulse length. *Nature*, vol. **443**, p. 197–200, 2006.
- [199] G. MEIER, M. BOLTE, R. EISELT, B. KRÜGER, D.-H. KIM et P. FISCHER : Direct imaging of stochastic domain-wall motion driven by nanosecond current pulses. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **98**, p. 187202, 2007.
- [200] S. YANG et J. L. ERSKINE : Spin-transfer-torque-driven domain-wall dynamics in permalloy nanowires. *Phys. Rev. B*, vol. **75**, p. 220403(R), 2007.
- [201] M. HAYASHI, L. THOMAS, C. RETTNER, R. MORIYA, Y. B. BAZALIY et S. S. P. PARKIN : Current driven domain wall velocities exceeding the spin angular momentum transfer rate in permalloy nanowires. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **98**, p. 037204, 2007.
- [202] L. THOMAS, M. HAYASHI, X. JIANG, R. MORIYA, C. RETTNER et S. PARKIN : Resonant amplification of magnetic domain-wall motion by a train of current pulses. *Science*, vol. **315**, p. 1553–1556, 2007.
- [203] M. HAYASHI, L. THOMAS, C. RETTNER, R. MORIYA et S. S. P. PARKIN : Real time observation of the field driven periodic transformation of domain walls in permalloy nanowires at the Larmor frequency and its first harmonic. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **92**, p. 112510, 2008.
- [204] M. HAYASHI, L. THOMAS, C. RETTNER, R. MORIYA et S. S. P. PARKIN : Dynamics of domain wall depinning driven by a combination of direct and pulsed currents. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **92**, p. 162503, 2008.

- [205] R. MORIYA, L. THOMAS, M. HAYASHI, Y. B. BAZALIY, C. RETTNER et S. S. P. PARKIN : Probing vortex-core dynamics using current-induced resonant excitation of a trapped domain wall. *Nat. Phys.*, vol. **4**, p. 368–372, 2008.
- [206] Y. NAKATANI, A. THIAVILLE et J. MILTAT : Head-to-head domain walls in soft nano-strips : a refined phase diagram. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **290-291**, p. 750–753, 2005.
- [207] S.-M. SEO, K.-J. LEE, W. KIM et T.-D. LEE : Effect of shape anisotropy on threshold current density for current-induced domain wall motion. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **90**, p. 252508, 2007.
- [208] J. HE, Z. LI et S. ZHANG : Current-driven domain-wall depinning. *J. Appl. Phys.*, vol. **98**, p. 016108, 2005.
- [209] E. MARTINEZ, L. LOPEZ-DIAZ, O. ALEJOS et L. TORRES : Resonant domain wall depinning induced by oscillating spin-polarized currents in thin ferromagnetic strips. *Phys. Rev. B*, vol. **77**, p. 144417, 2008.
- [210] L. HEYNE, M. KLÄUI, D. BACKES, T. A. MOORE, S. KRZYK, U. RÜDIGER, L. J. HEYDERMAN, A. FRAILE RODRÍGUEZ, F. NOLTING, T. O. MENTES, M. Á. NIÑO, A. LOCATELLI, K. KIRSCH et R. MATTHEIS : Relationship between nonadiabaticity and damping in permalloy studied by current induced spin structure transformations. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **100**, p. 066603, 2008.
- [211] L. THOMAS, M. HAYASHI, X. JIANG, C. RETTNER et S. S. P. PARKIN : Perturbation of spin-valve nanowire reference layers during domain wall motion induced by nanosecond-long current pulses. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **92**, p. 112504, 2008.
- [212] M. CORMIER, J. FERRÉ, A. MOUGIN, J.-P. CROMIÈRES et V. KLEIN : High resolution polar Kerr magnetometer for nanomagnetism and nanospintronics. *Rev. Sci. Instrum.*, vol. **79**, p. 033706, 2008.
- [213] S. RIZVI, éditeur. *Handbook of Photomask Manufacturing Technology*. CRC, Boca Raton, 2005.
- [214] P. RAI-CHOUDHURY, éditeur. *Microolithography*, volume 1 de *Handbook of Microolithography, Micromachining, and Microfabrication*. SPIE, Bellingham, 1997.
- [215] Picoprobe[®]. <http://www.ggb.com>.
- [216] H. HOPSTER et H. P. OEPEN, éditeurs. *Magnetic Microscopy of Nanostructures*. NanoScience and Technology. Springer, Berlin, 2005.
- [217] A. CARL et E. F. WASSERMANN : Magnetic nanostructures for future magnetic data storage : fabrication and quantitative characterization by magnetic force microscopy. In H. S. NALWA, éditeur : *Magnetic Nanostructures*, chapitre 2, pages 59–92. American Scientific, California, 2002.
- [218] M. BODE, O. PIETZSCH, A. KUBETZKA et R. WIESENDANGER : Shape-dependent thermal switching behavior of superparamagnetic nanoislands. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **92**, p. 067201, 2004.

- [219] N. KIKUCHI, R. MURILLO et J. C. LODDER : AHE measurements of very thin films and nanosized dots. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **287**, p. 320–324, 2005.
- [220] K. J. KIRK, J. N. CHAPMAN et C. D. W. WILKINSON : Switching fields and magnetostatic interactions of thin film magnetic nanoelements. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **71**, p. 539–541, 1997.
- [221] R. ALLENSPACH : Ultrathin films : magnetism on the microscopic scale. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **129**, p. 160–185, 1994.
- [222] M. H. KRYDER, P. V. KOEPPE et F. H. LIU : Kerr effect imaging of dynamic processes in magnetic recording heads. *IEEE Trans. Magn.*, vol. **26**, p. 2995–3000, 1990.
- [223] C. D. WRIGHT, W. W. CLEGG, A. BOUDJEMLINE et N. A. E. HEYES : Scanning laser microscopy of magneto-optic storage media. *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1*, vol. **33**, p. 2058–2065, 1994.
- [224] G. SRAJER, L. H. LEWIS, S. D. BADER, A. J. EPSTEIN, C. S. FADLEY, E. E. FULLERTON, A. HOFFMANN, J. B. KORTRIGHT, K. M. KRISHNAN, S. A. MAJETICH, T. S. RAHMAN, C. A. ROSS, M. B. SALAMON, I. K. SCHULLER, T. C. SCHULTHESS et J. Z. SUN : Advances in nanomagnetism via x-ray techniques. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **307**, p. 1–31, 2006.
- [225] M. JAMET, W. WERNSDORFER, C. THIRION, D. MAILLY, V. DUPUIS, P. MÉLINON et A. PÉREZ : Magnetic anisotropy of a single cobalt nanocluster. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **86**, p. 4676–4679, 2001.
- [226] T. J. SILVA et S. SCHULTZ : A scanning near-field optical microscope for the imaging of magnetic domains in reflection. *Rev. Sci. Instrum.*, vol. **67**, p. 715–725, 1996.
- [227] L. AIGOUY, S. GRÉSILLON, A. LAHRECH, A. C. BOCCARA, J. C. RIVOAL, V. MATHET, C. CHAPPERT, J. P. JAMET et J. FERRÉ : Apertureless scanning near-field magneto-optical microscopy of magnetic multilayers. *J. Microsc.*, vol. **194**, p. 295–298, 1999.
- [228] J. SCHOENMAKER, A. D. DOS SANTOS, A. C. SEABRA, Y. SOUCHE, J.-P. JAMET, A. THIAVILLE et J. FERRÉ : Local hysteresis loop measurements by magneto-optical scanning near-field optical microscope. *J. Appl. Phys.*, vol. **98**, p. 086108, 2005.
- [229] Durham Magneto Optics Ltd. <http://www.durhammagnetooptics.com>.
- [230] R. P. COWBURN, D. K. KOLTSOV, A. O. ADEYEYE et M. E. WELLAND : Probing submicron nanomagnets by magneto-optics. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **73**, p. 3947–3949, 1998.
- [231] D. A. ALLWOOD, G. XIONG, M. D. COOKE et R. P. COWBURN : Magneto-optical Kerr effect analysis of magnetic nanostructures. *J. Phys. D*, vol. **36**, p. 2175–2182, 2003.
- [232] C. NISTOR, G. S. D. BEACH et J. L. ERSKINE : Versatile magneto-optic Kerr effect polarimeter for studies of domain-wall dynamics in magnetic nanostructures. *Rev. Sci. Instrum.*, vol. **77**, p. 103901, 2006.
- [233] A. LARAOUI, M. ALBRECHT et J.-Y. BIGOT : Femtosecond magneto-optical Kerr microscopy. *Opt. Lett.*, vol. **32**, p. 936–938, 2007.

- [234] P. MÖHRKE, T. A. MOORE, M. KLÄUI, J. BONEBERG, D. BACKES, S. KRZYK, L. J. HEYDERMAN, P. LEIDERER et U. RÜDIGER : Single shot Kerr magnetometer for observing real-time domain wall motion in permalloy nanowires. *J. Phys. D*, vol. **41**, p. 164009, 2008.
- [235] F. SCHMIDT et A. HUBERT : Domain observations on CoCr-layers with a digitally enhanced Kerr-microscope. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **61**, p. 307–320, 1986.
- [236] Q. WU, G. D. FEKE, R. D. GROBER et L. P. GHISLAIN : Realization of numerical aperture 2.0 using a gallium phosphide solid immersion lens. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **75**, p. 4064–4066, 1999.
- [237] J. BADOZ, M. BILLARDON, J. C. CANIT et M. F. RUSSEL : Sensitive devices to determine the state and degree of polarization of a light beam using a birefringence modulator. *J. Opt. (Paris)*, vol. **8**, p. 373–384, 1977.
- [238] J. FERRÉ et G. A. GEHRING : Linear optical birefringence of magnetic crystals. *Rep. Prog. Phys.*, vol. **47**, p. 513–611, 1984.
- [239] P. Q. J. NEDERPEL et J. W. D. MARTENS : Magneto-optical ellipsometer. *Rev. Sci. Instrum.*, vol. **56**, p. 687–690, 1985.
- [240] J. HAMRLE : *Magneto-optical determination of the in-depth magnetization profile in magnetic multilayers*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, Orsay, 2003.
- [241] A. E. SIEGMAN : *Lasers*. University Science Books, Mill Valley, California, 1986.
- [242] Quantum Design MPMS. <http://www.qdusa.com/products/mpms.html>.
- [243] W. WERNSDORFER : *Magnétométrie à micro-SQUID pour l'étude de particules ferromagnétiques isolées aux échelles sub-microniques*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble, 1996.
- [244] B. D. TERRIS, H. J. MAMIN, D. RUGAR, W. R. STUDENMUND et G. S. KINO : Near-field optical data storage using a solid immersion lens. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **65**, p. 388–390, 1994.
- [245] W. A. CHALLENGER, T. W. MCDANIEL, C. D. MIHALCEA, K. R. MOUNTFIELD, K. PELHOS et I. K. SENDUR : Light delivery techniques for heat-assisted magnetic recording. *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1*, vol. **42**, p. 981–988, 2003.
- [246] C. D. STANCIU, F. HANSTEEN, A. V. KIMEL, A. KIRILYUK, A. TSUKAMOTO, A. ITOH et T. RASING : All-optical magnetic recording with circularly polarized light. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **99**, p. 047601, 2007.
- [247] A. LARAOU : *Dynamique d'aimantation de nanostructures magnétiques : études par microscopie Kerr magnéto-optique femtoseconde*. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg, 2007.
- [248] S. M. MANSFIELD et G. S. KINO : Solid immersion microscope. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **57**, p. 2615–2616, 1990.
- [249] J. HAMRLE, J. FERRÉ, M. NÝVLT et Š. VIŠŇOVSKÝ : In-depth resolution of the magneto-optical Kerr effect in ferromagnetic multilayers. *Phys. Rev. B*, vol. **66**, p. 224423, 2002.

- [250] A. KIRILYUK, J. FERRÉ et D. RENARD : Domain walls in ultrathin ferromagnetic films : velocity and fractal dimension. *Europhys. Lett.*, vol. **24**, p. 403–408, 1993.
- [251] C.-Y. YOU, I. M. SUNG et B.-K. JOE : Analytic expression for the temperature of the current-heated nanowire for the current-induced domain wall motion. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **89**, p. 222513, 2006.
- [252] C.-Y. YOU et S.-S. HA : Temperature increment in a current-heated nanowire for current-induced domain wall motion with finite thickness insulator layer. *Appl. Phys. Lett.*, vol. **91**, p. 022507, 2007.
- [253] C. J. SMITHELLS : *Metals Reference Book, 4th edition*. Butterworths, London, 1967.
- [254] W. F. LEONARD et R. L. RAMEY : Temperature coefficient of resistance in thin metal films. *J. Appl. Phys.*, vol. **37**, p. 3634–3635, 1966.
- [255] E. H. SONDHEIMER : The mean free path of electrons in metals. *Adv. Phys.*, vol. **1**, p. 1–42, 1952.
- [256] K. L. CHOPRA : *Thin film phenomena*, pages 344–390. McGraw-Hill, New York, 1969.
- [257] M. S. P. LUCAS : Electrical conductivity of thin metallic films with unlike surfaces. *J. Appl. Phys.*, vol. **36**, p. 1632–1635, 1965.
- [258] R. E. CAMLEY et J. BARNAŚ : Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **63**, p. 664–667, 1989.
- [259] M. D. STILES et A. ZANGWILL : Noncollinear spin transfer in Co/Cu/Co multilayers. *J. Appl. Phys.*, vol. **91**, p. 6812–6817, 2002.
- [260] A. FERT et I. A. CAMPBELL : Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys. *J. Phys. F*, vol. **6**, p. 849–871, 1976.
- [261] A. SOMMERFELD et H. BETHE : Elektronentheorie der Metalle. In H. GEIGER et K. SCHEEL, éditeurs : *Handbuch der Physik*, volume 24, partie 2, pages 333–622. Springer, Berlin, 1933.
- [262] C. LEHMANN, S. SINNING, P. ZAHN, H. WONN et I. MERTIG : <http://www.physik.tu-dresden.de/~fermisur/>.
- [263] H. HOFFMANN et J. VANCEA : Critical assessment of thickness-dependent conductivity of thin metal films. *Thin Solid Films*, vol. **85**, p. 147–167, 1981.
- [264] P. ZAHN et I. MERTIG : Enhanced magnetoresistance. In H. KRONMÜLLER et S. PARKIN, éditeurs : *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*, volume 1, pages 513–539. Wiley, Chichester, 2007.
- [265] P. J. METAXAS, J. P. JAMET, J. FERRÉ, B. RODMACQ, B. DIENY et R. L. STAMPS : Magnetic domain wall creep in the presence of an effective interlayer coupling field. *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **320**, p. 2571–2575, 2008.
- [266] R. A. HAJJAR, T. WU et M. MANSURIPUR : Magnetoresistance of Co/Pd and Co/Pt multilayer films for magneto-optical data storage applications. *J. Appl. Phys.*, vol. **70**, p. 6041–6043, 1991.

-
- [267] S. MANGIN, D. RAVELOSONA, J. A. KATINE, M. J. CAREY, B. D. TERRIS et E. E. FULLERTON : Current-induced magnetization reversal in nanopillars with perpendicular anisotropy. *Nature Mater.*, vol. **5**, p. 210–215, 2006.
- [268] L. VILA, T. KIMURA et Y. OTANI : Evolution of the spin Hall effect in Pt nanowires : size and temperature effects. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **99**, p. 226604, 2007.
- [269] M. BORN et E. WOLF : *Principles of Optics*. Pergamon, Oxford, 1959.
- [270] P. J. MOHR, B. N. TAYLOR et D. B. NEWELL : CODATA recommended values of the fundamental physical constants : 2006. *Rev. Mod. Phys.*, vol. **80**, p. 633–730, 2008.

RÉSUMÉ

Renversement d'aimantation dans des nanostructures par propagation de parois de domaines sous champ magnétique et courant électrique

La paroi de domaine magnétique est un concept essentiel à la compréhension du renversement d'aimantation dans un film ou une nanostructure magnétique, et peut être mise en jeu dans les processus d'écriture et de transmission d'une information dans un nano-dispositif. Théoriquement, nous avons mis en évidence, dans une nanostructure magnétique sans défauts, des effets de confinement sur la propagation d'une paroi sous champ magnétique et/ou sous courant polarisé en spin. Ceci a été illustré par l'étude, par microscopie magnéto-optique, de la propagation de paroi dans des films ultraminces Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire. Dans ces films, nous avons réalisé des nano-pistes lithographiées et irradiées à très faible dose par des ions hélium. Ces dispositifs se sont révélés être des systèmes modèles, idéaux pour étudier la propagation de paroi sous champ, et nous ont paru prometteurs pour l'étude de la propagation induite par transfert de spin. Pourtant, pour toute la gamme des impulsions de courant injectées dans ces pistes, aucun des effets de propagation observés expérimentalement n'a pu être attribué au transfert de spin. Au vu de l'évaluation quantitative du courant et de sa polarisation dans la couche de cobalt, ceci est justifié par un rapport défavorable entre l'échauffement par effet Joule et le transfert de spin. Nous avons également construit un magnétomètre Kerr polaire à haute résolution, utilisant un faisceau laser hautement focalisé, dont la résolution, la stabilité et la sensibilité exceptionnelles sont bien adaptées à l'étude de nanostructures magnétiques ultraminces à anisotropie perpendiculaire, et ce jusqu'à des dimensions largement sub-microniques.

Mots-clés : parois de domaines magnétiques - nanostructures magnétiques - films ultraminces - anisotropie perpendiculaire - électronique de spin - transfert de spin - MRAM - magnéto-optique.

ABSTRACT

Magnetization reversal in nanostructures by domain wall propagation under magnetic field and electrical current

The magnetic domain wall is an essential concept for understanding magnetization reversal in a magnetic film or nanostructure, and can be involved in writing and transmitting information in a nano-device. It was shown theoretically that, in a defect-free magnetic nanostructure, confinement can strongly affect domain wall propagation under a magnetic field and/or a spin-polarized current. This was illustrated by a magneto-optical microscopy study of domain wall propagation in ultrathin Pt/Co/Pt films with perpendicular anisotropy. In these films, nano-tracks were patterned and irradiated at a very low dose with helium ions. These devices were shown to be model systems, ideal for the study of domain wall propagation under field, and appeared as promising systems for studying spin-transfer-induced propagation. However, for the whole range of the current pulses that we injected into these tracks, none of the experimentally observed propagation effects could be ascribed to spin transfer. Following a quantitative evaluation of the current and its polarization in the cobalt layer, this was attributed to an unfavorable balance between Joule heating and spin transfer. We also built a high resolution polar Kerr magnetometer which uses a highly focused laser beam. Its outstanding resolution, stability and sensitivity are well-adapted for the study of ultrathin magnetic nanostructures with perpendicular anisotropy, down to sub-micron scales.

Keywords : magnetic domain walls - magnetic nanostructures - ultrathin films - perpendicular anisotropy - spintronics - spin transfer - MRAM - magneto-optics.