



HAL
open science

Textures magnétiques et Parois de Domaines : les objets du transfert de spin

Jean-Yves Chauleau

► **To cite this version:**

Jean-Yves Chauleau. Textures magnétiques et Parois de Domaines : les objets du transfert de spin. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris Sud - Paris XI, 2010. Français. NNT: . tel-00575563

HAL Id: tel-00575563

<https://theses.hal.science/tel-00575563v1>

Submitted on 10 Mar 2011

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

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



École Doctorale de Physique de la Région Parisienne – ED 107

Thèse de doctorat

présentée par

Jean-Yves Chauleau

Université Paris-Sud XI
Spécialité Physique

**Textures magnétiques et Parois de domaines :
les objets du transfert de spin**

soutenue le 10 novembre 2010
devant la commission d'examen :

Albert Fert (Président)
André Thiaville (Directeur de thèse)
Stefania Pizzini (Rapporteur)
Michel Hehn (Rapporteur)
Christian H. Back
Claude Chappert
Rachid Belkhou (Invité)

Laboratoire de Physique des Solides (UMR 8502)



Remerciements

La thèse est un long fleuve tranquille... Parce que cette phrase, tout comme le titre du film dont je me suis inspiré, sont ironiques, je ne peux qu'exprimer ma plus sincère gratitude aux personnes qui m'ont entouré, encadré et encouragé tout au long de ces trois années.

Tout d'abord, je tiens particulièrement à remercier *André Thiaville*, mon directeur de thèse, pour son encadrement de grande qualité, son enthousiasme, sa confiance et sa patience à toute épreuve envers moi. Auprès de lui, j'ai énormément appris et j'ai réellement apprécié mon travail de thèse. Ces trois années passées à être son Padawan ont largement conforté mon envie de continuer sur les voies de la recherche scientifique et peut être un jour, gagner à mon tour, les galons de Jedi. J'espère simplement avoir été un thésard à la hauteur de ses attentes.

Je tiens à remercier les membres de mon jury qui ont accepté d'évaluer mon travail et mon manuscrit. En particulier, *Albert Fert* pour avoir accepté de présider cette soutenance, *Stefania Pizzini* et *Michel Hehn* pour avoir accepté le rôle de rapporteur et m'avoir fait part de leurs remarques constructives, *Christian H. Back*, *Claude Chappert* et *Rachid Belkhou* pour leur grande expertise et la richesse qu'ils ont apportée à la discussion.

Une part de mon travail a été consacrée à l'élaboration de mes nanostructures. J'ai alors eu un coach (d'une très grande qualité soit dit en passant) en la personne de *Raphaël Weil* qui non seulement a partagé ses connaissances en matière de nanofabrication mais qui a aussi été un grand soutien dans les périodes plus difficiles où le taux de réussite était faible. Je tiens par conséquent à lui exprimer ma plus grande reconnaissance.

L'ensemble des résultats présentés dans ce manuscrit n'aurait été possible sans l'aide et la grande générosité de *Marco Aprili*. En effet, il m'a appris, puis laissé faire tous les dépôts métalliques de ma thèse dans ses évaporateurs; il a été le premier pour lequel j'ai fait du MFM en solo (non sans un petit coup de stress...) au début de ma thèse; et de manière générale, il a toujours été très amical envers moi et d'une aide exceptionnelle. Je lui dois une fière chandelle.

Je dois aussi un grand merci à *Julien Gabelli* qui m'a initié au problème des hautes fréquences. Il a toujours fait preuve d'une grande patience, pédagogie et compétence à chaque fois que je suis venu lui poser des questions, emprunter du matériel ou encore présenter une idée. Je lui dois la caractérisation à l'analyseur de réseau. J'ai réellement énormément appris grâce à lui.

La réussite de mon travail est aussi due au cadre compétent et accueillant du groupe IDMag avec *Jacques Miltat* qui a été très présent tout au long de ces trois années et vers qui je me suis très souvent tourné pour des discussions scientifiques.

Il a beaucoup compté dans ce travail de thèse et je tiens à lui présenter mes sincères remerciements. Il y a eu aussi : *Hervé Hurdequint* qui a fait les mesures de résonance ferromagnétique qui a été mon collègue de bureau à la fin de mon séjour au LPS me faisant partager ses connaissances, *Jacques Ferré* et *Jean-Pierre Jamet* pour leur grande compétence et leur gentillesse à toute épreuve, mais aussi *Vincent Jeudy*, *Alexandra Mougin*, *Stanislas Rohart* et *Grégory Malinowsky* pour l'aide qu'ils m'ont apporté au cours de ce travail. Je tiens à remercier aussi *Jean-Paul Adam* alors déjà thésard expérimenté quand je suis arrivé en tant que petit stagiaire. Il m'a très souvent filé des coups de main et cela toujours dans la bonne humeur. Je tiens aussi à remercier mes collègues et amis thésards et post-docs, présents ou déjà partis, avec qui j'ai pu discuter et rigoler autour d'un café ou d'une bière... et même travailler sérieusement des fois... en particulier *Peter*, *Vincent*, *Pierre*, *Andreas*, *Delphine*, *Amandine*, *David*, *Dora*, *Mathieu*, *Jacob*, *Laurence*, *Pierrick* et j'en oublie sûrement ...

Tout au long de ces trois dernières années, j'ai aussi eu l'occasion d'interagir et de travailler avec des personnes d'autres laboratoires qui m'ont aussi beaucoup apporté. C'est le cas de *Rachid Belkhou* qui m'a initié aux joies du XMCD-PEEM. Il nous a beaucoup aidé et c'était un réel plaisir de travailler avec lui. J'en profite pour remercier les personnes de la ligne Nanospectroscopy, *Andrea Locatelli*, *Onur Mentés* et *Miguel Nino* qui nous ont très bien accueilli lors de ce run synchrotron. J'ai aussi envie de remercier *Thibaut Devolder* à qui j'ai très souvent posé des questions et emprunté de matériel. J'ai eu de la chance de pouvoir profiter de ses connaissances. D'autre part, une grande partie de ma thèse n'aurait pas existé si *Takis Kontos* et *Chéryl Feuillet-Palma* n'étaient pas venus vers nous avec des échantillons de NiPd. J'ai vraiment apprécié collaborer avec eux. Il y a eu aussi, *Jamal Ben Youssef* qui nous a beaucoup aidé en matière de FMR et VSM, et qui m'a très bien accueilli lors de mon petit séjour breton et *Cyrille Barreteau* avec qui nous avons entamé des discussions très intéressantes qui j'espère continueront. J'ai bien évidemment rencontré et reçu de l'aide de bien d'autres personnes comme *Richard Deblock*, *Sophie Guéron*, *Bertrand Reulet*, *Michel Viret*, *Frédérique Piéchon*, *Cristian Moccata*, *Christophe Poulard*, *Alexandre Gloter*, *Pierre-Antoine Albouy*, *Dominique Bazin*... que je remercie chaleureusement. Finalement je tiens à exprimer ma gratitude envers l'ensemble des services techniques et administratif du LPS pour leurs grandes compétences et la bonne humeur avec laquelle ils m'ont toujours aidé.

J'ai envie de remercier mes amis, *Nicolas*, *Claire*, *Xavier*, *Cécile*, *Victor*, *Jean-Christophe*, *Romain*, *Rémy*, *Paul*, *Thomas*, *Luciano*, *Rodrigo*... et cette liste n'est bien entendu pas exhaustive, pour le soutien qu'ils m'ont apporté tout au long de cette thèse. Merci vraiment à tout cet entourage amical!

Mes dernières pensées vont vers ma famille, en particulier *Marine* et *mes parents* qui m'ont toujours soutenu et cru en moi, peu importe que les parois soient piégées, que les échantillons éclatent ou encore que l'accord entre expériences et simulations ne soit que qualitatif. Ils ont été de réels piliers pour moi et je leur suis d'une infinie reconnaissance.

Merci à tous!!!

Résumé

Cette thèse a pour objectif l'étude des parois de domaines magnétiques, et plus généralement des textures magnétiques, dans des nanostructures. Ce travail est motivé par le couplage entre les électrons responsables du magnétisme et ceux de la conduction électrique, appelé transfert de spin, qui donne lieu à la dynamique de parois de domaines sous courant de spin. La connaissance du comportement dynamique et des caractéristiques statiques de telles structures est alors indispensable. L'outil principalement utilisé dans de ce travail est la microscopie à force magnétique, et ce présent dans l'ensemble des sujet abordés. L'étude principale de ce travail concerne la mise en évidence expérimentale de l'automouvement de paroi dans des nanopistes de NiFe. Nous avons montré ce phénomène dans le cas d'une transformation de parois puis analysé l'importance qu'il a pour la dynamique de parois dans le cas général aux impulsions courtes. Les propriétés statiques ont aussi été étudiées par des mesures de magnétorésistance anisotrope pour des parois soumises à un champ magnétique tournant quasi-statique. Finalement, L'aspect "nouveaux matériaux" étant un des grands axes de recherche concernant le transfert de spin, une troisième partie a été consacrée à l'étude de la distribution d'aimantation complexe des nanostructures de NiPd. Pour tous les sujets abordés dans ce travail, des calculs micromagnétiques ont été effectués pour appuyer notre compréhension.

Abstract

The objective of this PhD thesis is the study of magnetic domain walls, and more generally of magnetic textures, in nanostructures. This work is motivated by the coupling between electrons responsible for magnetism and those for electrical conduction, nowadays called spin transfer torque, enabling domain wall dynamics under spin current. Knowledge of domain walls' dynamic behaviour and static characteristics is thus required. The tool used all along this work has been the magnetic force microscopy. The main study of this work is the experimental demonstration of magnetic domain wall automotion in NiFe nanostrips. We studied this phenomenon in the case of a domain wall transformation and then analyzed its role for domain wall dynamics under short current pulses. The static properties of such structures prove equally important. They have been studied using anisotropic magnetoresistance measurement for domain walls under quasi-static rotating magnetic field. Finally, new material studies being one the main research direction for spin transfer torque issues, a third part has been devoted to study the complex magnetization distribution in NiPd nanostructures. For all the topics developed in this work, micromagnetic simulations have been carried out in order to deepen our understanding.



Table des matières

Introduction	1
I Techniques expérimentales	5
I.1 La microscopie à force magnétique	5
I.1.1 Principe	5
I.1.2 Interprétation des images	7
I.1.3 Difficultés	9
I.2 Nanofabrication, recettes et difficultés	13
I.2.1 Enrésinage [I]	13
I.2.2 Lithographie électronique [II]	14
I.2.2.1 Principe	14
I.2.2.2 Microscope à balayage électronique	16
I.2.3 Développement [III]	17
I.2.4 Dépôt ultravide [IV]	18
I.2.5 “Lift-off” [V]	19
I.2.6 Quelques nanostructures réalisées	21
I.3 Autres techniques utilisées et leur principe	22
I.3.1 Le XMCD-PEEM	22
I.3.1.1 XMCD	22
I.3.1.2 PEEM	23
I.3.2 Mesures électriques et impulsions de courant	24
I.3.2.1 Magnétorésistance anisotrope	24
I.3.2.2 Impulsions de courant	25
I.3.3 Magnétométrie Kerr	32
I.3.4 Résonance ferromagnétique	33
II Magnétisme des nanostructures	37
II.1 Origines et Micromagnétisme	37
II.1.1 Ferromagnétisme des métaux de transition	37
II.1.1.1 Généralités	37
II.1.1.2 Magnétisme itinérant	38
II.1.1.3 Les bandes à caractère “d”	40
II.1.2 Micromagnétisme	42
II.1.2.1 Définition	42
II.1.2.2 Les contributions au champ effectif	43
II.1.2.3 Quelques grandeurs caractéristiques	45

II.2	Nanostructures de NiPd : une distribution d'aimantation surprenante	46
II.2.1	Généralités concernant les nanostructures	46
II.2.2	Nanostructures de NiPd	47
II.2.2.1	Matériau :	47
II.2.2.2	Caractéristiques mesurées des films continus :	48
II.2.2.3	Les nanostructures :	49
II.2.2.4	Evolution de l'anisotropie en fonction de la température :	53
II.2.2.5	Les "weak stripes" et l'anisotropie perpendiculaire	56
II.2.2.6	Modélisation micromagnétique	59
II.2.3	Magnétostriction et déformations thermiques	61
II.2.3.1	Bref rappel d'élasticité linéaire	61
II.2.3.2	Relaxation de contraintes thermiques dans une nanostructure	62
II.2.3.3	Magnétostriction	64
II.3	Vers le déplacement de parois par courant	68
II.4	Résumé	71
III	Etude quasi-statique des parois magnétiques dans les nanopistes	73
III.1	Parois dans les nanopistes de Permalloy	73
III.1.1	Rappels	73
III.1.1.1	Généralités	73
III.1.1.2	Caractéristiques statiques des parois	73
III.1.2	Observation par MFM des parois dans des nanostructures de Py	78
III.2	Détection de parois de domaines magnétiques par AMR et notion de champ de propagation	80
III.2.1	Motivations	80
III.2.2	Configuration expérimentale	81
III.2.2.1	Les anneaux	81
III.2.2.2	La mesure électrique	82
III.2.3	A quoi s'attend-t-on ?	82
III.2.3.1	Principe	82
III.2.3.2	AMR de paroi en champ magnétique tournant	83
III.2.3.3	Mesure du champ de propagation	84
III.2.4	Expérience et résultats	84
III.2.4.1	Mise en évidence	84
III.2.4.2	Mesure du champ de propagation	86
III.2.4.3	AMR de paroi : description du signal observé	88
III.2.4.4	Les transitions observées	90
III.3	Résumé	94
IV	Du transfert de spin à l'automouvement	97
IV.1	Les parois en régime dynamique	97
IV.1.1	Parois et transfert de spin	97
IV.1.2	Les termes de transfert de spin	100
IV.1.3	Modèle 1D et analogie à la mécanique du point	105

TABLE DES MATIÈRES

IV.2 Auto-mouvement	109
IV.2.1 Depuis les équations	109
IV.2.2 La transformation	111
IV.2.3 Comparaison aux simulations micromagnétiques	117
IV.2.4 Automouvement indépendant de l'excitation	126
IV.2.4.1 Transformation par un champ transverse pulsé	126
IV.2.4.2 Transformation par la perturbation de la pointe MFM	127
IV.3 Interaction avec un courant de spin	129
IV.3.1 Automouvement et Transfert de Spin	129
IV.3.1.1 Sens du déplacement	130
IV.3.1.2 Amplitude du déplacement	130
IV.3.2 Transfert de spin aux impulsions courtes	131
IV.4 Résumé	136
Conclusion et Perspectives	139

TABLE DES MATIÈRES

Introduction

Cette thèse s’inscrit dans le cadre du *nanomagnétisme*. Comme ce nom l’indique, ce domaine est la rencontre entre le monde du magnétisme et celui des nanosciences, ou plus précisément, celui de la physique mésoscopique. Ce dernier représente la physique de systèmes dont l’une des dimensions devient plus petite que l’une des longueurs caractéristiques telles que la longueur de cohérence de phase, ou encore - celle qui nous concerne particulièrement - la longueur de “spin-flip”. Elle définit la distance sur laquelle un électron peut garder la mémoire de son état de spin (typiquement une centaine de nanomètres). D’autre part, à ces dimensions, les textures d’aimantation, souvent dominées par une seule composante d’anisotropie, se simplifient et sont mieux définies que celles d’échantillons macroscopiques. Par exemple, les directions d’aimantation sont clairement définies ou encore les parois de domaines magnétiques deviennent facilement identifiables.

Associant ces deux considérations, un nouveau domaine d’activités apparaît : celui du contrôle et du couplage entre la distribution d’aimantation (spin) et les propriétés de conduction électrique (charge). Ce domaine se dénomme : *électronique de spin* ou encore *spintronics* (en anglais). Son point de départ est la découverte de la magnétorésistance géante (GMR) en 1988 par A. Fert et P. Grünberg (Prix Nobel de physique 2007) [1,2]. Ils ont démontré la forte variation de résistance électrique entre l’état parallèle et anti-parallèle d’un empilement de couches magnétiques séparées de couches non-magnétiques. Cet effet requiert que la distance entre deux couches magnétiques soit suffisamment faible pour que les électrons gardent leur polarisation en spin et que l’état d’aimantation de chaque couche magnétique soit clairement défini et contrôlable, ce qui n’est réalisable qu’à des dimensions mésoscopiques.

La GMR reflète le contrôle de la conduction par la distribution d’aimantation. Son effet réciproque est alors le contrôle de la distribution d’aimantation par un courant électrique ou encore *transfert de spin*. Par exemple, il a été montré qu’une paroi de domaines magnétiques peut être déplacée sous l’action d’un courant polarisé en spin. La physique sous-jacente à cet effet est l’étude du couplage entre les électrons responsables du magnétisme et ceux participant à la conduction, distinction qui est parfois difficile à faire.

Alors que la dynamique de l’aimantation est maintenant bien comprise à l’aide du micromagnétisme, les enjeux actuels sont la compréhension microscopique des phénomènes intervenant dans le transfert de spin. Différentes voies peuvent être suivies. La première consiste à aborder le phénomène théoriquement. Pour la seconde, de nature expérimentale, les recherches se scindent en deux directions. D’une part, il est nécessaire d’explorer de nouveaux matériaux magnétiques dans lesquels les effets de transfert de spin seraient exacerbés. C’est le cas pour les études sur les matériaux

à aimantation perpendiculaire, les semi-conducteurs ferromagnétiques ou encore les résultats sur la dynamique dans le permalloy dopé. D'autre part, en parallèle de ces travaux, il est évident que la connaissance fine des parois de domaines et leur dynamique est indispensable. L'intérêt fondamental de la dynamique de parois est renforcé par l'implication dans le monde industriel et l'utilisation qu'elle pourrait avoir dans les mémoires magnétiques dont des prototypes ont déjà démontré la faisabilité.

Dans cette thèse, trois sujets ont été développés sur l'étude de la distribution d'aimantation statique et dynamique de nanostructures d'alliages de Ni. Ce manuscrit est divisé en quatre chapitres.

Le **chapitre I** est dédié aux principes et techniques utilisés au cours de ce travail. L'investissement et l'approfondissement de chacun d'entre eux n'étant pas équivalent, le niveau de détail de chaque description diffère. L'outil principal, présent dans chaque sujet étudié, est la microscopie à force magnétique. La première partie de ce chapitre décrit son principe mais aussi donne les clés de l'interprétation du contraste obtenu et les difficultés liées à cette technique. De plus, pendant cette thèse, un effort particulier à la conception et réalisation des échantillons a été fourni. Dans une deuxième partie, les différentes étapes de la nanofabrication sont alors détaillées, en précisant les recettes et les choix effectués. Une troisième partie décrit les techniques et principes utilisés au cours de ce travail et nécessaires à la compréhension des études suivantes. Cette partie regroupe ainsi les bases du XMCD-PEEM, indispensable à l'étude du chapitre II, les bases de la magnétorésistance anisotrope qui est l'outil principal du chapitre III et finalement les considérations techniques et physiques requises pour l'application d'impulsion courtes de courant dans les nanostructures. Enfin, les principes de la magnétométrie Kerr et de la résonance ferromagnétique sont rappelés, ainsi que les résultats des caractérisations qu'elles ont permis.

Les trois chapitres suivants correspondent aux trois études menées pendant cette thèse. L'objectif principal et le cadre physique général sont communs aux trois. Cependant la rédaction a été faite de telle sorte qu'ils soient auto-suffisants et puisse être appréhendés indépendamment. Au début de chacun d'entre eux, une partie est dédiée à rappeler le cadre scientifique ainsi que les outils nécessaires à la compréhension des résultats.

Le **chapitre II** rappelle d'abord les origines du magnétisme en se focalisant sur le magnétisme itinérant des métaux de transition. Cette notion est moins évidente qu'il n'y paraît. Les modèles usuels permettent de rendre compte du magnétisme localisé comme dans les oxydes ou encore des certaines terres-rares, ou bien du magnétisme totalement itinérant qui est traité par un modèle de Stoner. Les métaux de transition $3d$ utilisés ici, sont exactement entre les deux. Les électrons responsables du magnétisme sont au niveau de Fermi. Or la présence de domaines et parois est bien la preuve d'une certaine localisation. Ensuite, les principes de base du micro-magnétisme sont définis ainsi que les différents termes du champ effectif.

Une fois ces concepts et définitions rappelés on étudie la distribution d'aimantation, contre-intuitive, de l'alliage NiPd quand il est sous forme de nanostructures. Les outils expérimentaux utilisés dans ce chapitre sont l'imagerie MFM, l'imagerie XMCD-PEEM et les mesures de magnétorésistance anisotrope. Faisant l'hypothèse

que les causes sont liées aux déformations thermiques, le problème est alors étudié dans cette direction, en le modélisant à l'aide du micromagnétisme et d'un calcul élastique.

Le **chapitre III** se consacre à l'étude des propriétés quasi-statiques des parois de domaines magnétiques. Dans certaines structures, la distinction entre parois et domaines est évidente. Les parois deviennent alors des objets à part entière de la texture d'aimantation. La première partie de ce chapitre rappelle les différentes caractéristiques des parois de domaines dans des matériaux doux. Puis une partie est dédiée à l'analyse du contraste obtenu par microscopie à force magnétique pour différentes parois dans les nanostructures de permalloy. Enfin on explore un système d'étude des propriétés quasi-statiques des parois de domaines basé sur la mesure de la magnétorésistance anisotrope dans des anneaux magnétiques.

Le **chapitre IV** concerne le sujet le plus actuel : la dynamique de parois de domaines magnétiques. La première partie pose l'état de l'art concernant la dynamique de parois sous courant polarisé en spin et en particulier sur le terme non-adiabatique. On rappelle aussi les modèles et outils théoriques permettant à ce jour d'approcher la dynamique de parois avec, entre autres, la description des termes de transfert de spin qu'il faut considérer dans l'équation de la dynamique. De plus, une attention particulière sera portée au modèle 1D. Il permet de décrire très convenablement la dynamique de parois, en omettant, toutefois, leur déformation. Puis la relation entre l'angle généralisé et la position de la paroi est rappelée, ce que l'on nommera : *automouvement*.

La partie suivante est dédiée à la mise en évidence expérimentale de l'automouvement dans les nanostructures magnétiques à anisotropie planaire, ces mêmes structures servant à l'étude du transfert de spin. Ce phénomène n'est pas nouveau mais nous avons montré l'importance qu'il a dans la dynamique de parois sous courant.

Finalement, une conclusion générale de ce travail sera donnée, rappelant les différents résultats.

Chapitre I

Techniques expérimentales

Au cours de cette thèse, plusieurs techniques expérimentales ont été utilisées, certaines comme des outils de caractérisation (par exemple la microscopie et la magnétométrie Kerr et la résonance ferromagnétique) et d'autres en ayant une réelle étude scientifique pour objectif (par exemple la microscopie à force magnétique et le XMCD-PEEM acronyme de : X-ray magnetic circular dichroism - photoemission electron microscopy). Elles sont donc introduites avec plus ou moins de détail dans ce qui suit.

I.1 La microscopie à force magnétique

I.1.1 Principe

La microscopie à force magnétique (MFM) est une technique de champ proche développée à la fin des années 80. Elle est une variante de la microscopie à force atomique (AFM) basée sur l'interaction entre une pointe de silicium et une surface via des forces telles que l'interaction de van der Waals. Pour toutes les autres techniques dérivant de l'AFM, une pointe ayant les caractéristiques adéquates est l'outil de mesure et d'imagerie des phénomènes physiques étudiés. Dans le cas de la MFM, une couche d'un matériau magnétique tel que du CoCr recouvre la pointe, lui permettant alors d'interagir avec un échantillon magnétique.

De manière plus précise, une pointe de silicium est microfabriquée au bout d'un levier (Fig I.1). L'action d'une force répulsive ou attractive sur ce système pointe-levier est alors directement accessible en mesurant la déflexion du faisceau LASER réfléchi par le dos du levier dans un détecteur à quatre quadrants. Ceci est une des techniques de mesure mais il en existe d'autres telle celle par interférométrie pour des microscopes fonctionnant à basses températures et en ultravide. Le microscope peut avoir différents modes de fonctionnement : statique ou dynamique (levier oscillant ou non), contact ou non-contact ainsi que toute combinaison de ces quatre modes. Pour contrôler les déplacements et les oscillations du système pointe-levier, celui-ci est monté sur un tube piézo-électrique pour pouvoir effectuer un balayage précis dans le plan ($1V =$ quelques nm), et fixé sur un autre élément piézo-electrique sur lequel une tension alternative est appliquée pour permettre de l'exciter à sa fréquence de

résonance perpendiculairement au plan de balayage. Au cours de ce travail, nous avons utilisé un mode dynamique appelé : tapping-lift mode[©] [3]. C'est un mode double où, à la fois la topographie et le signal magnétique sont enregistrés. Lors d'un premier passage, la pointe entre en contact de manière intermittente avec la surface et définit la topographie (tapping), puis lors du deuxième reproduit la forme de la structure en restant à hauteur constante (lift) et est alors sensible principalement à la force magnétique appliquée sur la pointe. Ce mode est le meilleur compromis pour étudier les distributions d'aimantation de nanostructures de plusieurs nanomètres de hauteur permettant de s'abstraire de tout contraste qui serait dû à la topographie.

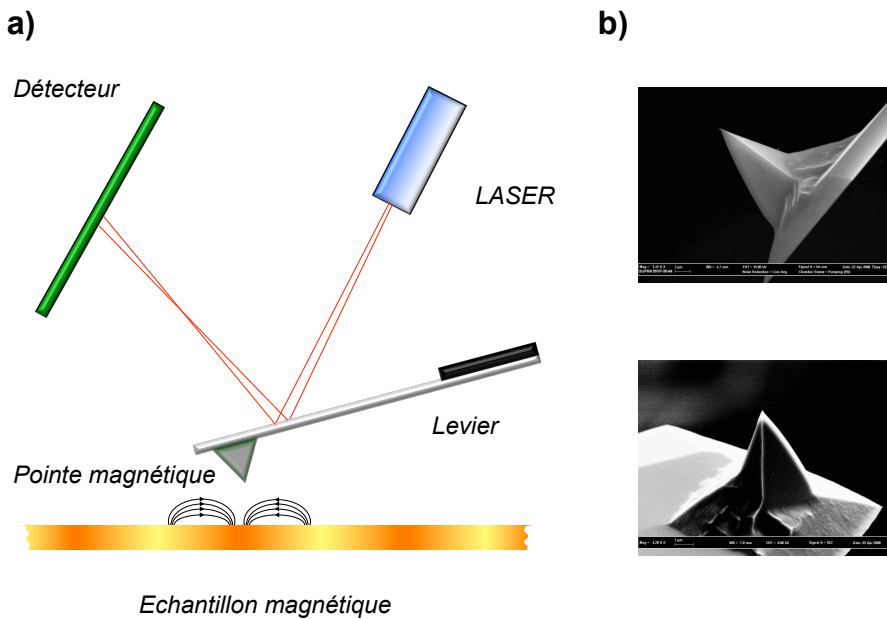


FIG. I.1: a) Principe d'une configuration standard de microscope à force magnétique. b) Images MEB de pointes Silicium

Le mode utilisé est un mode dynamique. C'est à dire que le système pointe-levier est excité à sa fréquence de résonance. A ce point, plusieurs quantités physiques peuvent être mesurées : l'amplitude, le décalage de la fréquence de résonance $\Delta f_r / f_r$ ou encore le déphasage $\Delta\varphi$. Ces deux dernières sont directement reliées à la force appliquée sur la pointe. En effet, en appliquant le principe fondamental de la dynamique à une pointe soumise à une force F_z selon l'axe \hat{z} perpendiculaire au plan et en développant la force de rappel au premier ordre, on obtient l'expression de la fréquence de résonance f_r :

$$f_r = f_0 \sqrt{1 - \frac{1}{k} \frac{\partial F_z}{\partial z}} \quad (\text{I.1})$$

avec f_0 la fréquence de résonance du levier en l'absence de force appliquée et k sa raideur. Il est possible d'en déduire qu'en première approximation le déphasage et le décalage en fréquence sont alors proportionnels au gradient de la force appliquée sur la pointe :

$$\frac{\Delta f_r}{f_r} = -\frac{1}{2k} \frac{\partial F_z}{\partial z} \quad (\text{I.2})$$

et

$$\Delta\varphi = \frac{Q}{k} \frac{\partial F_z}{\partial z} \quad (\text{I.3})$$

avec Q le facteur de qualité de la résonance. Or, si l'on considère que l'aimantation de la pointe est seulement selon \vec{u}_z (normale au plan de l'échantillon), on a :

$$\frac{\partial F_z}{\partial z} = \mu_0 m_z \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \quad (\text{I.4})$$

où m_z est la composante selon \hat{z} du moment de la pointe, i.e. l'aimantation multipliée par le volume. Les grandeurs mesurées sont donc proportionnelles aux dérivées secondes du champ magnétique issu de l'échantillon.

Les pointes utilisées dans le cadre de mon travail ont typiquement des facteurs de qualité $Q \approx 200$, des fréquences de résonance $f_r \approx 70$ kHz et des constantes de raideur $k \approx 0.5 - 9.5$ N/m.

I.1.2 Interprétation des images

La technique MFM étant devenue relativement accessible, une grande partie de son art réside dans l'interprétation du contraste de phase observé. L'interaction pointe-échantillon peut être abordée de deux points de vue : l'aimantation de la pointe interagissant avec le champ de fuite de l'échantillon, et la réciproque : l'aimantation de l'échantillon dans le champ de fuite de la pointe. De manière générale, l'énergie d'interaction E_{int} pointe-échantillon s'écrit :

$$E_{int} = -\mu_0 \int_{ech} \vec{M}_{ech} \cdot \vec{H}_{pointe} dV = -\mu_0 \int_{pointe} \vec{M}_{pointe} \cdot \vec{H}_{ech} dV \quad (\text{I.5})$$

Cette vision très générale est souvent difficile à utiliser pour interpréter le contraste obtenu. Il est plus aisé de faire appel aux charges magnétiques de volume $\rho = -M_S \text{div} \vec{m}$ et de surface $\sigma = M_S \vec{m} \cdot \vec{n}$, ainsi que de se rappeler qu'un champ magnétique dérive d'un potentiel tel que $\vec{H} = -\vec{\nabla} \phi$ à densité de courant nulle.. Par conséquent, si on considère l'aimantation de l'échantillon et le champ de fuite de la pointe, on obtient pour l'énergie :

$$E_{int} = \mu_0 \iiint_{ech} \rho_{ech} \phi_{pointe} dV + \mu_0 \iint_{ech} \sigma_{ech} \phi_{pointe} dS \quad (\text{I.6})$$

Cependant, le signal obtenu est proportionnel au gradient de la force et donc :

$$-\frac{\partial F_z}{\partial z} = \mu_0 \iiint_{ech} \rho_{ech} \frac{\partial^2 \phi_{pointe}}{\partial z^2} dV + \mu_0 \iint_{ech} \sigma_{ech} \frac{\partial^2 \phi_{pointe}}{\partial z^2} dS \quad (I.7)$$

On en conclut alors que le contraste de phase (ou de fréquence) obtenu est l'image des charges magnétiques convoluées par une fonction de l'appareil, ici la dérivée seconde du potentiel de la pointe [4]. Sur la figure I.2, on peut comparer le contraste magnétique obtenu par MFM pour une paroi vortex (voir chapitre) dans une nanostructure de Permalloy (Py : $Ni_{80}Fe_{20}$) et des simulations représentant soit les charges volumiques (fig I.2 (e)), ou la composante perpendiculaire du champ magnétique à 20 nm de la structure, configuration standard de MFM (fig I.2 (b)) ainsi que ses dérivées première et seconde (fig I.2 (c)&(d)). Ces simulations représentent le cas parfait pour une résolution optimale : c'est à dire sans perturbation et sans élargissement par le potentiel de la pointe. On constate que le contraste MFM de parois chargées (voir § III.1.2) peut bien être approché par l'image des charges magnétiques qui dans le cas parfait, reproduit l'expérience avec un meilleur accord que la dérivée seconde du champ de fuite avec laquelle on perd la charge globale de la paroi. Ceci est alors une preuve directe qu'une pointe magnétique est mieux modélisée par un monopole qu'un dipôle magnétique. Ceci a été montré dans l'étude quantitative suivante [5].

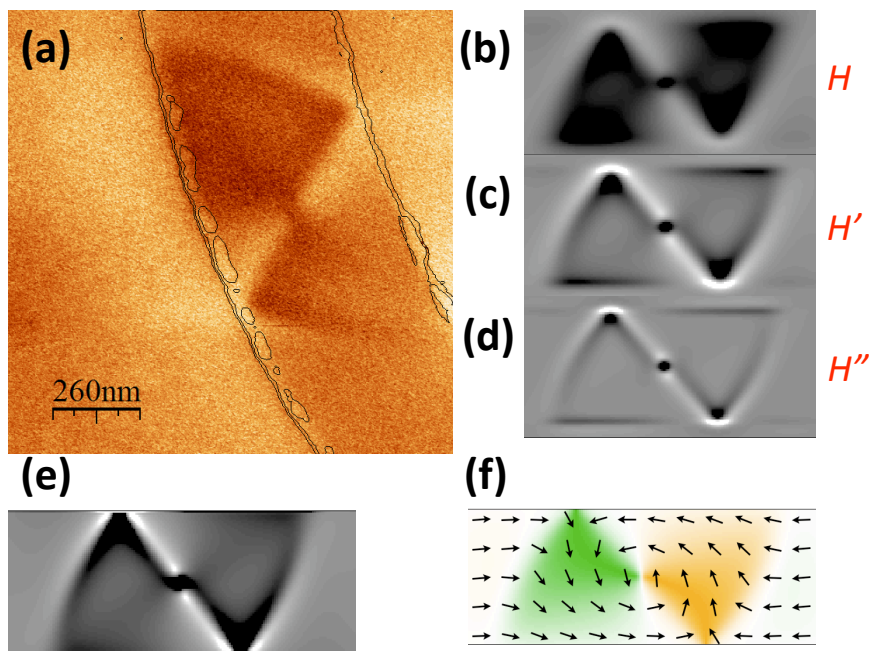


FIG. I.2: Comparaison du contraste de phase obtenu pour une paroi vortex (a) dans une nanopiste de Py de 450 nm de large et 17.5 nm d'épaisseur avec différentes grandeurs simulées : le champ de fuite perpendiculaire (b), sa dérivée première (c), sa dérivée seconde (d) et les charges volumiques qui lui sont associées (e). La configuration magnétique d'une telle paroi est rappelée en (f). Remarquons que la maille de calcul utilisée est $3.68 \times 3.68 \times 17.5 \text{ nm}^3$.

L'une des grandes questions dans le domaine de la microscopie est la résolution. Dans le cas du MFM, c'est l'extension spatiale de $\partial^2\Phi_{pointe}/\partial z^2$ qui limite la résolution accessible. La figure I.3 (b) présente le calcul de ce potentiel dans la cas d'une pointe conique sur laquelle a été déposée une couche magnétique d'épaisseur D [4]. Les épaisseurs des couches magnétiques au cours de ce travail sont comprises entre 5 nm et 20 nm ce qui donnerait une extension spatiale entre 20 nm et 80 nm. Le meilleur objet magnétique pour se rendre compte de la résolution du MFM est le cœur de vortex. Large de seulement quelques nanomètres il peut être considéré comme ponctuel et permet alors, dans une certaine mesure de rétro-imager la fonction de convolution du microscope dans le cas parfait où celui-ci ne perturberait pas la distribution magnétique de l'échantillon. La figure I.3 montre une structure vortex dans un disque de 5 μm de diamètre et de 20 nm d'épaisseur de Permalloy sondée avec une pointe de $\text{Co}_{70}\text{Cr}_{30}$ de 20 nm (45 sec de temps de dépôt). Le contraste dû au cœur de vortex est clairement visible (fig I.3 (a)). Si on effectue un profil radial, une largeur à mi-hauteur de 70 nm est mesurée (fig I.3 (c)). Ceci est largement supérieur à la taille réelle d'un cœur de vortex et n'est pas seulement la cause de la fonction "microscope". En effet, on peut remarquer que la forme est non-circulaire, ce qui indique que le cœur de vortex est perturbé par le champ de fuite soit en étant élargi, soit en étant tiré par la pointe. On peut aussi noter que des résolutions jusqu'à une trentaine de nanomètres ont été mesurées sur des parois vortex (§ III.1.2) en utilisant des pointes optimisées.

I.1.3 Difficultés

Jusqu'à présent, seul le cas sans perturbation à été abordé. Il est bien évident que pour un instrument qui sonde une interaction entre deux objets, ceci est bien utopique. Dans un premier temps, on peut remarquer sur la figure I.3 la différence de contraste entre le disque et le substrat. Effectivement, l'interaction est globalement plus attractive (par convention plus sombre = plus attractif) sur l'ensemble du disque ce qui n'est pas lié aux charges magnétiques, puisque $\text{div}\vec{m} = 0$ pour une configuration d'aimantation orthoradiale, mais au fait que la susceptibilité magnétique est non nulle sur l'échantillon ce qui tend à aligner localement les moments magnétiques avec le champ de la pointe et par conséquent crée une interaction attractive.

Cependant il ne s'agit que de faibles perturbations, la figure I.4 présente les deux possibilités les plus drastiques pour des parois chargées. Si on compare l'image obtenue si les parois ne sont pas perturbées (fig I.4 (a)) avec la figure I.4 (b) on s'aperçoit que les deux parois de polarité opposées sont complètement perturbées. La direction lente de balayage étant du bas vers le haut, la pointe tire alors la paroi avec laquelle l'interaction est attractive (paroi sombre) et repousse la paroi avec laquelle l'interaction est répulsive, qui est à peine visible (paroi claire). Si maintenant on compare les figures I.4 (a) et (c), l'interaction pointe-paroi est attractive dans les deux cas. Or, il est physiquement impossible dans ce type d'échantillon d'avoir deux parois de même polarité. De plus, inverser la polarité d'une des parois avec la pointe coûterait énormément d'énergie et on se serait retrouvé dans le cas de la figure I.4 (b) bien avant que cela ne survienne. On en conclut donc que l'aimantation de la pointe s'est alors réalignée avec la direction du champ de fuite créé par la paroi,

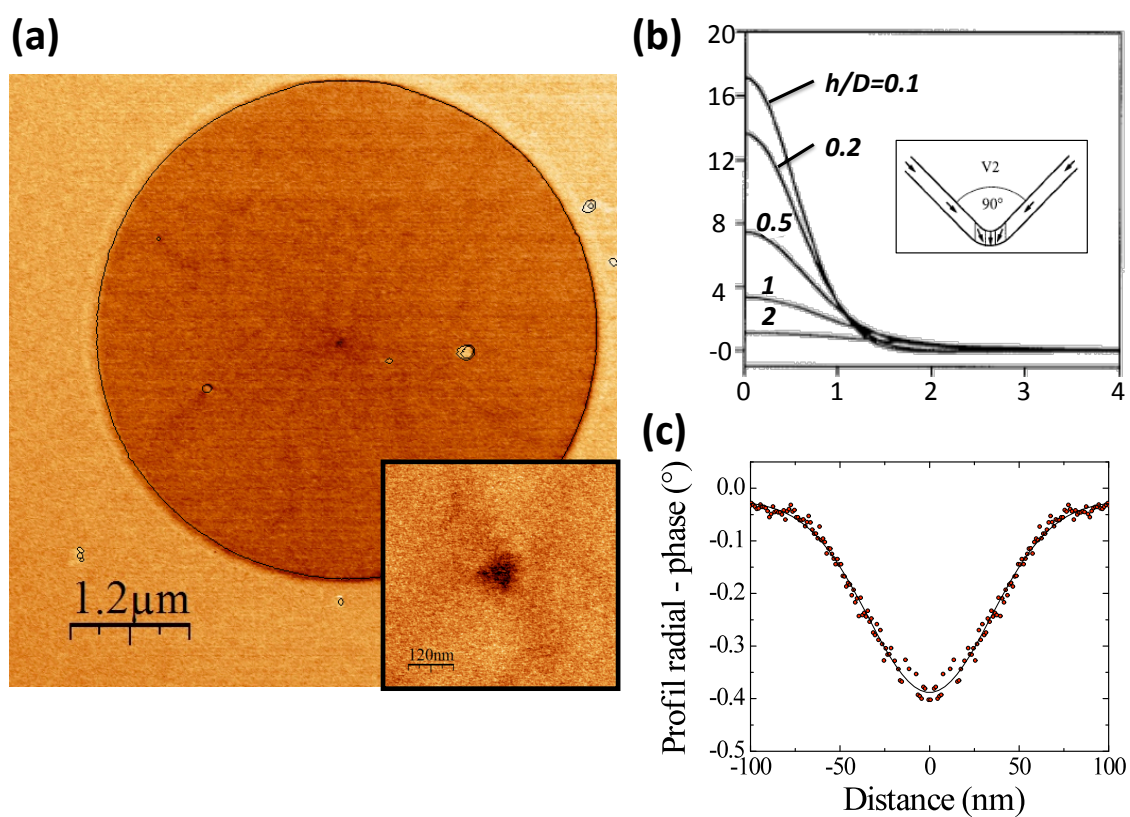


FIG. I.3: Image MFM d'un disque de Py en configuration vortex (a). simulation des dérivées secondes d'un potentiel de pointe conique schématisée en insert, en unité de M_S/D^2 [4], D étant l'épaisseur de matériau magnétique.(b). Profil radial de l'image du vortex (c)

conservant par conséquent une interaction attractive. Cette figure présente donc les deux types de perturbations les plus importantes : la pointe modifiant la structure d'aimantation de l'échantillon ou l'échantillon renversant l'aimantation de la pointe.

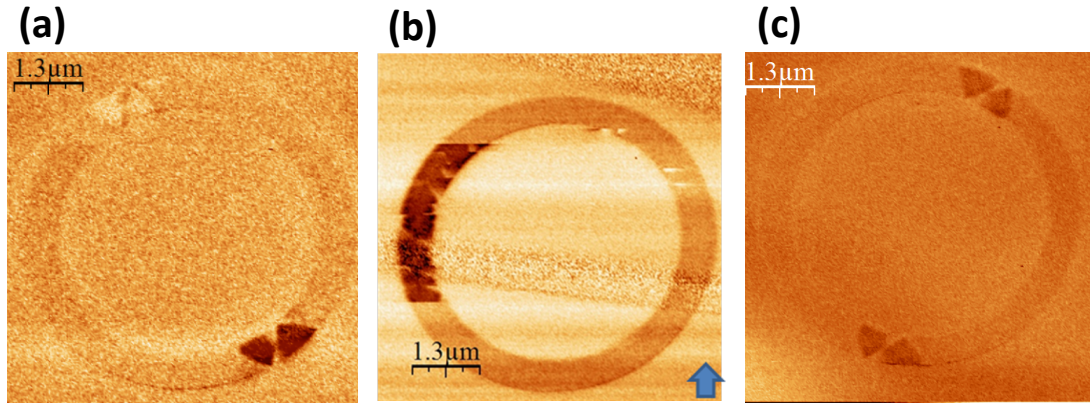


FIG. I.4: Images d'anneaux en Py en configuration "oignons". (a) Les deux parois vortex de polarités opposées sont visibles et mais bloquées. (b) la configuration magnétique de la structure est fortement perturbée. (c) Le contraste des deux parois de polarités opposées apparaît attractif : l'aimantation de la pointe est retournée par le champ de fuite des parois.

Considérant l'étude du chapitre IV dans lequel le déplacement et la position exacte de parois de domaines magnétiques doivent être mesurés, les pointes ont été optimisées pour minimiser l'interaction magnétique tout en conservant un signal de phase satisfaisant et en s'assurant que dans tous les cas l'interaction soit attractive. Ceci assure la maîtrise de la perturbation générée sur la paroi. En effet, seulement deux types de perturbations peuvent survenir (fig I.5). Ces deux situations sont présentes dans la figure I.5 (a). Dans un premier temps, la paroi se fait happer par une pointe qui s'approche. Ceci est clairement visible par l'apparition brutale de la paroi. Puis elle est tirée une fois que la pointe s'éloigne. C'est le champ magnétique rayonné par la pointe dans le plan qui est le champ moteur d'une paroi dans une structure à anisotropie planaire longitudinale. Il faut alors estimer quelle sera la distance maximum à laquelle la pointe peut attirer la paroi, c'est à dire : à quelle distance de la pointe le champ radial atteint le champ de propagation (voir chapitre III). Or, il a été montré qu'une pointe MFM rayonne comme un monopole magnétique. Dans le cas des pointes les plus faiblement recouvertes, on peut alors estimer qu'un champ de 10 Oe est atteint à une distance comprise entre 50 nm et 100 nm. De plus, dans un champ uniforme, les régions soumises à la plus forte interaction sont les zones à fort gradient d'aimantation. En effet, si \hat{x} est l'axe longitudinal alors la force F_x exercée sur la paroi selon \hat{x} est donnée par :

$$F_x = -\mu_0 M_S \int \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} \cdot \vec{H}_{pointe} \quad (\text{I.8})$$

Sur la figure I.5 (b) la simulation OOMMF d'une paroi vortex est représentée avec le niveau de gris $\partial m_x / \partial x$. Les zones à plus fort gradient sont le cœur mais surtout les

deux demi anti-vortex (§ III.1.1.2). Ceci explique que dans la figure I.5 (a) la paroi apparaît au niveau du premier anti-vortex puis est attirée de manière répétitive au niveau du second. Notons que sous la pointe, le champ radial est nul.

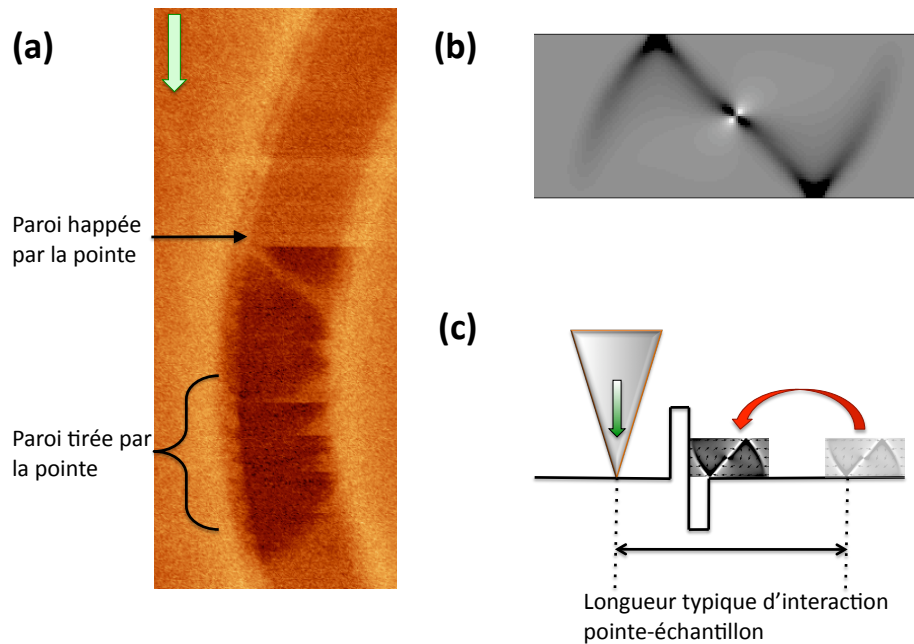


FIG. I.5: (a) exemple de structure magnétique happée et ensuite tirée par une pointe magnétique faible. (b) représentation des zones d'une paroi vortex qui sont soumises à la plus forte attraction d'un champ magnétique uniforme ($\partial m_x / \partial x$). (c) Représentation schématique d'une paroi attirée par une pointe puis stoppée par un centre de piégeage (ligne noire) (seul cas où la perturbation peut ne pas se voir). La longueur typique d'interaction donne alors la barre d'erreur maximum pour une mesure de déplacement de paroi.

Malgré ces difficultés, le MFM reste un outil très puissant, permettant quand il est utilisé à l'air et à température ambiante avec des pointes magnétiques optimisées, une résolution de 30nm et donc une étude fine sur des échantillons très variés plus ou moins modèles comme les mésostructures réalisées par les techniques habituelles de nanofabrication. Nous décrivons maintenant ces dernières.

I.2 Nanofabrication, recettes et difficultés

En magnétisme, les problématiques actuelles, et en particulier le cadre de cette thèse, nécessitent des échantillons de taille sub-micronique. Les progrès en termes de nanofabrication permettent désormais de créer des structures de largeurs de l'ordre de la centaine de nanomètres. Néanmoins la nanostructuration demande un savoir-faire qu'il faut acquérir et maîtriser. Un des objectifs de cette thèse était la fabrication de nos propres nanostructures. Une grande partie de mon travail a donc été dédiée à leur conception et leur réalisation.

Pour arriver à une nanostructure, deux approches sont possibles. Soit une couche mince est mise en forme, soit on fait croître directement la nanostructure avec la forme voulue. Après avoir essayé les deux, c'est cette dernière que nous avons choisie. Le principe général est de fabriquer un masque dans une résine polymère à l'aide d'un faisceau d'électrons, puis d'y déposer le matériau voulu. Nous allons donc en détailler les différentes étapes.

I.2.1 Enrésinage [I]



FIG. I.6: Schéma de l'étape d'énrésinage. Le substrat est représenté en gris et la résine en violet.

La première étape est de déposer une résine polymère sur un substrat, ce qu'on appelle : *énrésinage* ou *enduction* (fig I.6). Toutes les résines ont des caractéristiques différentes (viscosité, sensibilité...) suivant la longueur et le type de chaîne polymère utilisée ainsi que leur taux de dilution. Remarquons que les résines utilisées dans ce travail sont diluées dans de l'anisole. Trois différentes résines ont été utilisées : le polyméthyl-méthacrylate (PMMA), le co-polymère méthyl-méthacrylate/acide méthacrylique (MMA-MAA) et la ZEP 520 A. En fonction de la nanostructure voulue, on choisit l'une ou l'autre. Pour les structures fines on préférera la ZEP520A voire le PMMA A3 (dilué à 3% d'anisole). Tandis que de pour les structures plus importantes comme les contacts électriques ou les marques de repositionnement il est préférable d'utiliser une bi-couche copolymère/PMMA. Le paramètre important de cette étape est l'épaisseur de la résine déposée.

La manière de procéder est la suivante. On dépose un excès de résine en solution sur le substrat. Ensuite, l'échantillon est mis en rotation pour étaler la résine de manière homogène. Pour finir, l'échantillon est recuit à une température supérieure à la transition vitreuse de manière à éliminer le solvant et homogénéiser la résine. On contrôle l'épaisseur de résine par la vitesse, le temps de rotation et l'accélération.

Cependant elle dépend aussi des caractéristiques intrinsèque de la résine telles que : la tension de surface, la viscosité ...

Le tableau I.1 résume les procédés utilisés ainsi que les conseils d'utilisation de chaque résine.

TAB. I.1: Paramètres d'enrésinage utilisés. (++) conseillé, (+) on s'en sort, (-) à éviter, (- -) problèmes en vue, en fonction de la largeur w et l'épaisseur t de la structure souhaitée. e est l'épaisseur de la résine déposée (μm)

Résine	Caractéristiques de rotation	Recuit	e	$w < 500$ $t < 50$	$w < 500$ $t > 50$	$w > 500$ $t < 50$	$w > 500$ $t > 50$
ZEP520A	3000 tpm / 60 sec	180°C / 120 sec	0.4	(++)	(++)	(+)	(+)
PMMA A3	4000 tpm / 60 sec	180°C / 120 sec	0.1	(+)	(- -)	(+)	(- -)
Bi-Couche			0.7	(-)	(-)	(+)	(++)
MMA-MAA	2000 tpm / 60 sec	150°C / 120 sec					
PMMA A3	4800 tpm / 60 sec	180°C / 120 sec					

I.2.2 Lithographie électronique [II]

I.2.2.1 Principe

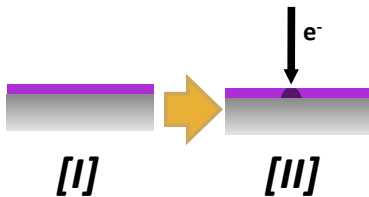


FIG. I.7: Schéma de l'étape de lithographie électronique.

La résine déposée à l'étape précédente est électrosensible. C'est à dire qu'elle est sensible à une insolation par électrons. Techniquement, on dessine le motif désiré à l'aide du faisceau d'électrons (fig I.7) d'un microscope à balayage électronique (fig I.9)¹. Deux types de résines existent suivant qu'on sensibilise (insole) ce que l'on désire laisser (résine négative) ou enlever (résine positive). Notons que les résines discutées auparavant sont des résines positives. L'action du faisceau d'électrons est alors de casser les longues chaînes polymères. Physiquement, l'électron incident complète un doublet électronique sur un des C de la liaison $-C-C-$ (fig I.8 (a)) ce qui empêche la formation de la liaison chimique avec le C voisin et sépare alors les monomères. Notons qu'il est important que le polymère soit monodisperse pour un contraste optimal de lithographie.

¹Le logiciel de lithographie utilisé pour ce travail est NPGS

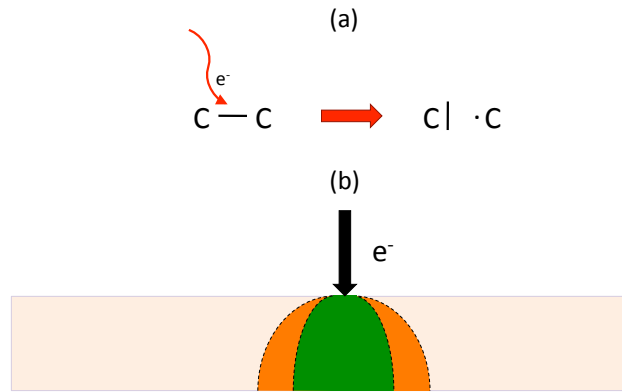


FIG. I.8: (a) représentation schématique de l'action du faisceau d'électron sur une liaison $-C-C-$. (b) Extension spatiale de l'irradiation suffisante au développement d'une résine sensible (orange) et moins sensible (vert) pour une même tension d'accélération et un même temps d'exposition. Remarquons la forme de la *poire de diffusion*

La sensibilité d'une résine est alors définie comme la facilité avec laquelle une liaison $-C-C-$ peut être brisée. Pour l'essentiel, la sensibilité dépend de la facilité avec laquelle l'électron peut accéder à la liaison $-C-C-$ et donc de l'encombrement électronique général. Pour cette raison, le copolymère est plus sensible que le PMMA puisque qu'il contient de l'acide méthacrylique (MAA) dont l'encombrement électronique est plus faible que le méthacrylate de méthyle.

De plus, théoriquement, la taille minimum réalisable est la taille du faisceau, de l'ordre du nanomètre. Cependant les phénomènes de diffusion élargissent l'action du faisceau : on parle de *poire de diffusion*. Son extension dépend de la tension d'accélération des électrons incidents (typiquement 30 keV), de la dose appliquée (typiquement comprise entre 70 et 700 $\mu C/cm^2$) et bien sûr de la sensibilité de la résine. Pour une même tension d'accélération et un même temps d'exposition (fig I.8 (b)), l'extension spatiale des chaînes polymères cassées dans une résine sensible sera plus importante que dans une résine moins sensible. Cela se comprend facilement en remarquant qu'un électron d'énergie cinétique plus importante, traversera plus facilement le nuage électronique pour atteindre la liaison $-C-C-$. D'autre part, plus les électrons incidents sont accélérés, plus la poire de diffusion sera étroite car ils pénètrent plus loin dans le substrat. L'extension spatiale de la diffusion des électrons a un rôle essentiel dans la nanostructuration car, certes elle limite la résolution et oblige à prendre en compte les effets de proximité, mais elle crée aussi ce qu'on appelle : *l'undercut*. Il s'agit du profil particulier empêchant de *métalliser* les flans de la résine pendant l'étape de dépôt (§ I.2.4) et par conséquent de faciliter l'étape de *lift-off* (§ I.2.5).

Finalement, le paramètre important de cette étape est la dose optimisée en fonction du type de résine utilisée et des nanostructures voulues (tab I.2). Il faut que toutes les chaînes polymères soient cassées sur la zone souhaitée, donc que la dose soit suffisamment importante. Cependant si la dose est trop importante il peut y avoir une recombinaison des monomères, équivalent à une résine négative, qui ne se dissout

plus par les moyens standards. Dans le tableau I.2 on pourra trouver l'ordre de grandeur des doses utilisées en fonction des structures voulues et des résines utilisées. Dans tous les cas, un test de dose est fortement encouragé avant de commencer un nouveau type d'échantillon.

TAB. I.2: Paramètres de lithographie utilisés pour des résines déposées selon les paramètres du tableau I.1. La dose est indiquée en $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Notons que ces doses sont valables pour des structures uniques. Dans le cas de réseaux denses, les effets de proximité sont à ne pas négliger.

Structures	Résine	Dose
$w < 200 \text{ nm}$	ZEP520A	100
$w < 500 \text{ nm}$	ZEP520A	85
$w < 1000 \text{ nm}$	ZEP520A	70
contacts	Bi-couche	340

I.2.2.2 Microscope à balayage électronique

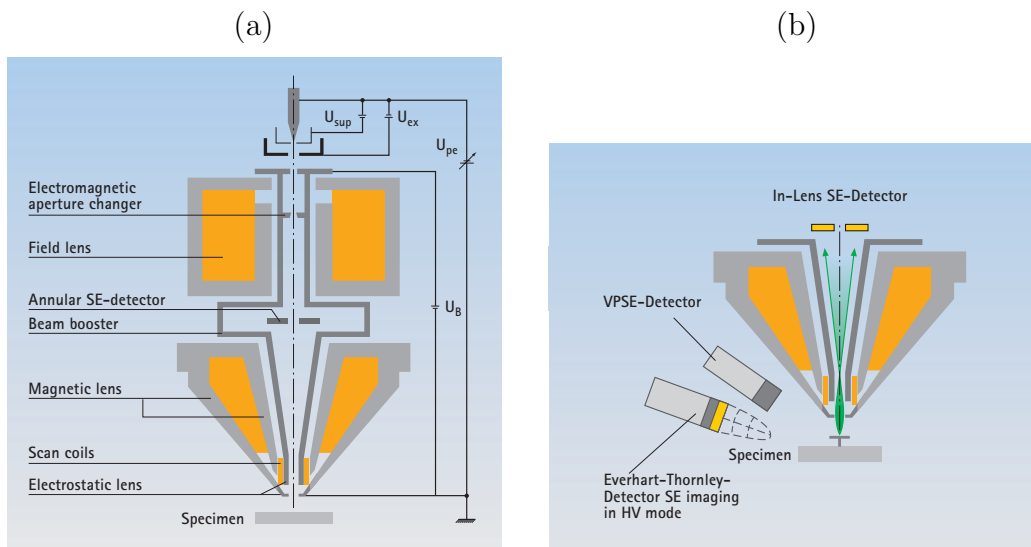


FIG. I.9: (a) Schéma de la colonne Gemini intégrée sur le SEM-FEG Zeiss Supra55vp. (b) Schéma de la disposition des différents détecteurs d'électrons secondaires.

La lithographie électronique est effectuée dans un microscope à balayage électronique (MEB ou SEM en anglais, fig I.9) dont la fonction première est l'imagerie. Une pointe de Zr est polarisée afin d'extraire les électrons vers le vide par effet de champ. Ceux-ci sont ensuite accélérés par une tension variant entre 0.1 keV et 30 keV suivant l'utilisation souhaitée. Par exemple dans le cas de la lithographie on utilise 30 keV. Avant d'arriver sur l'échantillon, les électrons passent dans un ensemble d'éléments d'optique électronique, la plupart étant des bobines électromagnétiques. Les électrons

primaires frappant la surface génèrent, par des processus inélastiques, des électrons dits “secondaires” de faible énergie (typiquement quelques eV) qui sont collectés par différents types de détecteurs (fig I.9 (b)) dont le fonctionnement précis ne sera pas détaillé. Notons seulement que le principe est de collecter les électrons en polarisant une grille. Sur les trois détecteurs montrés sur la figure I.9 (b), seulement deux ont été fréquemment utilisés : le détecteur standard de Everhart-Thornley et le détecteur annulaire (sur la figure : In-lens SE-Detector).

En première approximation, le contraste observé dépend du numéro atomique Z . C’est dire que plus Z est important, plus grand est le nombre d’électrons secondaires et donc plus important est le contraste. Remarquons alors que si les matériaux composant les structures et le substrat ont des Z proches, il est difficile de les observer. Une description détaillée de la microscopie électronique à balayage pourra être trouvée dans [6].

I.2.3 Développement [III]

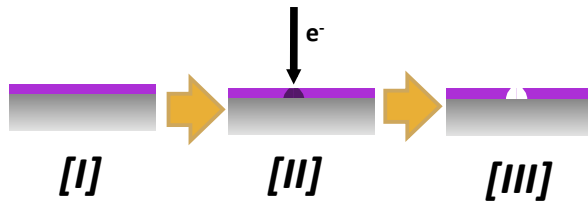


FIG. I.10: Schéma de l’étape de développement. Remarquons la forme schématique de la *poire de diffusion* qui forme le surplomb lors du développement (undercut)

Une fois la lithographie électronique effectuée, il reste aux endroits insolés des chaînes polymères plus courtes qu’il faut enlever. Cette étape est appelée : *développement* (fig I.10). On utilise alors la cinétique de réaction de différents solvants qui, pour une même résine, varie en fonction de la taille des chaînes polymères. Les *développeurs* sont des solvants qui dissolvent plus rapidement les chaînes courtes que les plus longues. En ayant le temps adéquat de développement il est alors possible de n’évacuer que les parties qui ont été sensibilisées à l’étape de lithographie (§ I.2.2).

Bien que cette étape semble triviale, il ne faut pas la négliger puisque que c’est d’elle dont dépend la qualité de la surface sur laquelle sera déposé le matériau (§ I.2.4) ainsi que la rugosité de bords des structures après l’étape de *lift-off* (§ I.2.5). Le tableau I.4 donne les caractéristiques de développement conseillées en fonction de la résine utilisée et pour les doses d’expositions proposées à l’étape précédente.

L’image MEB présentée sur la figure I.11 montre le cas d’une nanostructure pour laquelle le matériau magnétique a été déposé sur une résine mal développée. On note alors la forte rugosité de bords ainsi que les *bulles* présentes dans la topographie de la structure, qui reflète le relief sur lequel le matériau magnétique a été déposé. La résine déposée pour cet échantillon était une mono-couche de PMMA A3, la dose d’exposition lors de l’étape de lithographie était $\approx 300 - 340 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

²Le rinçage n’est pas obligatoire dans ce cas

TAB. I.3: Paramètres de développement. (MIBK : méthylisobutylcétone ; IPA : isopropanol)

Résine	Développeur	Temps dév.	Rinçage	Temps Rin.
ZEP520A	Orthoxylène	1 min	MIBK :IPA (89 :11)	1 min
PMMA	MIBK :IPA (1 :3)	1 min	Aucun	
Bi-couche	MIBK :IPA (1 :3)	1 min	IPA ²	1 min

On a alors développé cette résine en deux étapes : une étape de développement (1 : 3 MIBK :IPA) et une seconde de rinçage. Or il a été montré [7] que cette étape de rinçage exacerbait la séparation du mélange polymère-solvant en une phase riche en polymère et une autre pauvre, rendant alors le développement inhomogène. Eliminer cette étape de rinçage a effectivement permis d'améliorer la qualité des nanostructures. Cet exemple illustre bien l'importance de l'étape de développement.

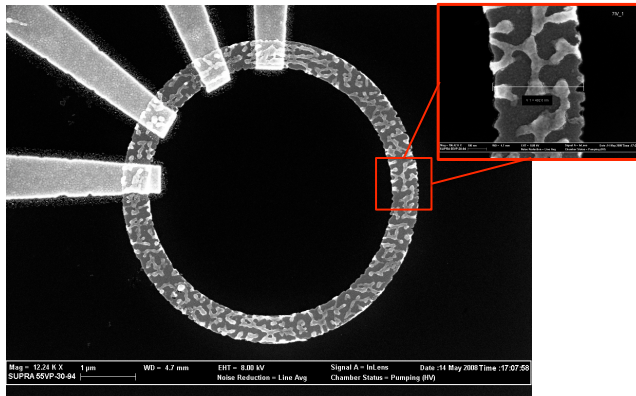


FIG. I.11: Image SEM d'une nanostructure de Py contactée par des électrodes en Au dont l'étape de développement d'une monocouche de PMMA A3 a échoué du fait d'un rinçage à l'IPA

I.2.4 Dépôt ultravide [IV]

A ce stade, on a un substrat recouvert d'un masque en résine polymère. Il faut y déposer le matériau désiré (fig I.12). Cette étape est d'une importance capitale car c'est d'elle dont dépend la qualité intrinsèque du matériau à étudier.

Un grand nombre de techniques existent et cette partie n'a pas vocation à toutes les détailler. Au cours de cette thèse, toutes les étapes de dépôt ont été réalisées par évaporation thermique ultravide. Le matériau choisi est chauffé jusqu'à sa température de fusion. On produit alors une vapeur de ce matériau, composée d'atomes, qui se condense au moment où elle atteint l'échantillon. Deux techniques sont à notre disposition pour chauffer les charges de matériaux à déposer : chauffage par effet Joule (fig I.13 (b)) ou par bombardement électronique (fig I.13 (a)). C'est ce

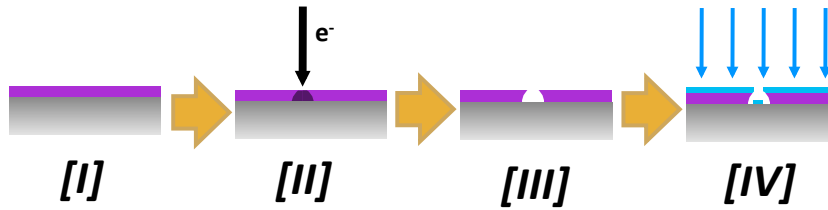


FIG. I.12: Schéma de l'étape de dépôt. Le matériau déposé est représenté en bleu. Remarquons que le surplomb (undercut) évite que la couche déposée soit continue au niveau des flans de résine.

dernier qui a été utilisé pour déposer les couches magnétiques de Py ou de NiPd. Dans tous les cas le dépôt doit se faire dans un vide poussé ou en ultravide pour deux raisons. La première est d'éviter les collisions entre les atomes évaporés et les molécules présentes dans la chambre. Un vide poussé (qqq 10^{-4} mbar) suffit pour que les atomes voyage sans collision sur plusieurs mètres (libre parcours moyen). La deuxième raison est la qualité intrinsèque de la couche. En effet plus le vide sera poussé et moins la couche sera potentiellement oxydée. Ce qui est critique pour nos couches magnétiques.

Techniquement, pour chauffer la cible, on émet des électrons par thermo-émission à partir d'un filament de tungstène dans lequel passe un courant électrique. Ces électrons sont ensuite accélérés par une anode et déviés en direction de la charge par un champ magnétique créé à partir d'un aimant ou de bobines magnétiques. En frappant la charge, les électrons lui transmettent leur énergie sous forme de chaleur. L'avantage de cette technique est qu'il est possible d'atteindre des températures très élevées et évaporer par exemple des matériaux réfractaires sans les polluer. Cela ne serait pas le cas dans un évaporateur à effet Joule où la charge est chauffée indirectement par le creuset dans lequel passe le courant. Remarquons que les taux de dépôts utilisés sont ≈ 0.1 nm/s. Un ouvrage détaillé sur les évaporations sous vide pourra être trouvé dans la référence suivante [8].

I.2.5 “Lift-off” [V]

Le *lift-off* est l'étape finale d'un niveau de nanofabrication. L'échantillon est mis dans un bain de solvant qui dissout le reste de la résine polymère qui n'a pas été insolée, en enlevant alors la partie de la couche mince déposée à l'étape précédente (§ I.2.4,) qui la recouvre (fig I.14).

TAB. I.4: Paramètres de *lift-off*.

Résine	Solvant	Température
ZEP520A	NMP	80°C
PMMA	Acétone	55°C
Bi-couche	Acétone	55°C

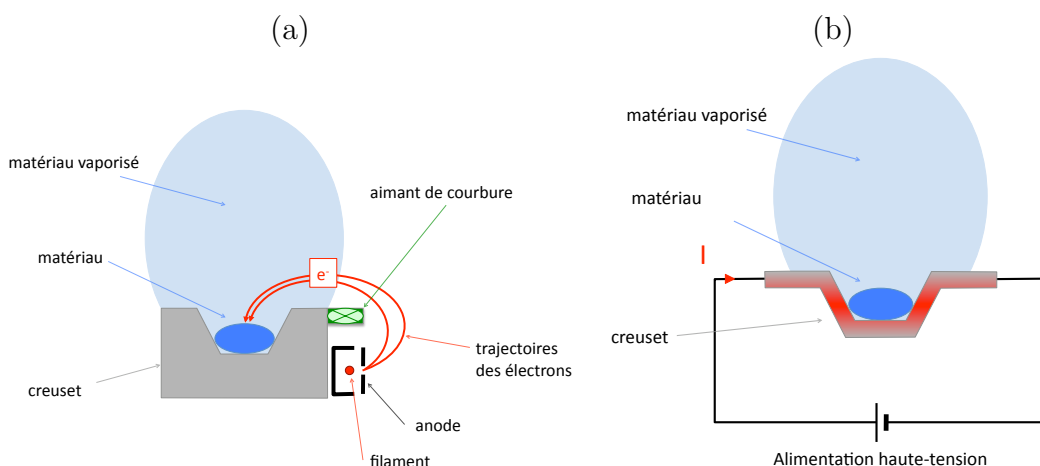


FIG. I.13: Schéma des deux principes d'évaporation utilisés : (a) canon à électrons et (b) évaporateur à effet Joule.

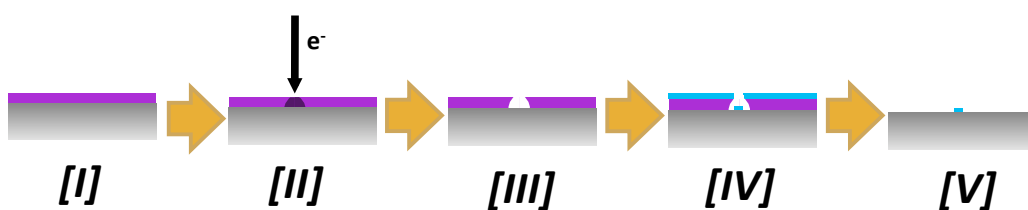


FIG. I.14: Schéma de l'étape de *lift-off*

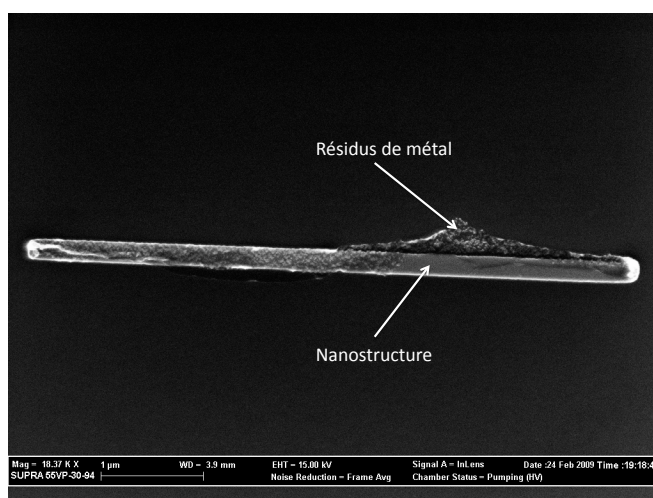


FIG. I.15: Image SEM d'une nanostructure de NiPd dont l'étape de lift-off a échoué dû à la métallisation des flans de résine lors de l'étape de dépôt

Les principales difficultés rencontrées à cette étape sont les conséquences de problèmes au niveau des étapes précédentes et rarement du *lift-off* lui-même. En effet, par exemple, la principale difficulté survient lorsque les flans de la résine

ont été métallisés. Une fois la résine enlevée, les résidus de métal se replient sur la nanostructure (ex fig I.15).

I.2.6 Quelques nanostructures réalisées

Au cours de cette thèse, les structures qui ont été réalisées sont des nanopistes de matériaux magnétiques dont les largeurs et épaisseurs sont sub-nanométriques, le plus souvent contactées par des électrodes de métal normal. La figure I.16 présente quelques exemples de structures fabriquées au cours de mon travail.

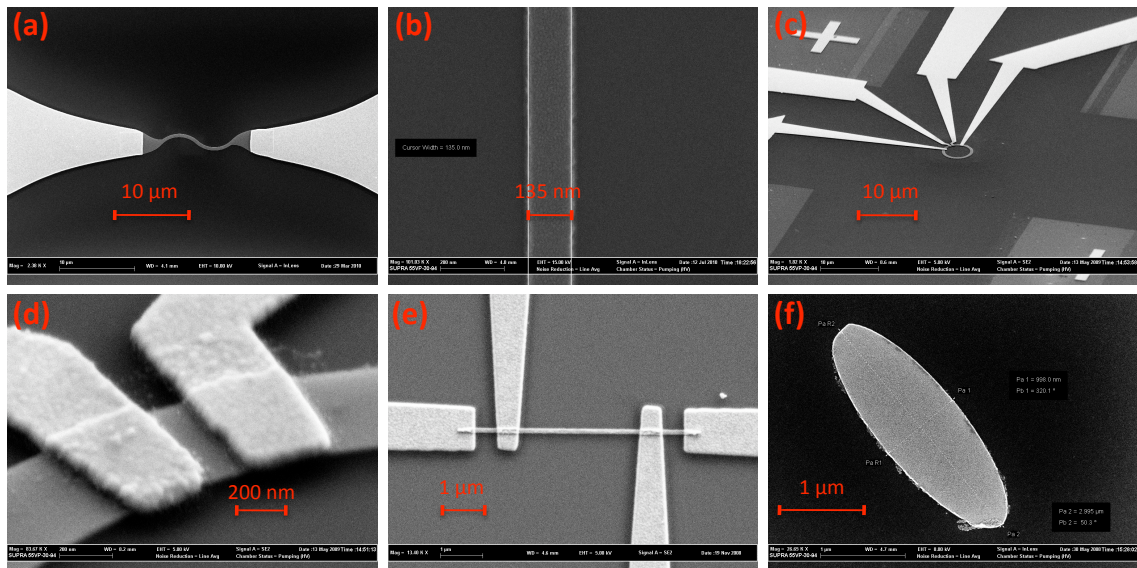


FIG. I.16: Images SEM de quelques nanostructures réalisées au cours de cette thèse. (a) nanopiste de Py de 450 nm de large et 17.5 nm d'épaisseur contactée par des électrodes de Au. (b) nanopiste de NiPd de 135 nm de large et 30 nm d'épaisseur. (c) système composé d'un anneau de Py de 500 nm de large, 20 nm d'épaisseur et 5 μm de diamètre et de contacts de Au. (d) image agrandie de la structure (c). (e) nanopiste de NiPd de ≈ 120 nm de large et 30 nm d'épaisseur contactée par des électrodes de Au. (f) ellipse de Py de $3 \times 1 \mu\text{m}^2$ et 20 nm d'épaisseur.

I.3 Autres techniques utilisées et leur principe

Cette partie présente les techniques qui nous ont servi pendant mon travail de thèse mais qui n'ont pas fait l'objet d'études à part entière. Nous rappellerons alors les bases pour leur compréhension sans nécessairement approfondir les détails physiques des mécanismes mis en jeu.

I.3.1 Le XMCD-PEEM

L'acronyme XMCD-PEEM signifie en anglais : *X-ray Magnetic Circular Dichroism - PhotoEmission Electron Microscopy*. Cette technique est basée sur l'absorption de photons X qui, dans un matériau magnétique, diffère en fonction de leur polarisation, effet qui est ensuite mis en évidence par l'intensité des électrons photo-émis lors de la désexcitation suite à cette absorption. Une description détaillée des mécanismes présentés ci-après pourra être trouvée dans les ouvrages suivants [9, 10]

I.3.1.1 XMCD

La première mise en évidence expérimentale du contraste XMCD sur des métaux de transitions est attribuée à Chen et al. [11]. Les photons X incidents ont l'énergie nécessaire pour exciter les électrons de cœur du système vers les états de la bande de valence. Les règles de sélections déduites des éléments de la matrice de couplage dipolaire ($\hat{E} \cdot \hat{r}$, avec \hat{E} le vecteur champ électrique et \hat{r} l'opérateur position) n'autorisent que les transitions dans lesquelles : $\Delta l = \pm 1$, $\Delta m_l = 0, \pm 1$, $\Delta s = 0$ et $\Delta m_s = 0$. Remarquons la règle concernant Δm_l dépendant de la polarisation de la lumière incidente. Pour une polarisation circulaire gauche ou droite $\Delta m_l = \pm 1$ (XMCD) alors que pour une polarisation linéaire $\Delta m_l = 0$ (XMLD). On peut aisément le mettre en évidence en remarquant que le terme de couplage dipolaire peut se réécrire à un facteur multiplicatif près comme : $re^{\pm i\varphi}$ avec r et φ le module et la phase. Couplé à la partie angulaire de la fonction d'onde on obtient alors un élément de matrice proportionnel à $e^{i(m_l \pm 1)\varphi}$ pour un photon X polarisé circulairement gauche ou droite et dont le vecteur de propagation est commun à l'axe de quantification. L'idée de base du couplage entre le magnétisme d'une couche et un photon X incident est en fait liée au couplage *spin-orbite*. En effet, le champ électrique est couplé à la partie orbitale de la fonction d'onde (comme décrit auparavant) qui est elle-même couplé à sa partie de spin. On peut finalement résumer de la manière suivante : l'absorption d'un photon polarisé circulairement est dépendante de l'état de spin du système avec lequel il se couple. Seulement, l'état final de l'électron excité doit être un état vide, de spin identique puisque $\Delta m_s = 0$. Par conséquent, l'intensité absorbée est proportionnelle au nombre de trous dans la bande de valence. Remarquons alors que pour les matériaux magnétiques, le nombre d'états disponibles est différent en fonction de leur état de spin.

Plus particulièrement, pour les matériaux magnétiques usuels (Fe, Co et Ni), les transitions utilisées sont les niveaux L qui se trouvent dans des gammes d'énergie facilement accessibles pour le rayonnement synchrotron c'est à dire entre 700 et 900 eV. Les transitions possibles sont alors des $2p_{3/2}$ vers les $3d$, et des $2p_{1/2}$ vers les $3d$ qui correspondent aux raies L_3 et L_2 respectivement. La figure I.17 présente

un schéma du principe des transitions au seuil L ainsi qu'un exemple de spectres d'absorption et de signal XMCD (différence entre des spectres d'absorption de polarisations opposées) sur un mono-cristal de Fe [12]. Une fois le système excité, il faut qu'il relaxe vers son état d'équilibre en comblant le trou laissé au niveau de cœur, par des électrons des niveaux supérieurs. Lors de ce processus, un des phénomènes intervenant est l'émission d'électrons "secondaires". D'autres processus sont l'émission d'électron Auger ou encore la fluorescence. Le nombre d'électrons émis étant proportionnel à l'intensité de l'absorption de photons X, l'évaluation du courant échantillon est alors un moyen de mesurer l'absorption

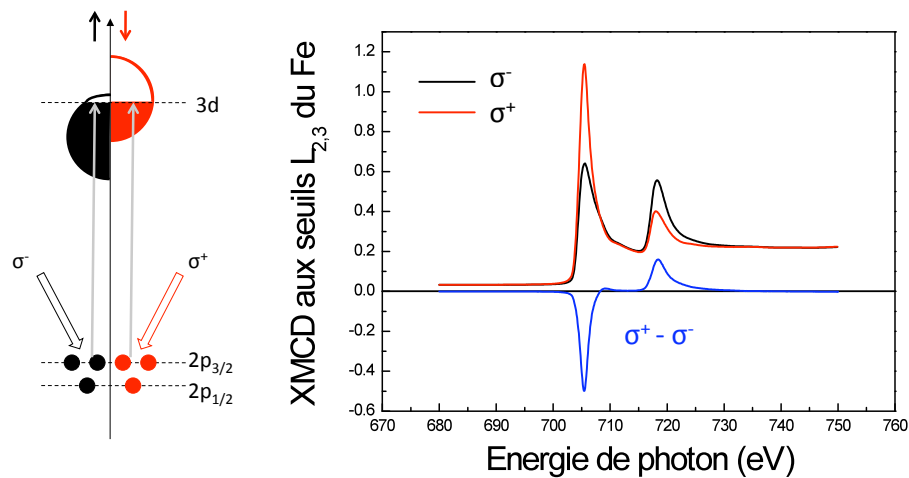


FIG. I.17: Principe du XMCD. Schéma des transitions $2p$ vers $3d$ et exemple de spectres d'absorption et XMCD obtenus au seuil du Fe. (Thèse N. Bergeard, ligne TEMPO synchrotron SOLEIL)

I.3.1.2 PEEM

D'autre part, il est possible de collecter ces électrons secondaires dans une colonne de microscope électronique. La gamme d'énergie des électrons utilisés est alors assez étroite autour d'une valeur modulable appelée en anglais : "start voltage" pour le PEEM Elmitec que nous avons utilisé. Ces derniers sont accélérés entre 15 et 20 kV. Remarquons que plus haute est la tension d'accélération, meilleure sera la résolution. Les électrons passent ensuite dans une série de lentilles électromagnétiques pour finalement être multipliés par la "galette de microcanaux" (microchannel plate) et convertis en photons visibles par un écran fluorescent puis collectés par une caméra CCD. L'intensité dépendant de l'orientation respective de l'aimantation et du vecteur d'onde incident, il est alors possible de faire l'image de la distribution d'aimantation d'un échantillon.

La figure I.18 présente un schéma du microscope utilisé à Trieste au synchrotron Elettra, sur la ligne Nanospectroscopy. On montre aussi un exemple d'images de nanostructures magnétiques pour les deux polarisations circulaires ainsi que la différence. Remarquons que la différence d'images permet d'accentuer le contraste magnétique.

Cependant il est possible pour une seule polarisation de distinguer une variation d'intensité, à peine visible sur ces images.

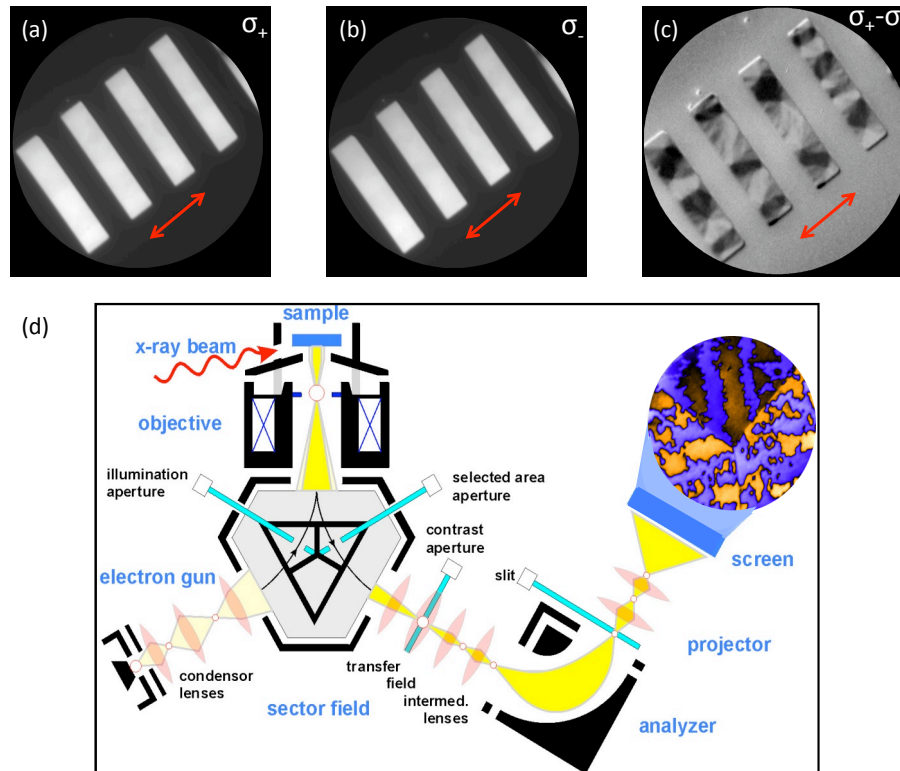


FIG. I.18: XPEEM sur des nanostructures de $\text{Ni}_{85}\text{Pd}_{15}$ au seuil L_3 du Ni. (a) Image en polarisation σ_+ (b) Image en polarisation σ_- (c) différence $(\sigma_+ - \sigma_-) / (\sigma_+ + \sigma_-)$. La double flèche rouge représente la projection du vecteur d'onde incident des photons. (d) Schéma du microscope, reproduit avec permission de R. Belkhou.

I.3.2 Mesures électriques et impulsions de courant

I.3.2.1 Magnétorésistance anisotrope

Au cours de cette thèse les mesures électriques et les caractérisations par la résistance de nos nanostructures ont été largement utilisées³.

L'intérêt de telles mesures est qu'il existe un couplage entre variation de résistance et direction d'aimantation. Ce phénomène est la *magnétorésistance anisotrope* (AMR), mis en évidence par Lord Kelvin au cours du XIX^e siècle sur un barreau de Fer puis de Nickel, et dont la signature est la diminution de la résistance si les lignes de courant et l'aimantation sont perpendiculaires comparé au cas où elles sont parallèles. Notons qu'il faut distinguer cet effet de la *magnétorésistance ordinaire* où la variation de résistance dépend de l'orientation et de l'amplitude du champ magnétique appliqué, qui est aussi observé dans les métaux non-magnétiques.

³Technique standard de mesure 4 pointes, avec détection synchrone, dont la trace est enregistrée à l'oscilloscope

Les phénomènes microscopiques mis en jeu pour rendre compte du signe et de l'amplitude de l'AMR sont loin d'être évidents et sont une des nombreuses conséquences du couplage *spin-orbite* qui dans le cas des métaux *3d* augmente la probabilité de diffusion *s – d* si électrons ont un vecteur de propagation le long de l'aimantation. Pour le comprendre, on peut considérer le modèle à deux canaux de Mott [13–15]. Dans ce modèle, en l'absence de couplage spin-orbite, les électrons à caractère *s* majoritaires ne peuvent diffuser vers des états *d* majoritaires puisqu'ils sont en dessous du niveau de Fermi et donc totalement occupés. En revanche, la diffusion *s – d* des minoritaires est autorisée. Cela explique dans un premier temps la différence de résistivité des deux canaux. Ajouter le couplage spin-orbite crée un mélange des canaux et permet, entre autre, la présence d'états *d* majoritaires au niveau de Fermi. Les électrons *s* majoritaires peuvent alors être diffusés vers des états *d*. Seulement, du fait de l'axe d'aimantation (ou de quantification de l'opérateur de spin), le mélange des états *d* majoritaires et minoritaires n'est pas isotrope. Ces auteurs montrent alors, en considérant le couplage spin-orbite : $A\hat{L}\cdot\hat{S}$ comme une perturbation du champ d'échange, \hat{z} comme axe d'aimantation et les électrons *s* comme des ondes planes, que la résistivité pour les électrons voyageant le long de l'axe d'aimantation est supérieure à celle des électrons voyageant perpendiculairement. De plus, ils concluent que l'amplitude de l'AMR est proportionnelle aux rapports de résistivité des canaux majoritaires et minoritaires.

Même si la compréhension microscopique de l'AMR n'est pas aisée, sa phénoménologie est triviale tout comme la symétrie de l'effet attendu : la résistance varie comme $\cos^2 \theta$ où θ est l'angle entre l'aimantation et le courant. La résistance peut alors être modélisée par l'équation suivante :

$$R = R_{\perp} + \Delta R \cos^2 \theta \quad (\text{I.9})$$

La figure I.19 montre une mesure expérimentale de la variation de résistance en fonction de l'angle d'application du champ magnétique par rapport à la direction du courant dans une piste de Py de 40 nm d'épaisseur, et de longueur et largeur "macroscopique" : $1.2 \times 1 \text{ mm}^2$. On remarque alors, en comparant l'expérience à l'ajustement, qu'elles se superposent bien avec un $\cos^2 \theta$ avec une petite phase de $\approx 3^\circ$. On note qu'on obtient alors la valeur expérimentale de l'AMR ($\Delta R/R$) dans cette structure : 1.6% ce qui est en accord avec les valeurs de la littérature pour des couches minces : $\approx 2\%$. Remarquons qu'on obtient aussi la résistivité dans les couches de Py sur lesquelles les études des chapitres précédents seront réalisées : $\rho \approx 20 \mu\Omega.\text{cm}$.

I.3.2.2 Impulsions de courant

Pour les problématiques actuelles du transfert de spin et de dynamique de parois, il est nécessaire d'injecter des impulsions de courant dont la durée est de l'ordre de la nanoseconde. Par conséquent les temps caractéristiques de montée et de descente doivent alors être de l'ordre de la centaine de picosecondes. Cette partie n'a pas vocation à détailler la physique des hyperfréquences mais seulement donner un aperçu des précautions à avoir pour manipuler des impulsions de courant courtes ainsi que

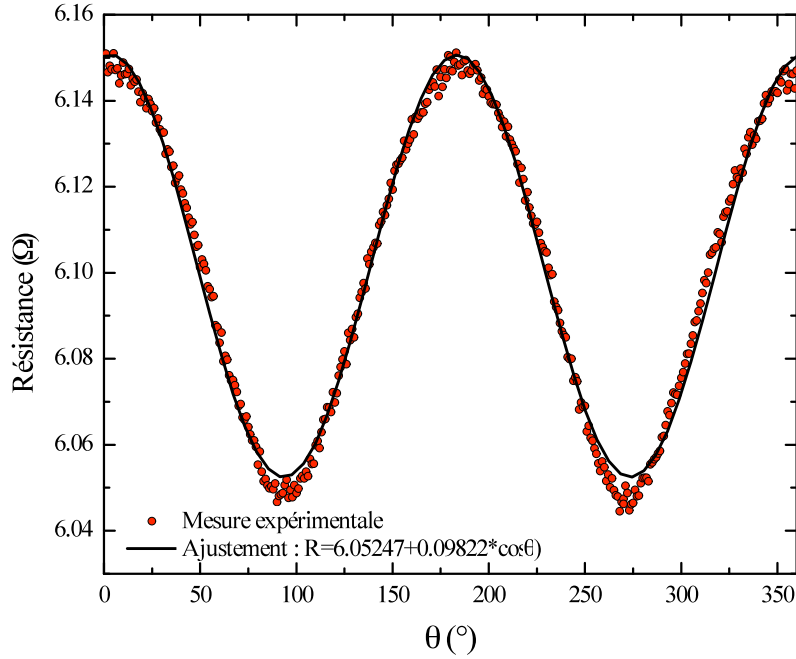


FIG. I.19: Mesure de la variation de résistance en fonction de l'angle entre le champ magnétique et le courant électrique

d'expliquer comment la mesure du courant est possible dans nos nanostructures. Le lecteur intéressé trouvera des détails dans l'ouvrage suivant [16].

A hautes fréquences, il faut alors considérer les effets de propagation en modélisant une ligne comme un ensemble d'inductances et de capacités. Le schéma équivalent est donné sur la figure I.20. Dans l'approximation d'une onde électromagnétique TEM⁴ i.e. dont les champs électrique et magnétique sont perpendiculaires au vecteur d'onde, la tension et le courant sont alors régis par les équations différentielles dites "du télégraphiste". Elles peuvent être réécrites comme des équations de propagation pour la tension et le courant. Ils sont alors la somme de deux ondes se propageant dans des directions opposées. .

Les difficultés apparaissent au moment où l'on ferme la ligne par une charge d'impédance Z_R , typiquement un échantillon dans lequel on veut faire passer un courant électrique. Une partie de la puissance incidente \mathcal{P}_0 sera réfléchi sur cette charge dans les proportions suivantes :

$$\mathcal{P}_R = |\Gamma|^2 \mathcal{P}_0 \quad \text{avec} \quad \Gamma = \frac{Z_R - Z_0}{Z_R + Z_0} \quad (\text{I.10})$$

avec \mathcal{P}_R la puissance réfléchi et Γ le coefficient de réflexion. L'intégralité de la puissance sera transmise si $Z_R = Z_0$ ⁵, ce qui est appelé : *adaptation d'impédance*. Dans

⁴Remarquons que seulement dans cette approximation la notion de courant et tension garde un sens. Dans les lignes micro-ruban et coplanaire, l'onde électromagnétique peut être approchée par une onde TEM (Transverse Electrique Magnétique)

⁵ Z_0 est l'impédance caractéristique des lignes, le plus souvent égale à : 50 Ω

Autres techniques utilisées et leur principe

le cas d'une impédance trop différente de l'impédance caractéristique, la totalité de la puissance incidente sera réfléchiée et aucun courant ne circulera dans l'échantillon.

Notre problème est le suivant. Nous voulons qu'une impulsion de courant d'une durée de 1 ns et d'une amplitude de plusieurs dizaines de mA, passe dans une nanostructure de plusieurs centaines d'Ohms, le tout étant intégré au microscope à force magnétique. Il faut noter que le paramètre majeur dans l'étude du transfert de spin est la connaissance de la densité de courant qui passe dans la structure magnétique. Un système en transmission est plus intuitif car on mesure directement la puissance transmise. Cependant un tel système n'est pas envisageable sous le MFM par manque d'espace. Nous considérons alors le problème en réflexion qui n'est pas plus compliqué que celui en transmission.

Techniquement, une ligne coplanaire court-circuit contacte l'échantillon (fig I.20). Elle est elle-même contactée vers le circuit électrique macroscopique par une sonde trois points GSG (Ground-Signal-Ground) picoprobe®. L'ensemble des éléments du générateur jusqu'au plan (1) sont adaptés 40 GHz. Pour éviter d'induire des vibrations et des contraintes mécaniques à la picoprobe et par conséquent permettre l'image MFM, un câble souple est inséré et découplé mécaniquement par un passage SMA.

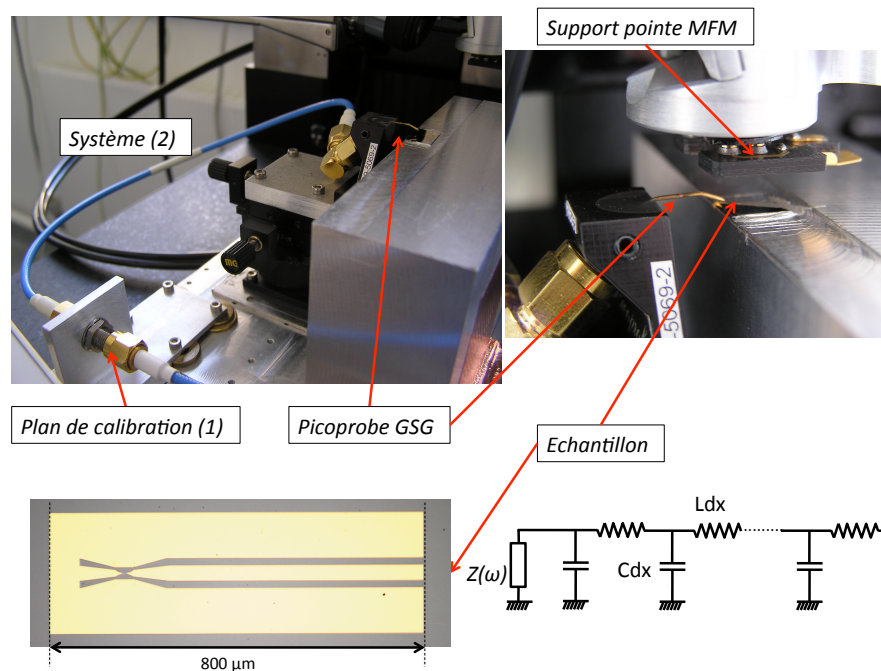


FIG. I.20: Photos du système intégré au microscope à force magnétique, permettant d'appliquer des impulsions de courant. Le schéma d'un échantillon d'impédance $Z(\omega)$ connecté à une ligne hyperfréquence est aussi représenté.

Le montage (ligne + échantillon) est caractérisé jusqu'à 40 GHz à l'analyseur de réseau. Il faut alors répondre à deux questions essentielles : quelle est la forme et l'amplitude de l'impulsion de courant qui passe réellement dans la nanostructure ?

L'ensemble de la ligne, du générateur d'impulsion au plan (1) (fig I.20) est parfaitement calibré. On mesure alors le paramètre de réflexion γ au plan de calibration

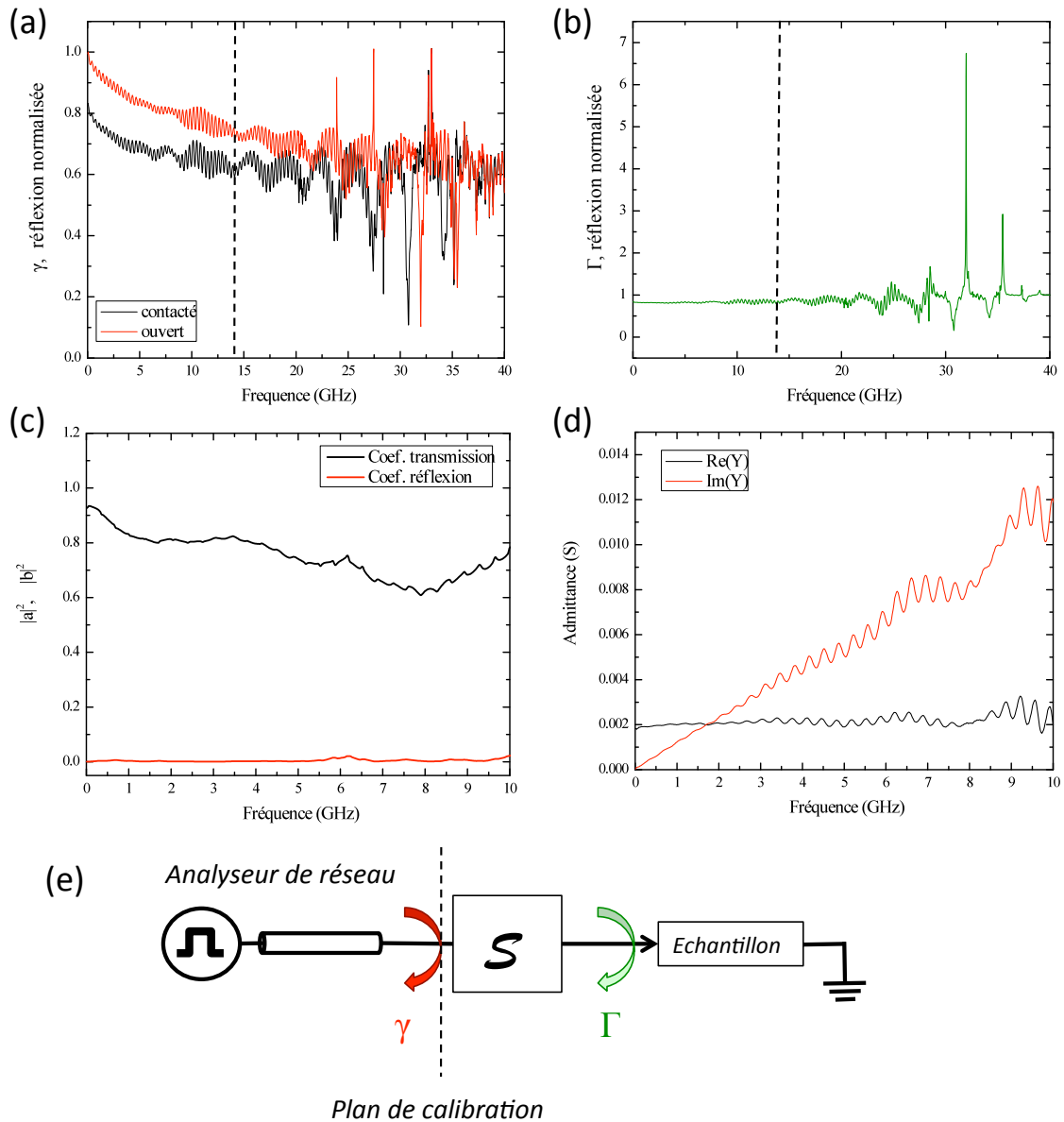


FIG. I.21: Caractérisation hyperfréquence du montage picoprobe. (a) Module du paramètre γ pour un circuit ouvert (courbe rouge) et contacté à l'échantillon (courbe noire) en fonction de la fréquence. (b) Paramètre de réflexion normalisé par la réflexion en circuit ouvert, $\approx \Gamma$. (c) Parties réelle et imaginaire de l'admittance. (d) paramètres de transmission et réflexion en puissance mesurés à partir des coefficients de réflexion en circuit ouvert et court-circuité (e) Schéma de la mesure.

(fig I.21 (e)) en circuit ouvert (picoprobe déconnectée), court-circuité⁶ et fermé par une charge, ici l'échantillon (fig I.21 (a)). Une première analyse grossière indique qu'au dessus de 10 – 15 GHz, les deux signaux diffèrent d'une simple translation. De plus, pour des fréquences supérieures à $\approx 27 - 30$ GHz les atténuations dans

⁶Non représenté sur le graphe pour une meilleure lecture

Autres techniques utilisées et leur principe

les deux cas présentés sont équivalentes signifiant qu'aucune puissance électrique ne sera transmise à l'échantillon.

D'autre part, on remarque des sur-oscillations d'une fréquence de 340 MHz. Cela est caractéristique de l'établissement d'ondes stationnaires dû à un plan qui aurait un coefficient de réflexion légèrement différent de *zéro*. Sachant que la vitesse de propagation dans un câble est $\approx 2 \times 10^8$ m/s, on trouve alors que la distance entre ces deux plans est ≈ 30 cm. Cela correspond à la distance entre le passage SMA (plan (1) de calibration) et le bout de la picoprobe. Remarquons que l'insertion d'éléments tels que des coudes SMA peut dégrader la qualité de la propagation. Cette mesure nous permet aussi de retrouver la résistance en régime continu de notre échantillon. La mesure en continu est de 543Ω tandis que celle évaluée à 10 MHz est alors 538Ω (paramètre de réflexion à cette fréquence étant : ≈ 0.83).

On a caractérisé le système (2), du plan de calibration jusqu'à la picoprobe, modélisé par la matrice de diffusion \mathcal{S} (fig I.21 (e)). Cette matrice met en relation les amplitudes des tensions qui entrent dans le système en fonction de celles qui en sortent. Il est alors intuitif de penser qu'elle est symétrique, c'est à dire :

$$\mathcal{S} = \begin{pmatrix} a & b \\ b & a \end{pmatrix}$$

avec a et b les paramètres de réflexion et transmission. On obtient alors une relation entre le coefficient de réflexion mesuré au plan de calibration (γ) et celui au niveau de l'échantillon (Γ) :

$$\gamma = a + \frac{b^2\Gamma}{1 - a\Gamma} \quad (\text{I.11})$$

On remarque que l'élément (2) transmet beaucoup et réfléchit peu, en mesurant directement les paramètres de transmission et réflexion. Pour cela, on réécrit a et b en fonction des coefficients de réflexion γ dans le cas *ouvert* et *court-circuité* (sachant que $\Gamma = +1$ et -1 respectivement). Le graphe I.21 (c) présente $|a|^2$ et $|b|^2$ en fonction de la fréquence. On remarque alors que $|a|^2 \approx 0$. Dans ce cas une information directe sur le coefficient de réflexion au niveau de l'échantillon Γ peut être obtenue en remarquant que :

$$\frac{\gamma_{ech}}{\gamma_{ouvert}} \approx \Gamma \quad (\text{I.12})$$

avec γ_{ech} (γ_{ouvert}) le coefficient de réflexion au niveau du plan de calibration lorsque la picoprobe est contactée (déconnectée). La figure I.21 (b) représente alors Γ en fonction de la fréquence dans cette approximation. On peut ainsi évaluer l'impédance du seul échantillon en fonction de la fréquence (eq. I.10). On remarque alors en étudiant l'admittance ($Y = 1/Z$) que jusqu'à 5 – 6 GHz, sa partie réelle est indépendante de la fréquence tandis que sa partie imaginaire évolue linéairement. Cela est caractéristique d'une résistance en parallèle avec une capacité ($Y = 1/R + jC\omega$). On retrouve alors la résistance continue du système ($\approx 510 \Omega$) et on évalue la capacité ($C \approx 0.18 \text{ pF} \pm 0.005$). Cette capacité est certainement due à la proximité du plan de masse et de la ligne de signal (fig I.20).

Une fois l'impédance de l'échantillon identifiée, il est possible d'évaluer la puissance dissipée. La seule source de dissipation étant la nanostructure (résistance), on connaît alors le courant électrique. En effet

$$\mathcal{P}_{diss} = \mathcal{P}_I - \mathcal{P}_R \quad (\text{I.13})$$

avec \mathcal{P}_I et \mathcal{P}_R les puissances incidente (considérée après \mathcal{S}) et réfléchie. On peut alors écrire :

$$\mathcal{P}_{diss} = \frac{V_I^2}{Z_0} - \frac{V_R^2}{Z_0} \quad (\text{I.14})$$

or $\mathcal{P}_R = |\Gamma|^2 \mathcal{P}_I$ donc

$$\mathcal{P}_{diss} = \frac{V_I^2}{Z_0} (1 - |\Gamma|^2) \quad (\text{I.15})$$

Sachant que l'échantillon est une résistance en parallèle avec une capacité, l'équation précédente se réécrit de la manière suivante :

$$\mathcal{P}_{diss} = \frac{4RV_I^2}{(R + Z_0)^2} \left(\frac{1}{1 + \omega^2/\omega_0^2} \right) \quad (\text{I.16})$$

avec ω_0 équivalant au temps caractéristique $\tau = \frac{RZ_0}{R+Z_0}C$. Le courant circulant dans l'échantillon est alors :

$$i = \frac{2V_I}{(R + Z_0)} \sqrt{\frac{1}{1 + \omega^2/\omega_0^2}} \quad (\text{I.17})$$

Le temps caractéristique de réponse à un échelon est alors $\tau \approx 8$ ps. On constate alors qu'une impulsion de courant de 1 ns peut être appliquée à nos nanostructures à l'aide du système mis en place.

D'autre part, remarquons que la différence entre le cas réel et celui où l'échantillon serait modélisé par une simple résistance de 512Ω est relativement faible à 8 GHz (10% sur le courant) et négligeable à 1 GHz (1% sur le courant). Dans l'étude du chapitre IV, on utilisera par conséquent la relation suivante pour le calcul du courant :

$$i = \frac{2 \cdot V_I}{R + Z_0} \quad (\text{I.18})$$

La figure I.23 montre les deux impulsions, directe et réfléchie lorsqu'un échantillon (différent de celui mesuré à l'analyseur) est connecté par la sonde trois pointes. Le montage électrique effectué pour recueillir ces deux traces est décrit par le schéma I.22 (a). Pour réaliser cette mesure, un diviseur de puissance fonctionnant comme trois résistances de $50/3 \Omega$ a été inséré. Par conséquent, à chacun de ses passages, l'amplitude de l'impulsion est divisée par un facteur 2 (la puissance d'un facteur 4). Remarquons que pour éviter de détruire une des voies de l'oscilloscope, un atténuateur -30 dB a été inséré à son entrée.

La consigne d'impulsion est la suivante : 10 V et 1 ns. L'amplitude mesurée pour la trace de l'impulsion directe est 10.31 V (signal multiplié par 2 puis par $10^{30/20}$). Celle

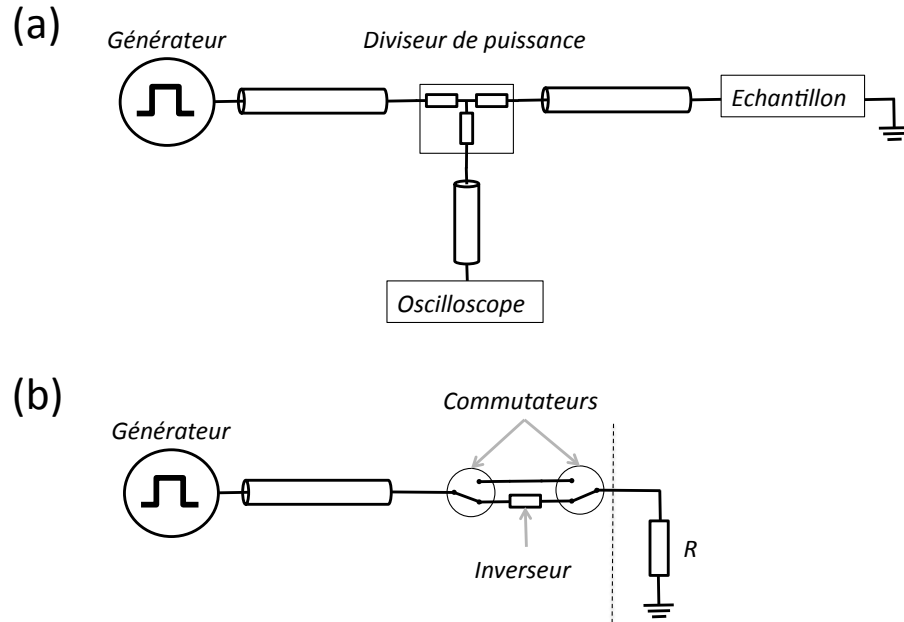


FIG. I.22: (a) schéma électrique de la configuration pour la mesure de l'impulsion directe et réfléchie. (b) schéma de la configuration opérationnelle intégrée au microscope à force magnétique pour les expériences de transfert de spin.

de l'impulsion réfléchie : 9.31 V (signal multiplié par 4 puis par $10^{30/20}$). La puissance dissipée par l'échantillon est donc : $\mathcal{P}_{diss} \approx 0.392$ W (en négligeant l'atténuation dans les câbles). Par conséquent, sachant que la résistance continue est $R_{DC} = 800 \Omega$, le courant circulant dans la nanostructure est alors $i \approx 22$ mA. Si on évalue le courant en omettant la capacité, on obtient : $i \approx 23.5$ mA. En ajustant la trace de l'impulsion réfléchie (fig I.23 (b)) on trouve un temps caractéristique $\tau \approx 70$ ps \pm 5. Ce dernier est supérieur à celui mesuré dans l'étude précédente (≈ 8 ps). Or, d'une part le générateur d'impulsion est limité par un temps de montée de 55 ps. Et d'autre part la ligne peut aussi l'affecter.

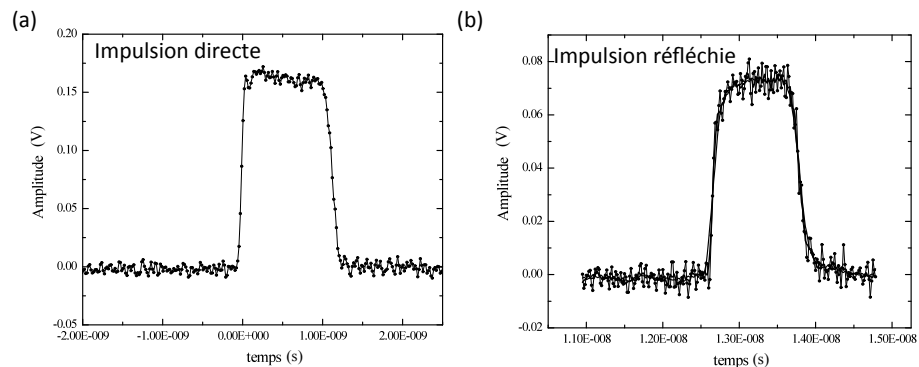


FIG. I.23: (a) impulsion directe et (b) impulsion réfléchie aux bornes de l'oscilloscope lorsque qu'une impulsion de 1 ns et ≈ 10 V est envoyée par le générateur

La majeure partie de la puissance est réfléchie, cependant avec une seule désadaptation

ponctuelle, on peut néanmoins appliquer des impulsions courtes et évaluer leur amplitude ainsi que leur forme. Dès lors où plusieurs points de désadaptation sont présents, des réflexions multiples apparaissent, la qualité du signal est dégradée et l'évaluation de son amplitude bien plus compliquée. C'est l'intérêt de l'utilisation de la picoprobe (en plus de la connexion rapide de différents échantillons). Notre montage nous permet alors de faire passer, avec une qualité satisfaisante, des impulsions de 1 ns dans des échantillons dont la résistance continue est inférieure à $\approx 1 \text{ k}\Omega$.

Une fois conforté dans l'évaluation du courant, le diviseur de puissance est enlevé à cause du manque de puissance. Le montage opérationnel est schématisé sur la figure I.22 (b). De plus le générateur n'étant pas bipolaire, un système d'inverseur a été ajouté (dont l'ensemble des éléments est donné pour 40 GHz). Au final, l'amplitude de l'impulsion arrivant sur l'échantillon est atténuée de -1.1 dB en direct et -1.8 dB en inversé.

I.3.3 Magnétométrie Kerr

L'effet Kerr est basé sur le couplage entre des photons dont l'énergie est comprise dans la gamme du visible et l'aimantation d'un matériau magnétique. On étudie la différence de polarisation et d'ellipticité entre un faisceau de lumière incident et celui réfléchi par une couche magnétique. Remarquons qu'il existe de même un effet Faraday où l'on considère le faisceau transmis. Au cours de cette thèse, l'effet Kerr [17] a été utilisé comme un outil de caractérisation seulement, et non pour une étude physique en soi, nous ne détaillerons donc pas les mécanismes de couplage. Notons que ces mécanismes sont similaires à ceux de l'absorption de rayons X, sauf que les photons visibles induisent des transitions entre les niveaux de la bande de valence et non depuis les électrons de cœur. Cela complique l'interprétation (états non-atomiques). Techniquement, un faisceau incident est polarisé rectilignement. Sa polarisation subit une rotation et un changement d'ellipticité qui sont proportionnels au module de la composante d'aimantation colinéaire au vecteur d'onde incident. Par conséquent, pour sonder des échantillons à anisotropie planaire, il est nécessaire que l'angle entre le vecteur d'onde et la normale au plan soit non-nul (identique XMCD).

On a utilisé la magnétométrie Kerr pour caractériser les couches magnétiques de Pd/Py/Pd (fig I.24) et Py/Au. La figure est le résultat d'une étude en rotation sur une couche magnétique témoin de Pd/Py/Pd déposée en parallèle des nanostructures du chapitre IV. Cette technique nous permet alors d'avoir accès à la coercivité intrinsèque des couches déposées et nous renseigne sur la présence éventuelle d'un axe d'anisotropie. Dans ce cas précis, on mesure alors un champ coercitif de $\approx 2 \text{ Oe}$ ce qui indique une qualité satisfaisante de la couche magnétique. De plus on remarque que cette couche présente un faible axe d'anisotropie ($H_K \approx 5 \text{ Oe}$) pouvant être dû à la présence d'un faible champ magnétique durant le dépôt ou d'une légère texturation de la couche.

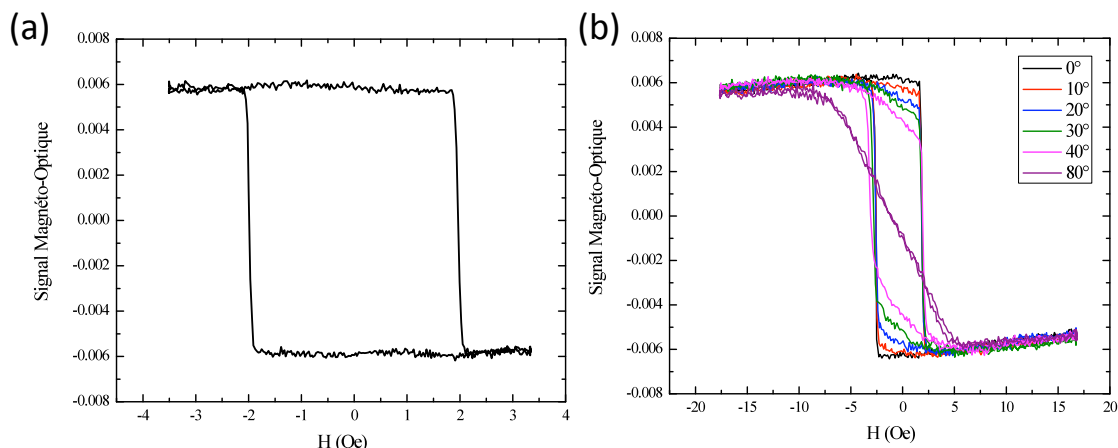


FIG. I.24: Cycles d'hystérésis mesurés par magnétométrie Kerr dans deux directions perpendiculaires sur une couche mince de Pd (3.5nm)/Py (17.5nm)/Pd(3.5nm). (a) Champ magnétique appliqué dans l'axe facile. (b) variation angulaire.

I.3.4 Résonance ferromagnétique

La résonance ferromagnétique⁷ (RFM ou FMR en anglais) est un outil important de l'étude du magnétisme aux dimensions réduites. Le principe [18, 19] est de saturer l'échantillon selon une direction à l'aide d'un champ magnétique statique. Puis, on l'excite par un champ magnétique hyperfréquence transverse. Le signal détecté est la dérivée, par rapport au champ magnétique, de la puissance absorbée en réflexion. Techniquement, l'échantillon est placé dans une cavité résonante dont la fréquence est fixe, ici 9.59 GHz (bande X) le tout placé dans un électroaimant permettant de saturer l'aimantation de l'échantillon. On mesure alors le spectre de résonance en fonction du champ magnétique statique appliqué dans différentes géométries (fig I.25 (a)). La forme typique d'un spectre de résonance est montrée Fig. I.25 (b). Les grandeurs extraites d'un spectre standard de résonance sont : i) le champ H_0 auquel la dérivée de la puissance coupe la ligne de base, ce qui permettra d'évaluer le champ de résonance, ii) la largeur entre les deux pics ce qui nous permettra d'évaluer la largeur à mi-hauteur du pic de résonance et iii) le rapport des amplitudes A/B .

La condition de résonance, associée à l'équation de la dynamique d'aimantation, est la suivante [19] :

$$\left(\frac{\omega}{\gamma_0}\right)^2 = (H \cos(\theta_0 - \theta_H) - H_i \cos^2 \theta_0) (H \cos(\theta_0 - \theta_H) - H_i \cos 2\theta_0) \quad (\text{I.19})$$

avec ω la pulsation liée à la fréquence d'excitation, γ le rapport gyromagnétique ($\gamma = g\mu_B/\hbar$), θ_H l'angle entre la normale au plan de l'échantillon et le champ magnétique, comme représenté dans la figure I.25 (d) et θ_0 l'orientation de l'aimantation qui à l'équilibre est défini par la relation : $H \sin(\theta_0 - \theta_H) = H_i \cos \theta_0 \sin \theta_0$. Cette condition de résonance est explicitée dans le cas d'un matériau doux comme le Py [19],

⁷Effectuée par H. Hurdequint

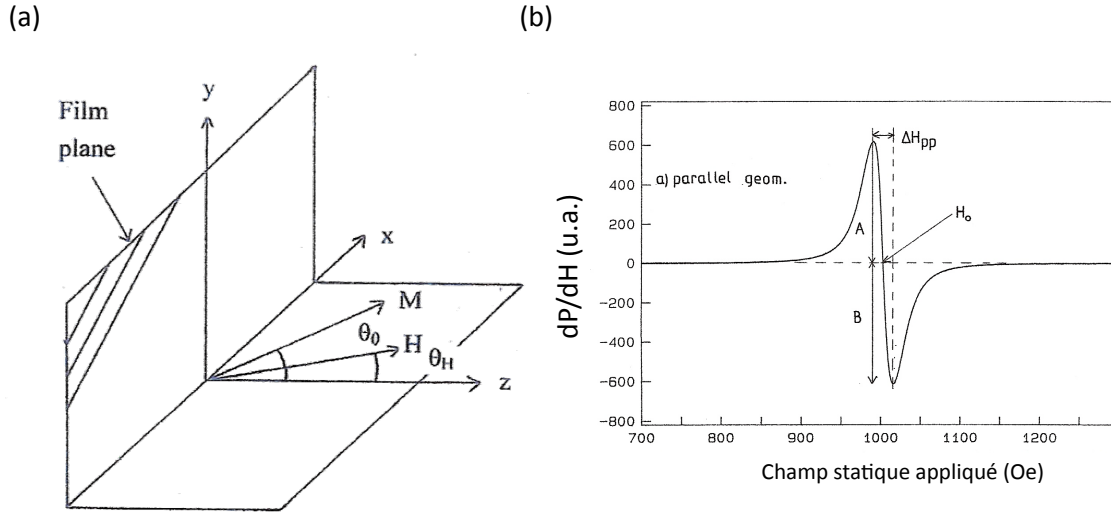


FIG. I.25: (a) géométrie de l'expérience. (b) spectre standard de résonance (reproduit avec permission de H. Hurdequint).

où l'énergie fait seulement intervenir le terme d'échange, le terme démagnétisant, le terme Zeeman et le terme d'anisotropie uniaxial (axe facile perpendiculaire, H_K étant le champ équivalent) défini à la section II.1.2.

L'équation I.19 fait intervenir deux caractéristiques physiques qui peuvent être mesurées : ω/γ_0 et $H_i = M_S - H_K$ le champ interne faisant intervenir le champ d'anisotropie uniaxial H_K et l'aimantation M_S . On a alors une équation pour deux inconnues : il faut au moins mesurer dans deux géométries différentes pour obtenir ces grandeurs. On mesure alors en géométrie parallèle ($\theta_H = \pi/2$, fig I.26 (a)) et perpendiculaire ($\theta_H = 0$, fig I.26 (c)) où la condition de résonance devient :

$$\left(\frac{\omega}{\gamma_0}\right)^2 = H_{\parallel} (H_{\parallel} + H_i) \quad \text{pour } \theta_H = \frac{\pi}{2} \quad (\text{I.20})$$

$$\left(\frac{\omega}{\gamma_0}\right) = H_{\perp} - H_i \quad \text{pour } \theta_H = 0 \quad (\text{I.21})$$

avec H_{\parallel} et H_{\perp} les champs de résonance en géométrie parallèle et perpendiculaire respectivement. De ces deux équations, on obtient le champ interne H_i tel que :

$$H_i = \frac{1}{2} \left[2H_{\perp} + H_{\parallel} - \sqrt{H_{\parallel} (5H_{\parallel} + 4H_{\perp})} \right] \quad (\text{I.22})$$

Dans ce cas on mesure : $H_i \approx 10.3533$ kOe ($\mu_0 H_i \approx 1.03533$ T) et par conséquent $\mu_0 \omega/\gamma_0 = \omega/\gamma \approx 0.32407$ Ts correspondant⁸ à un facteur gyromagnétique $g \approx 2.1095$.

En présence d'un faible champ d'anisotropie planaire uniaxial (H_{an}), on peut réécrire les équations précédentes au premier ordre en H_{an}/H_i . On remarque alors

⁸calibré à partir d'un grain de DPPH à 9.59 GHz

[20] que le champ d'anisotropie planaire uniaxiale s'écrit :

$$H_{an} = \frac{1}{2} (H_{\parallel, \text{difficile}} - H_{\parallel, \text{facile}}) \cdot \eta(H_i) \quad (\text{I.23})$$

où η est un facteur correctif dépendant de H_i . En acquérant un spectre de résonance en géométrie parallèle dans l'axe facile (fig I.26 (a)) et dans l'axe difficile (pas montré), on obtient alors $H_{an} = 4.5 \pm 0.2$ Oe ($\mu_0 H_{an} = 0.45$ mT) qui est effectivement petit devant H_i . Remarquons que cette valeur correspond à la valeur mesurée par effet Kerr sur le même échantillon (§ I.3.3). On peut ainsi recalculer les valeurs corrigées du champ interne et du facteur gyrotropique : $H_i = 10.3582$ kOe ($\mu_0 H_i = 1.03582$ T) et $g = 2.114$. La figure I.26 (d) présente la variation angulaire et son calcul théorique du champ de résonance à partir des paramètres mesurés. Le facteur gyrotropique correspond aux valeurs déjà mesurées sur du Py [19]. En revanche, en identifiant $\mu_0 H_i$ à $\mu_0 M_S$ on trouve une valeur d'aimantation supérieure à celles déjà mesurées (typiquement $\mu_0 M_S = 0.965$ T). Cela peut être interprété comme un enrichissement en Fe tel que notre permalloy aurait la composition suivante : $\text{Ni}_{76}\text{Fe}_{24}$ ⁹. Ceci n'a rien d'étonnant considérant qu'il est évaporé à partir d'une source de Py et non par co-évaporation.

D'autre part, on a effectué un cycle d'hystérésis en axe facile (fig I.26 (b)) qui nous permet d'évaluer le champ coercitif de notre échantillon.

Enfin, le dernier paramètre exploité est la largeur de raie à mi-hauteur de la puissance absorbée. Elle directement reliée au facteur d'amortissement α . Cependant, pour ne mesurer que la contribution homogène, on étudie le spectre de résonance en géométrie parallèle où les contributions inhomogènes sont minimisées [20]. On mesure alors $\alpha \approx 8.8 \times 10^{-3}$ ce qui est proche des valeurs habituelles et montre que les couches de Pd ont un effet relativement faible.

⁹Cela est en accord avec les mesure EDX effectuées sur des échantillons identiques

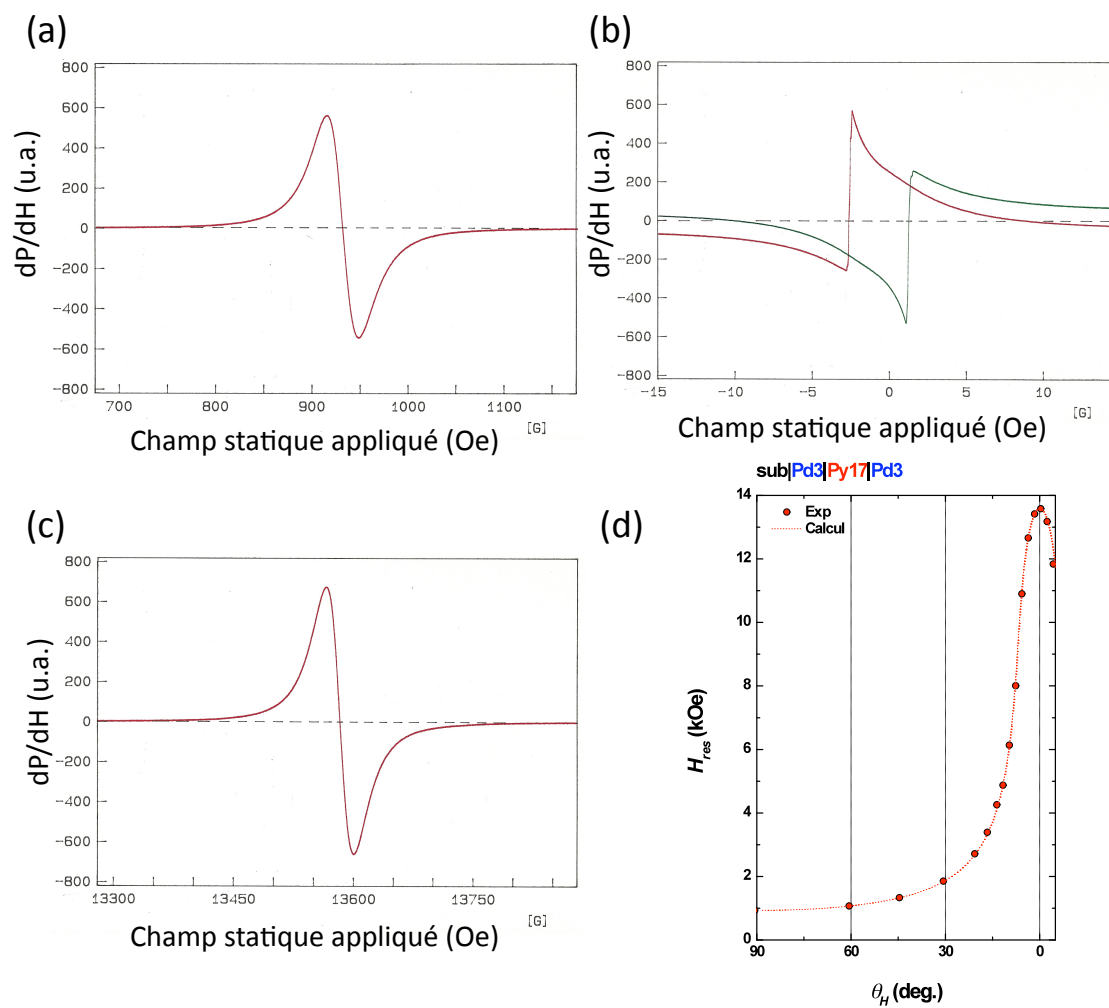


FIG. I.26: Spectre de résonance ferromagnétique en géométrie parallèle dans l'axe facile (a). Cycle d'hystérésis dans l'axe facile (b). Spectre de résonance en géométrie perpendiculaire (c). Variation du champ de résonance H_{res} en fonction de θ_H (d)

Chapitre II

Magnétisme des nanostructures

II.1 Origines et Micromagnétisme

Phénomène connu depuis des millénaires, il faut attendre le milieu de Moyen-Âge pour que le Magnétisme soit utilisé comme technologie par les navigateurs chinois avec la boussole, puis le début de la Renaissance pour qu'un premier traité scientifique y soit consacré par W.Gilbert. Cependant, même si ses effets peuvent être facilement appréhendés de manière classique, il faut attendre les développements de la Physique Quantique pour en comprendre les causes microscopiques qui ne seront expliquées que par l'introduction du Spin et de l'antisymétrisation des fonctions d'onde des électrons.

*Hoc genus in rebus firmandumst multa prius quam
ipsius rei rationem reddere possis,
et nimium longis ambagibus est adeundum
quo magis attentas auris animumque reposco.*

Lucrèce, De rerum natura

II.1.1 Ferromagnétisme des métaux de transition

II.1.1.1 Généralités

Pour l'électron indépendant de l'atome, le moment magnétique total \vec{m} s'écrit de la manière suivante :

$$\vec{m} = \mu_B (\vec{\mathcal{L}} + g\vec{\mathcal{S}}) \quad (\text{II.1})$$

avec $\vec{\mathcal{L}}$ le moment cinétique orbital, $\vec{\mathcal{S}}$ le moment cinétique de spin et g le rapport gyromagnétique d'une valeur égale à 2.00232. Cependant, contrairement au cas de l'atome libre, dans les solides, l'interaction des orbitales atomiques avec le champ cristallin "trempe" le moment cinétique orbitale qui contribue, par conséquent très peu au moment magnétique total (Fe $0.04 \mu_B$, Co $0.09 \mu_B$ et Ni $0.05 \mu_B$). Le magnétisme dans ces métaux est principalement un magnétisme de spin. Par conséquent, une phase ferromagnétique dans ces métaux se traduit par des populations déséquilibrées pour les deux orientations de spin.

II.1.1.2 Magnétisme itinérant

Bien que très commun, le magnétisme est un phénomène singulier, rencontré seulement dans quelques éléments en matière condensée. On distingue deux catégories de matériaux. Tout d’abord, les matériaux dans lesquels les électrons responsables du magnétisme ont des énergies bien en dessous du niveau de Fermi (isolants, terres-rares). Dans ce cas le magnétisme est dit “localisé”. Dans le cadre de cette thèse, les matériaux utilisés sont les métaux de transition pour lesquels le magnétisme est principalement attribué aux électrons d’orbitales “d” dont l’énergie se trouve au niveau de Fermi. C’est à dire que ces derniers sont par définition délocalisés sur l’ensemble du solide. Pour cette raison, le magnétisme dans ces métaux est communément appelé : “itinérant”.

La conséquence de la délocalisation est l’élargissement des différents niveaux d’énergie qui finissent par former des bandes d’énergies peuplées de n électrons jusqu’au niveau de Fermi. Pour avoir un moment magnétique non nul il faut alors que les populations d’électrons de spin majoritaires n_+ et minoritaires n_- ne soient pas compensées tel que :

$$m = g\mu_B (n_+ - n_-) \quad (\text{II.2})$$

La plus grande question du magnétisme est de comprendre comment un tel déséquilibre peut être la solution d’énergie stable. Pour essayer d’approcher les causes fondamentales de ce phénomène on peut d’abord se placer dans le cas très simpliste d’électrons libres à trois dimensions dont la densité d’états évolue comme \sqrt{E} . On peut considérer les densités d’états d’électrons de spin majoritaires et minoritaires séparément. Il est alors facile d’intuiter que la condition pour créer un déséquilibre stable entre n_+ et n_- est que l’augmentation d’énergie cinétique due au transfert d’électrons de spin minoritaire vers majoritaire soit plus faible que l’énergie coulombienne dans le cas où $n_+ = n_-$. Pour créer un tel déséquilibre il est alors obligatoire que les électrons interagissent entre eux. Or, ceux-ci sont des fermions chargés identiquement. Ils sont donc soumis à la fois à la répulsion coulombienne et au principe d’exclusion de Pauli. C’est à dire que deux électrons ne peuvent pas être dans le même état quantique. Effectivement, de manière très simple, comme deux électrons qui ont le même spin ne peuvent se trouver au même endroit au même moment, ils sont moins sensibles à l’énergie électrostatique que deux électrons avec des spins opposés. Un état ferromagnétique est alors naturellement favorisé.

Pour essayer de comprendre le critère de stabilité de la phase ferromagnétique, il faut dans un premier temps pouvoir modéliser un système étudié. Toute la difficulté du magnétisme est qu’il faut étudier un système de N électrons en interaction, N étant très grand. Avant de décrire les interactions entre électrons, il est nécessaire de pouvoir modéliser correctement la répartition des électrons dans un potentiel périodique. Pour y parvenir, plusieurs approches sont à notre disposition. Cependant, la plus adéquate dans notre cas est l’approximation des liaisons fortes dans laquelle on suppose que la fonction d’onde électronique est une combinaison linéaire d’orbitales atomiques. Ceci est astucieux quand les électrons considérés restent dans le voisinage de leur site atomique comme il le sera justifié par la suite. La fonction d’onde électronique peut alors s’écrire dans la notation de Dirac comme :

$$|\psi\rangle = \sum_{i,m} C_{i,m} |i, m\rangle \quad (\text{II.3})$$

avec $|i, m\rangle$ les fonctions d'ondes atomiques pondérée par un coefficient $C_{i,m}$ au site i dans la bande m . Remarquons que *si* les fonctions d'onde électronique sont localisées *alors* le nombre d'états nécessaire pour décrire correctement la base est faible.

Dans cette approximation, le potentiel créé par le réseau s'écrit aussi comme la somme des potentiels atomiques tel que :

$$V = \sum_i V_i \quad (\text{II.4})$$

Les états $|i, m\rangle$ sont fonctions propres de l'hamiltonien à 1 électron au site atomique i \mathcal{H}_{at} suivant :

$$\mathcal{H}_{at}|i, m\rangle = -\frac{\hbar^2 \nabla_i^2}{2m} + V_i = \epsilon_{at,i} |i, m\rangle \quad (\text{II.5})$$

avec les valeurs propres $\epsilon_{at,i}$. En appliquant la fonction d'onde électronique de l'approximation des liaisons fortes, l'énergie totale du système E s'écrit de manière générale comme :

$$E = \frac{\langle \psi | \mathcal{H} | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} \quad (\text{II.6})$$

En développant cette expression, des termes supplémentaires à l'énergie atomique font leur apparition :

$$\alpha_{i,m} = \langle i, m | \sum_{j \neq i} V_j | i, m \rangle \quad (\text{II.7})$$

responsable d'un simple décalage des niveaux d'énergie et

$$\beta_{i,m}^{j,m'} = \langle i, m | V_i | j, m' \rangle \quad (\text{II.8})$$

responsable de la délocalisation et l'élargissement des niveaux atomiques en bandes.

En intégrant à l'hamiltonien à un 1 électron, un terme coulombien du type e^2/r où r est la distance entre deux électrons ainsi que le principe d'antisymétrisation de la fonction d'onde totale, on obtient un hamiltonien décrivant correctement les interactions électroniques. L'extension spatiale des fonctions d'ondes décroissant exponentiellement avec la distance au site atomique, les termes intra-atomiques sont largement prédominants. L'hamiltonien d'interaction intra-atomique peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$\mathcal{H}_{int} = \frac{1}{2} \sum_{i,m,m',\sigma,\sigma'} \mathcal{U}_{mm'} n_{im\sigma} n_{im'\sigma'} - \mathcal{J}_{mm'} n_{im\sigma} n_{im'\sigma} \quad (\text{II.9})$$

avec $n_{im\sigma}$ l'opérateur nombre pour un électron au site i dans la bande m et de spin σ . Deux termes entrent alors en jeu $\mathcal{U}_{mm'}$ et $\mathcal{J}_{mm'}$, respectivement les intégrales

de Coulomb et d'échange. Le premier terme explicite l'énergie coulombienne entre deux électrons tandis que le deuxième, positif, met en évidence l'énergie gagnée pour placer deux électrons avec des spins identiques dans des bandes différentes. Sachant que pour les bandes "d", $U_{mm} \approx 20$ eV et $\mathcal{J}_{m \neq m'} \approx 1$ eV, on peut définir l'énergie moyenne gagnée en passant de la configuration anti-parallèle dans la même bande à parallèle dans deux bandes distinctes telle que :

$$\bar{U} = \frac{U + 4\mathcal{J}}{5} \approx 4.8 \text{ eV} \quad (\text{II.10})$$

Cependant, pour simplifier le problème au maximum et comprendre les mécanismes aboutissant au ferromagnétisme, considérons une bande sans dégénérescence orbitale (par conséquent, seul le terme U reste), tel que l'hamiltonien en seconde-quantification, dans la base qui diagonalise le terme à un électron s'écrit comme :

$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \epsilon_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\sigma}^+ c_{\mathbf{k}\sigma}^- + \frac{U}{N} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} c_{\mathbf{k}+\mathbf{q},+}^+ c_{\mathbf{k},+}^- + c_{\mathbf{k}'-\mathbf{q},-}^+ c_{\mathbf{k}',-}^- \quad (\text{II.11})$$

où $c_{\mathbf{k}\sigma}^+$ et $c_{\mathbf{k}\sigma}^-$ sont les opérateurs création et annihilation d'un électron de vecteur d'onde \mathbf{k} et de spin σ et $\epsilon_{\mathbf{k}}$ est la transformée de Fourier de l'intégrale de saut. Ceci constitue l'hamiltonien de Hubbard qui est jusqu'à présent le meilleur outil pour traiter des corrélations électroniques. Cependant il est impossible à résoudre exactement. La théorie de Stoner, traitant l'hamiltonien de Hubbard en champ moyen, permet de conclure quant à un critère de stabilité de la phase ferromagnétique en comparant la variation de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle d'interaction électron-électron en changeant une population d'électrons de spin minoritaire en majoritaire au niveau de Fermi. Après plusieurs intermédiaires de calcul facilement trouvables dans les ouvrages de physique du solide on obtient le critère de Stoner stipulant que la phase ferromagnétique est stable si :

$$1 - \mathcal{U}D(E_F) < 0 \quad (\text{II.12})$$

avec $D(E_F)$ la densité d'états au niveau de Fermi. Par conséquent, les prétendants au ferromagnétisme sont les matériaux présentant une grande densité d'états au niveau de Fermi. Considérant les densités d'états du Fer, du Nickel et du Cobalt, il n'est alors pas étonnant que ce soient les principaux métaux ayant une phase ferromagnétique à température ambiante. La figure II.1 (a) montre la densité d'états totale, calculée *ab initio*, pour le Nickel. Elle présente bien un pic au niveau de Fermi ce qui laisse présumer que le critère de Stoner est vérifié dans ce cas, rendant alors la phase ferromagnétique énergétiquement favorable.

II.1.1.3 Les bandes à caractère "d"

Cependant, cette conception des électrons itinérants permet seulement d'expliquer et d'étudier la transition de phase ferromagnétique où l'état stable est l'état où tous les spins sont parallèles. Ce formalisme ne permet donc pas de rendre compte de textures d'aimantation non-uniformes alors qu'il est bien connu que celles-ci existent par exemple sous forme de domaines magnétiques. Par conséquent il est légitime de

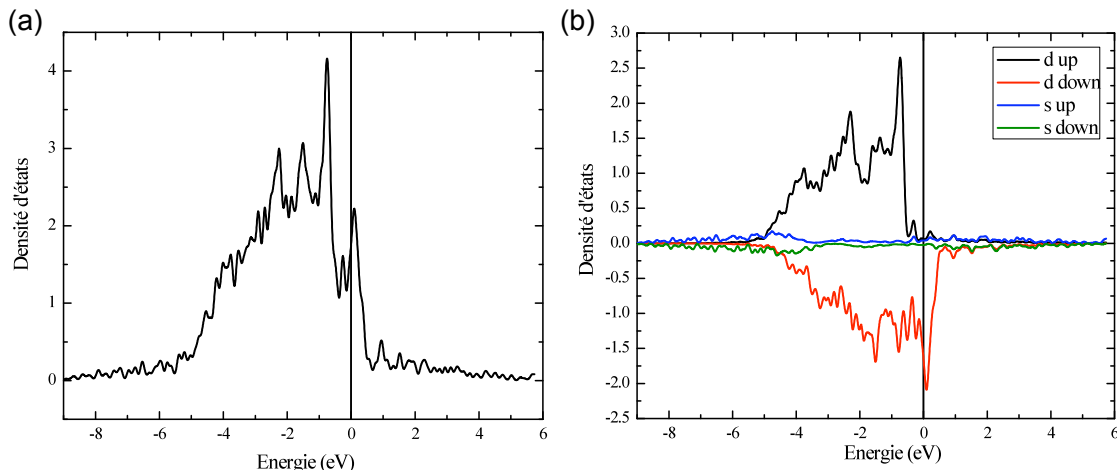


FIG. II.1: Calcul numérique de la densité d'états totale du Ni (a) et résolue en bandes d'énergie "s" ou "d" ainsi qu'en spin "up", majoritaires ou "down", minoritaires (b). Le zéro d'énergie correspond à l'énergie de Fermi et a été matérialisé par une ligne verticale noire dans les deux cas. (calcul effectué par C. Barreateau, SPCSI, CEA Saclay)

se demander si la théorie des électrons itinérants est parfaitement adaptée à la description du magnétisme des éléments $3d$ qui sont jusqu'à présent les seuls éléments présentant une telle propriété. Au delà de l'existence de domaines magnétiques, des expériences de neutrons polarisés [21–23] montrent clairement une certaine localisation de la densité d'aimantation autour des sites du réseau atomique dans le cas de métaux de transitions. Cependant, conclure quant aux contributions à cette densité d'aimantation des différents types d'électrons reste indirect. Néanmoins, dans le cas du Fe [21, 24] et du Ni [22, 24] présentant des distributions non-sphériques, il a été possible de mettre en évidence la contribution d'électrons de symétrie t_{2g} (d_{xy} , d_{xz} et d_{yz}) pour le Ni et e_g ($d_{x^2-y^2}$ et d_{z^2}) pour le Fe. La figure II.2 montre les distributions d'aimantation positive et négative dans le cas d'un cristal de Ni. Cette analyse a permis d'évaluer les contributions au moment magnétique par atome pour le Ni telles que le moment de spin des électrons $3d$ est de $0.656 \mu_B$, le moment orbital est de $0.055 \mu_B$ auxquels il faut superposer une contribution négative de $-0.105 \mu_B$ qui est attribuée au électrons de la bande de conduction. Ces expériences de neutrons polarisés concluent que le moment magnétique est fortement localisé autour des sites atomiques et que principalement des électrons à caractère $3d$ y contribuent. Cette dernière constatation peut être retrouvée par le calcul de la densité d'états résolue en fonction du caractère "s" ou "d" des électrons majoritaires et minoritaires (fig II.1 (b)). En effet, le moment magnétique dépend de la différence de populations électroniques ($n_+ - n_-$). Il est alors clair que le moment magnétique est dominé par les électrons à caractère $3d$. Dans ce modèle, il a été calculé que pour un moment magnétique total de $0.66 \mu_B$, la contribution des électrons à caractère d est de $0.67 \mu_B$ et celle des s de $-0.01 \mu_B$. D'autre part il est possible à partir de ce graphe d'illustrer le modèle à deux canaux développé par Mott. En effet, la densité d'états au niveau de Fermi des spins minoritaires est bien plus importante que celle des spins majoritaires. Les électrons minoritaires responsables de la conduction

électrique ont alors accès à plus d'états libres dans lesquels ils peuvent être diffusés, augmentant la résistance de ce canal. La conduction électrique est alors principalement portée par les électrons de spin majoritaire créant ainsi un courant polarisé en spin.

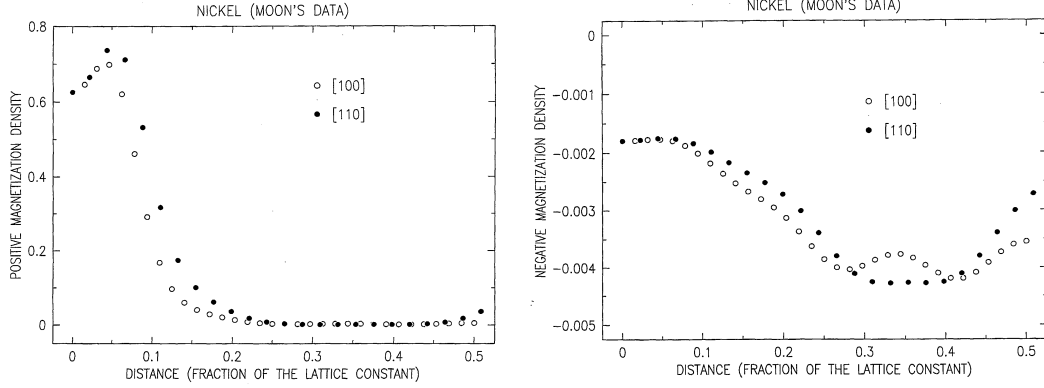


FIG. II.2: Analyse numérique [24] des résultats de Moon [23] sur du Ni

La physique détaillée des principes énoncés précédemment pourra être trouvée dans la référence suivante [25].

II.1.2 Micromagnétisme

II.1.2.1 Définition

A l'échelle des mésostructures développées dans le cadre la dynamique de l'aimantation, l'approche quantique bien qu'exacte reste un outil très lourd à utiliser. Par conséquent, à la place des moments magnétiques "atomiques", l'objet est le moment magnétique moyen d'une maille volumique assez petite pour décrire correctement les objets magnétiques étudiés, comme par exemple les parois de domaines. Remarquons que cette moyenne est possible en considérant la discussion de la section précédente, c'est à dire qu'elle ne serait pas justifiée dans le cas d'électrons infiniment délocalisés. Chaque maille porte alors une densité de moment magnétique $\vec{M} = M_S \vec{m}$, avec \vec{m} un vecteur unitaire selon le moment magnétique local. Aux dimensions considérées, \vec{m} est une fonction continue de l'espace et du temps : $\vec{m}(\vec{r}, t)$. La statique et la dynamique des configurations magnétiques est alors définie par cette grandeur : c'est le Micromagnétisme [26]. Un moment magnétique étant avant tout proportionnel au moment cinétique, le comportement dynamique de cette grandeur est régi par la deuxième équation du principe fondamental de la dynamique : la dérivée temporelle du moment cinétique est égale à la somme des couples appliqués sur le système. Dans un premier temps, les termes de couple se résument au terme de précession autour d'un champ magnétique, équivalent classique de la précession de Larmor, tel que :

$$\frac{d\vec{m}(\vec{r}, t)}{dt} = -\gamma_0 \vec{m}(\vec{r}, t) \times \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (\text{II.13})$$

avec $\gamma_0 = \mu_0 \frac{g|\mu_B|}{\hbar}$ et $\vec{H} = \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha}{\gamma_0} \frac{d\vec{m}}{dt}$ le champ magnétique local agissant sur le moment magnétique, égal à un champ effectif dont les principaux termes sont décrits au prochain paragraphe, augmenté d'un terme dissipatif : le terme d'amortissement sans lequel un moment magnétique ne s'alignerait jamais le long d'un champ magnétique appliqué. L'équation de la dynamique de l'aimantation, connue sous le nom d'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), devient alors :

$$\frac{d\vec{m}(\vec{r}, t)}{dt} = -\gamma_0 \vec{m}(\vec{r}, t) \times \vec{H}_{eff}(\vec{r}, t) + \alpha \vec{m}(\vec{r}, t) \times \frac{d\vec{m}(\vec{r}, t)}{dt}. \quad (\text{II.14})$$

qui devient sous sa forme résolue :

$$\frac{d\vec{m}(\vec{r}, t)}{dt} = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha^2} \vec{H}_{eff}(\vec{r}, t) \times \vec{m}(\vec{r}, t) + \frac{\alpha \gamma_0}{1 + \alpha^2} \vec{m}(\vec{r}, t) \times (\vec{H}_{eff}(\vec{r}, t) \times \vec{m}(\vec{r}, t)) \quad (\text{II.15})$$

II.1.2.2 Les contributions au champ effectif

Le champ effectif dérive de l'énergie magnétique du système étudié de la façon suivante :

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0 M_S} \frac{\delta \epsilon_{eff}}{\delta \vec{m}} \quad (\text{II.16})$$

où δ signifie la dérivée fonctionnelle et ϵ_{eff} est la densité d'énergie magnétique. Ceci assure que la variation de l'énergie magnétique du système est : $dE = -\mu_0 M_S \int \vec{H}_{eff} \cdot d\vec{m}$. Les différentes contributions à cette énergie sont les suivantes.

Energie d'échange Le premier terme contribuant à l'énergie magnétique est bien évidemment *l'échange*. Il est responsable de l'arrangement parallèle ou anti-parallèle des moments magnétiques voisins (ou spins). On peut écrire l'interaction entre deux spins dans le modèle d'Heisenberg, c'est à dire que l'énergie d'échange au niveau atomique est :

$$E_{ech} = -J_{ij} \sum_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (\text{II.17})$$

avec J_{ij} la constante d'échange "interatomique" et \vec{S}_i le spin au site i . Quand l'aimantation varie lentement dans l'espace, l'énergie d'échange peut être développée au premier ordre en variation angulaire de \vec{m} . En négligeant l'ordre zéro car il ne donne qu'un décalage constant en énergie, l'échange devient :

$$E_{ech} = A \int_V \left((\vec{\nabla} m_x)^2 + (\vec{\nabla} m_y)^2 + (\vec{\nabla} m_z)^2 \right) dV \quad (\text{II.18})$$

c'est à dire une densité d'énergie d'échange :

$$\epsilon_{ech} = A \left((\vec{\nabla} m_x)^2 + (\vec{\nabla} m_y)^2 + (\vec{\nabla} m_z)^2 \right) \quad (\text{II.19})$$

où $A = JS^2c/a$ avec a le paramètre de maille et c une constante dépendant de la structure cristallographique ($c = 1$ pour un cubique simple). En repérant l'aimantation par ses coordonnées polaires (θ) et azimutales (φ) ainsi qu'en se plaçant dans le cadre du modèle 1D, l'échange devient :

$$\epsilon_{ech} = A \left(\left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \right) \quad (\text{II.20})$$

Energie Zeeman Une deuxième contribution est l'énergie Zeeman qui entre en jeu lorsqu'un champ magnétique extérieur \vec{H}_a est appliqué à la structure magnétique. La densité d'énergie associée s'écrit sous la forme bien connue :

$$\epsilon_Z = -\mu_0 M_S \vec{H}_a \cdot \vec{m} \quad (\text{II.21})$$

Energie démagnétisante Un autre terme à inclure dans l'énergie magnétique totale est l'énergie démagnétisante. Sa densité d'énergie s'écrit :

$$\epsilon_d = -\frac{1}{2} \mu_0 M_S \vec{H}_d \cdot \vec{m} \quad (\text{II.22})$$

avec \vec{H}_d le champ démagnétisant. L'énergie démagnétisante résulte du couplage de la distribution d'aimantation avec un champ magnétique qu'elle a elle-même créé. Il est facile de comprendre cette notion en faisant l'analogie avec l'électrostatique, i.e. en introduisant la notion de *charges magnétiques*. En effet, on peut réécrire l'équation de Maxwell $div \vec{B} = 0$ comme : $div \vec{H} = -M_S div \vec{m}$. On définit alors les *charges magnétiques de volume* comme $\lambda = -M_S div \vec{m}$. De même en considérant les relations de passages aux surfaces de l'échantillon magnétique, on peut définir les *charges magnétiques de surface* comme $\sigma = M_S \vec{m} \cdot \vec{n}$ avec \vec{n} le vecteur directeur du plan définissant la surface.

Le champ démagnétisant en tout point de l'espace \vec{H}_d dérive alors d'un potentiel scalaire Φ_d généré par ces charges magnétiques tel que :

$$\vec{H}_d = -\vec{\nabla} \Phi_d \quad (\text{analogie } \vec{E} = -\vec{\nabla} V) \quad (\text{II.23})$$

avec le potentiel $\Phi_d(\vec{r})$ à une position \vec{r} qui est donné par l'intégration des charges magnétiques sur l'échantillon exprimée par la variable muette \vec{r}_0

$$\Phi_d(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \left[\iiint_{volume} \frac{\lambda(\vec{r}_0)}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} dV + \iint_{surface} \frac{\sigma(\vec{r}_0)}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} dS \right] \quad (\text{II.24})$$

La forme précédente peut devenir compliquée à calculer assez rapidement. Dans des cas simples de matériaux uniformément aimantés avec des formes simples, on sait que le champ démagnétisant s'écrit de la manière suivante :

$$\vec{H}_d = -\bar{N} \cdot \vec{M} \quad (\text{II.25})$$

avec \bar{N} le tenseur démagnétisant. Dans le cas d'un pavé, le calcul de chaque élément peut être trouvé dans [27].

Il est intéressant de remarquer que dans le cadre des nanostructures, cette anisotropie est souvent appelée *anisotropie de forme*.

Energie d'anisotropie magnétocristalline L'énergie d'anisotropie magnétocristalline trouve son origine dans l'agencement des orbitales atomiques pour une maille d'un élément magnétique donné. Elle favorise l'alignement de l'aimantation sur certains axes cristallographiques. Ainsi au premier ordre, la densité d'énergie magnétocristalline peut s'écrire comme :

$$\epsilon_K = K_0 \sin^2 \theta \quad (\text{II.26})$$

avec K_0 le coefficient d'anisotropie magnétocristalline et θ l'angle que fait l'aimantation avec l'axe cristallin dit "facile" si $K_0 < 0$ et "difficile" si $K_0 > 0$. De manière générale la densité d'énergie magnétocristalline peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\epsilon_K = K \mathcal{G}(\vec{m}) \quad (\text{II.27})$$

avec \mathcal{G} une fonction de la direction de l'aimantation. Dans le Permalloy, par exemple, cette contribution est nulle (ou presque).

En résumé Les différents termes d'énergie présentés ci-dessus donnent les contributions principales au champ effectif \vec{H}_{eff} qui s'écrivent :

$$\vec{H}_{eff} = \frac{2A}{\mu_0 M_S} \Delta \vec{m} + \vec{H}_a + \vec{H}_d - \frac{K}{\mu_0 M_S} \frac{\delta \mathcal{G}(\vec{m})}{\delta \vec{m}} + \dots \quad (\text{II.28})$$

avec $(\Delta \vec{m} = \Delta m_x, \Delta m_y, \Delta m_z)$. Cette liste de contributions n'est pas exhaustive. D'autres termes moins courants peuvent y être ajoutés comme par exemple les termes d'énergie dus au couplage magnéto-élastique (§ II.2.3).

II.1.2.3 Quelques grandeurs caractéristiques

Pour décrire correctement un problème il faut choisir un volume élémentaire sur lequel moyenner un nombre suffisamment grand de moments magnétiques atomique qui soit suffisamment petit pour pouvoir résoudre les plus petits éléments de la distribution d'aimantation (par exemple un cœur de vortex).

La taille maximale au-delà de laquelle une distribution d'aimantation ne serait pas correctement décrite est la *longueur d'échange* Λ qui est définie par le rapport de l'échange (qui tend à aligner les moment magnétiques entre eux) à la densité d'énergie démagnétisante qui préfère d'un point de vue énergétique un état à aimantation nulle. Plus précisément :

$$\Lambda = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_S^2}} \quad (\text{II.29})$$

Typiquement pour le Permalloy (Py) $A = 1 \times 10^{-11}$ J/m et $M_S = 8 \times 10^5$ A/m donc $\Lambda = 5$ nm. Donc pour décrire les configurations micromagnétiques dans le Py

on peut utiliser une maille d'une taille jusqu'à 125 nm³, c'est à dire que l'on peut moyenner jusqu'à ≈ 10000 atomes.

Une deuxième grandeur souvent rencontrée en magnétisme est *le facteur de qualité* (\mathcal{Q}). C'est une grandeur sans dimension qui mesure la compétition entre deux contributions à la densité d'énergie qui sont le terme d'anisotropie et celui d'énergie démagnétisante :

$$\mathcal{Q} = \frac{2K}{\mu_0 M_S^2} \quad (\text{II.30})$$

II.2 Nanostructures de NiPd : une distribution d'aimantation surprenante

II.2.1 Généralités concernant les nanostructures

Quand au moins une des trois dimensions d'un échantillon devient considérablement petite devant les autres, l'anisotropie dite de forme prend sa valeur maximale. Dans les nanostructures telles que les nanobandes (nanopistes) ou les nanofils, les dimensions perpendiculaire et transverse sont petites devant la dimension longitudinale. Si aucune autre composante d'anisotropie n'intervient, une première approximation de l'état d'équilibre magnétique est obtenue en minimisant les charges magnétiques. Par conséquent, pour éviter la création des charges de surface l'aimantation tend à s'aligner avec le grand axe de la nanostructure sous l'action du champ démagnétisant (fig II.3).

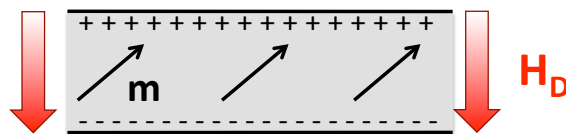


FIG. II.3: Représentation schématique de l'aimantation dans une nanostructure (flèches noires) créant des charges magnétiques de surface (+) et (-) responsables d'un champ démagnétisant transverse (flèches rouges).

Les dimensions standard des nanostructures étudiées sont quelques dizaines de nanomètres pour l'épaisseur et quelques centaines de nanomètres pour la largeur contre plusieurs microns pour la longueur. Dans ces conditions, on s'attend à ce que l'anisotropie de forme aligne l'aimantation le long de la structure.

Avoir pour seule contribution l'anisotropie de forme est assez rare. C'est le cas du Permalloy (Ni₈₀Fe₂₀) où l'anisotropie magnétocristalline est volontairement absente. Effectivement, elle se compense pour le Fe et le Ni aux bonnes proportions. La structure d'aimantation des nanostructures de Py est alors simple, raison pour laquelle il constitue un système modèle en micromagnétisme. On peut remarquer que dans ce cas, puisque les charges de surface ont été minimisées, une étude MFM ne permet d'étudier que les régions entre deux domaines ferromagnétiques qui sont magnétiquement chargées : les parois (voir chapitre III). L'intérêt actuel

que représente la dynamique de tels objets en fait un matériau standard du nanomagnétisme. Remarquons qu'un autre matériau ayant ces caractéristiques est le CoFeB.

L'anisotropie de forme peut être compensée voire battue. Par exemple c'est le cas des matériaux à anisotropie perpendiculaire. Le plus célèbre est le Co ultra-mince [28]. L'épaisseur de tels systèmes est seulement de quelques couches atomiques. Ils présentent alors une forte anisotropie du moment orbital que l'on peut comprendre dans un schéma classique où les électrons d ne peuvent décrire des orbites que dans le plan de la couche induisant un moment orbital préférentiellement perpendiculaire. Or P. Bruno a démontré que l'énergie d'anisotropie magnétique était reliée à l'anisotropie du moment orbital par le couplage spin-orbite [29] ce qui explique donc l'axe de facile aimantation perpendiculaire. De plus il a été montré que cette anisotropie était renforcée par l'hybridation des orbitales pendantes $d-d$ lorsque le Co est entre deux couches de Pd, Pt ou Au [30].

Une autre manière de régenter la distribution d'aimantation est d'utiliser les propriétés liées à l'ordre cristallin [31, 32]. L'anisotropie magnétocristalline (§ II.1.2.2) peut être plus importante que l'anisotropie de forme et orienter l'aimantation selon un axe préférentiel transversale à la piste. Cependant ni la forme ni l'orientation ne sont libres. Des nanostructures monocristallines sont nécessaires. Effectivement, en général, dans des structures polycristallines l'orientation des cristallites est distribuée aléatoirement, rendant négligeable la contribution de l'anisotropie magnétocristalline. De plus, aux plus faibles largeurs ($< 1 \mu\text{m}$), l'état transverse peut devenir instable et l'aimantation bascule le long de la piste [32].

D'autre part, un effet du deuxième ordre à l'anisotropie magnéto-cristalline : la magnétostriction, discutée plus loin (§ II.2.3), peut aussi être utilisé pour induire l'anisotropie au moyen des déformations du réseau. L'anisotropie perpendiculaire dans le GaMnAs [33] en est un exemple relativement indirect.

Pour les familles de matériaux présentées ci-dessus, les distributions d'aimantation sont attendues. Dans les cas où l'anisotropie de forme est compensée, les échantillons ont été conçus dans ce but. Les distributions d'aimantations sont par conséquent ... *non surprenantes*.

II.2.2 Nanostructures de NiPd

II.2.2.1 Matériau :

A l'heure actuelle, le besoin de nouveaux matériaux en électronique de spin est assez important. Le NiPd est un alliage déjà bien connu dans d'autres communautés scientifiques telle celle s'intéressant au transport électronique dans des systèmes mésoscopiques. L'intérêt de cet alliage est qu'il présente une solution solide sur toute la gamme de concentration. De plus il est magnétique à température ambiante jusqu'à des taux de Ni assez bas ($\approx 20\%$ at.) [34]. Avec des concentrations différentes, il est alors utilisé comme électrode ferromagnétique dans des études de transport polarisé en spin dans des nanotubes de carbone [35], ou encore comme matériau ferromagnétique dans des jonctions ferromagnétiques/supraconducteur [36, 37].

En ce qui nous concerne, le NiPd pourrait être un candidat idéal pour exacerber l'effet du terme non-adiabatique dans les études de transfert de spin. Effectivement,

le Pd ayant un fort couplage spin-orbite on peut légitimement penser que remplacer le Fe par ce-dernier doit avoir des conséquences importantes. Cependant ce matériau n'ayant jamais été étudié comme tel, une étude approfondie de sa distribution d'aimantation et du type de parois obtenues est nécessaire.

II.2.2.2 Caractéristiques mesurées des films continus :

Pour étudier les nanostructures, la connaissance de quelques paramètres des films continus est nécessaire.

Tout d'abord la composition a été vérifiée par spectrométrie d'émission de rayons X dans un microscope électronique (EDX :Energy Dispersive X-ray Spectroscopy) [6] sur un film mince de NiPd de 27 nm d'épaisseur recouvert par 3 nm d'Al. La figure II.4 présente le spectre ainsi obtenu.

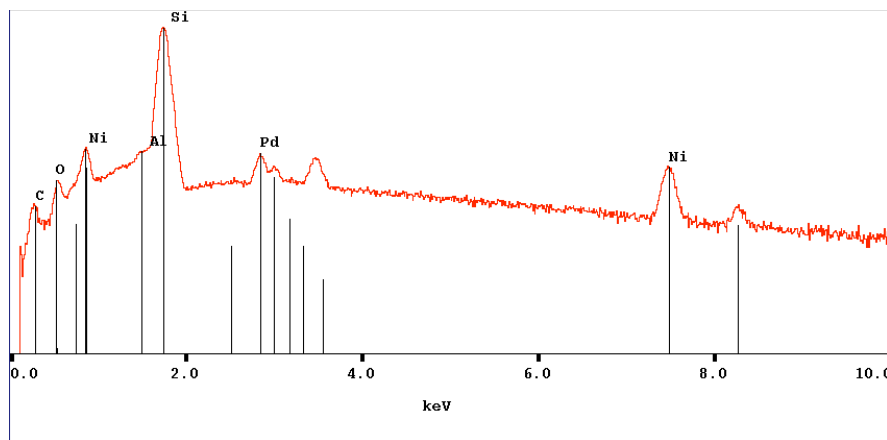


FIG. II.4: Spectre EDX obtenu sur un film mince de NiPd de 27 nm d'épaisseur protégé par 3 nm d'Al. L'intensité X est représentée en échelle logarithmique. L'énergie des électrons primaires est 10 keV.

L'analyse de ce spectre doit être faite avec prudence puisque cette technique nécessite une correction dans le cas de couches minces. Afin d'obtenir la composition, les intensités des raies du Pd et du Ni rapportées au massif (*k-ratios*) ont été comparées. En considérant les masses atomiques de chaque élément, on obtient alors la composition atomique suivante pour notre matériau : Ni₈₅Pd₁₅.

La deuxième grandeur nécessaire est l'aimantation à saturation. Dans notre cas elle a été mesurée par AGFM (Alternating Gradient Force Magnetometry) [38] au moyen de l'appareil situé à l'Institut d'Electronique Fondamentale.

On en déduit que, pour notre composition, l'aimantation à saturation vaut : $M_S \approx 3.2 \times 10^5$ A/m. De plus aucune anisotropie significative n'est remarquée dans le plan.

La dernière constante mesurée est le coefficient d'amortissement ¹. Une valeur $\alpha = 0.05$ a été mesurée par résonance ferromagnétique en géométrie planaire. En géométrie perpendiculaire les résultats semblent plus complexes et ne sont pas encore compris et encore en cours.

¹Mesuré par J. Ben Youssef, Laboratoire de Magnétisme de Bretagne.

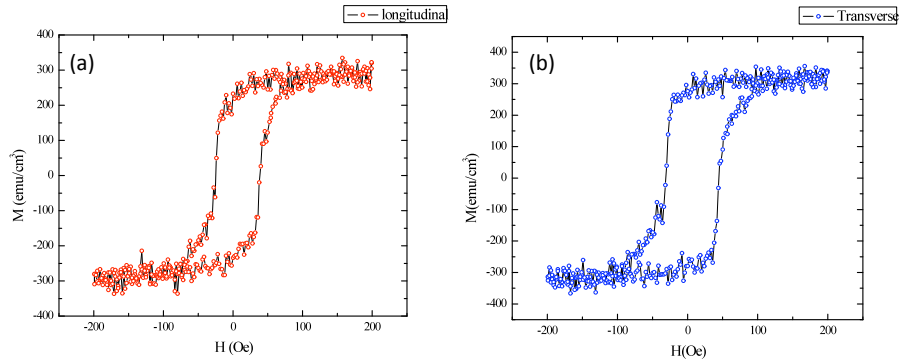


FIG. II.5: Mesure AGFM sur un film mince de $\text{Ni}_{85}\text{Pd}_{15}$ de 57 nm d'épaisseur, pour un champ appliqué dans deux directions perpendiculaires dans le plan appelées arbitrairement longitudinale (a) et transversale (b).

II.2.2.3 Les nanostructures :

Pour des nanostructures de $\text{Ni}_{85}\text{Pd}_{15}$, fabriquées par la technique standard de “lift-off” (§ I.2) et ensuite recouvertes d’une fine couche de protection de Pd (≈ 2.5 nm), une distribution dominée par l’anisotropie de forme serait la plus intuitive. Cependant les premières images MFM effectuées sur ces nanostructures révèlent une distribution d’aimantation bien plus complexe. La figure II.6 présente des images magnétiques MFM de nanostructures de $\text{Ni}_{85}\text{Pd}_{15}$ de même épaisseur (≈ 34 nm) et de largeurs différentes : 180 nm (fig II.6 (a)) et 450 nm (fig II.6 (b)). Le contraste magnétique obtenu est inattendu et significativement différent de celui obtenu sur des nanostructures de Py. Les zones les plus contrastées se trouvent sur les bords de l’échantillon. L’alternance du contraste attractif puis répulsif, corrélé au bord opposé, est la signature d’une composante d’aimantation transversale. Effectivement, si l’aimantation est transversale alors des charges magnétiques de surface opposées apparaissent sur chaque bord de la nanostructure (fig II.6 (c)), et sont responsables d’un tel contraste magnétique. On comprend aussi que, pour minimiser l’énergie démagnétisante, un tel système doit créer des domaines magnétiques.

De plus, pour des structures plus larges (fig II.6 (b)), une sous-structure magnétique apparaît tout en conservant un contraste magnétique de bord comparable à la structure plus fine. Dans le cas d’une aimantation purement transversale aucun contraste ne devrait être visible à l’intérieur de la piste [32]. Ceci met en évidence la complexité de la carte d’anisotropie et des mécanismes intervenant. Remarquons que toutes les images de NiPd montrées dans cette thèse correspondent à des structures vierges d’aimantation : aucun champ magnétique n’a été appliqué et aucune désaimantation n’a été effectuée.

La distribution semble dépendre fortement du rapport d’aspect t/w entre l’épaisseur t et la largeur w tel que plus t/w est grand, plus l’anisotropie transversale semble prédominer. La figure II.7 présente des mesures de magnétorésistance anisotrope (AMR, voir § I.3.2) effectuées sur les mêmes structures présentées ci-dessus. Une image MEB (insert) montre la disposition des quatre contacts en Au sur la nanopiste de NiPd de 180 nm de large. On mesure la variation de la résistance par une technique 4 pointes assistée d’une détection synchrone, lorsque le champ magnétique est

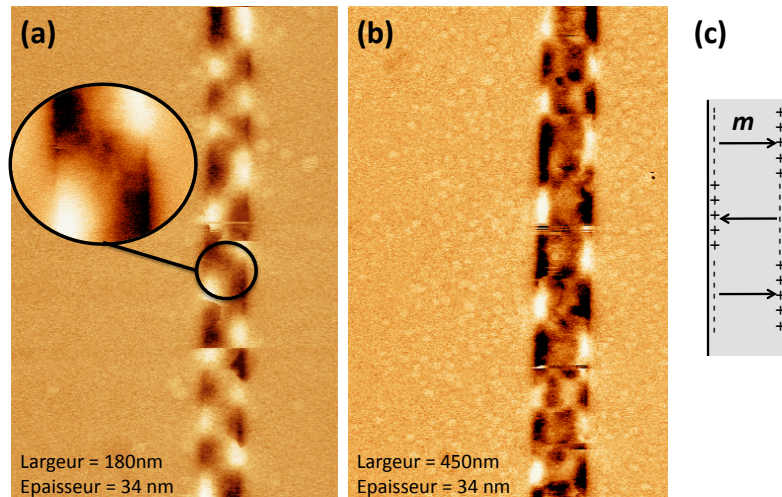


FIG. II.6: Mise en évidence d’une composante d’anisotropie transverse. Images MFM de nanopistes de $\text{Ni}_{85}\text{Pd}_{15}$ de 34 nm d’épaisseur dont ≈ 2.5 nm de couche de protection de Pd. Deux largeurs différentes sont présentées : 180 nm (a) et 450 nm (b). Remarquons certaines transitions brutales du contraste magnétique révélant quelques perturbations pointe-échantillon. (c) Schéma d’une nanostructure comprenant des domaines aimantés transversalement à la piste générant ainsi des charges magnétiques de surface (+) et (-). L’alternance des domaines permet de réduire l’énergie démagnétisante.

appliqué longitudinalement (configuration longitudinale) et transversalement (configuration transverse) à la piste. Les courbes présentent une seule branche du cycle d’hystérésis pour un champ magnétique croissant, variant linéairement et centré à 0. Ce sont des moyennes sur 128 traces. Remarquons que l’AMR d’un échantillon “macroscopique” de NiPd et sans couche de protection de Pd a été utilisée comme référence. On trouve $\Delta R/R \approx 1\%$. Cette mesure nous donne aussi la résistivité $\rho_{\text{NiPd}} \approx 32 \mu\Omega.\text{cm}$. Notons que la différence entre les deux états saturés (transverse et longitudinal) présentés sur la figure II.7 (0.73%) a été ajustée à celle d’une couche de NiPd, court-circuitée par une couche de Pd (couche de protection).

Considérant la disposition des contacts électriques (voir insert fig II.7), la résistance de l’échantillon est maximale (minimale) quand l’aimantation est le long de la piste (transverse) c’est à dire parallèle (perpendiculaire) aux lignes de courant. La figure II.7 met clairement en évidence que, de manière générale, la variation de résistance est plus importante en configuration longitudinale qu’en configuration transverse. Ceci prouve la présence d’une aimantation transverse dominante dans les nanostructures de $\text{Ni}_{85}\text{Pd}_{15}$. Effectivement, si l’on considère le cas de la piste la plus étroite (courbes noires), la variation de résistance en configuration longitudinale est bien plus importante qu’en configuration transverse. Cela signifie qu’à la rémanence, les moments magnétiques sont principalement orientés transversalement à la piste. Appliquer un champ transverse n’augmente pas la proportion de moments transverses, la faible variation pouvant être attribuée à l’élimination des parois de domaines magnétiques. Pour les structures plus larges (courbes bleues) l’AMR pour un champ magnétique transverse est plus importante signifiant qu’une plus grande

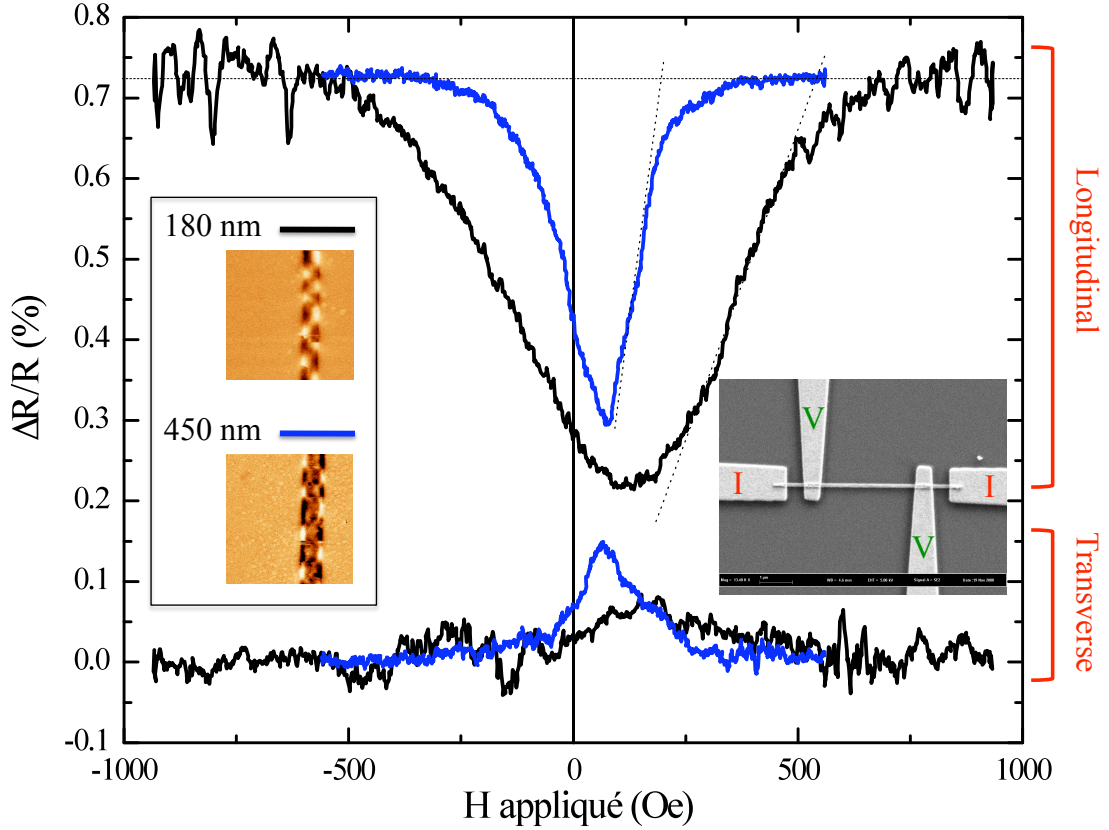


FIG. II.7: Mesure d'AMR sur les pistes de $\text{Ni}_{85}\text{Pd}_{15}$ épaisses de 34 nm et larges de 180 nm (courbe noire) et 450 nm (courbe bleue) pour des champs magnétiques appliqués soit transversalement soit longitudinalement à la piste. La disposition des contacts électriques est présentée en insert.

partie de l'aimantation est longitudinale à la rémanence.

Ces résultats d'AMR sont en parfait accord qualitatif avec les observations MFM déjà mentionnées. Le champ magnétique longitudinal nécessaire pour saturer l'échantillon $H_{K,eff}$ permet d'avoir l'anisotropie transverse effective $K_{\perp,eff}$ dans les nanostructures tel que :

$$H_{K,eff} = \frac{2K_{\perp,eff}}{\mu_0 M_S} \quad (\text{II.31})$$

avec M_S l'aimantation à saturation. Cependant, pour évaluer l'anisotropie transverse "absolue" $K_{\perp,abs}$, il faut prendre en compte l'effet de forme. Il est possible d'évaluer l'anisotropie de forme à partir du calcul des facteurs démagnétisants pour un pavé [27]. On a alors $K_{\perp,eff} = K_{\perp,abs} - K_{demag}$. Les champs magnétiques transverses de saturation mesurés sont $\mu_0 H_{K,eff} \approx 54$ mT et $\mu_0 H_{K,eff} \approx 19$ mT pour les pistes de 180 nm et 450 nm respectivement. Utilisant les résultats de Aharoni [27], des anisotropies de forme de $K_{demag} = 1.06 \times 10^4$ J/m³ et $K_{demag} = 0.52 \times 10^4$ J/m³ sont calculées pour des pistes de largeurs 180 nm et 450 nm respectivement et de 34 nm d'épaisseur. Cela permet alors d'évaluer des anisotropies transverses absolues de $K_{\perp,abs} \approx 1.92 \times 10^4$ J/m³ pour les pistes de 180 nm et $K_{\perp,abs} \approx 0.83 \times 10^4$ J/m³

pour les pistes de 450 nm. La limitation principale de ce calcul est que les facteurs démagnétisants sont calculés pour des monodomains ce qui n'est clairement pas le cas pour les mesures AMR effectuées. Il donne néanmoins une idée de l'ordre de grandeur du phénomène observé.

Une composante transverse de l'anisotropie a ainsi été clairement identifiée. Il est donc naturel de penser qu'une telle anisotropie pourrait être la conséquence de plusieurs causes "techniques" telles qu'un angle lors de l'évaporation des matériaux, un champ magnétique ou encore une orientation particulière de la structure par rapport à un axe cristallographique du substrat. La figure II.8 permet d'écarter toutes ces causes. Effectivement un anneau de $\text{Ni}_{85}\text{Pd}_{15}$ de 500 nm de large et 30 nm d'épaisseur a été fabriqué dans les mêmes conditions que les pistes étudiées auparavant. On remarque que le contraste magnétique est identique (fig II.8) à celui obtenu sur les nanopistes sans qu'aucune direction privilégiée ne soit remarquée.

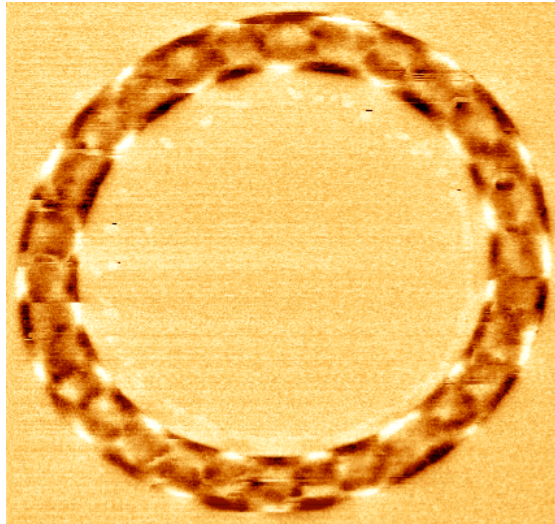


FIG. II.8: Image MFM d'un anneau de NiPd de 5 μm de diamètre, de 500 nm de large et de 30 nm d'épaisseur.

Sachant que l'anisotropie transverse est la conséquence de la nanostructuration et semble dépendre fortement du rapport d'aspect de la piste, il est envisageable à ce stade, qu'elle résulte d'un couplage magnétostrictif lié à la relaxation de contraintes aux bords des structures. Les structures n'étant pas épitaxiées, l'hypothèse la plus probable est la relaxation de contraintes thermiques (§ II.2.3).

De plus, le contraste magnétique obtenu par MFM révèle une distribution d'aimantation complexe et met alors en évidence les limites de la microscopie à force magnétique [39]. En effet, n'ayant qu'une carte du champ de fuite, la solution pour la carte d'aimantation n'est pas unique. Pour aller plus loin, une étude d'imagerie magnétique directe est nécessaire. Le XMCD-PEEM, dont la technique est décrite au paragraphe I.3.1, est tout à fait adapté à cette problématique². La figure II.9 présente l'étude effectuée sur la ligne NANOSPECTROSCOPY du synchrotron ELETTRA à

²Une étude SEMPA a été réalisée au NIST (Washington) sur des structures de 50 nm d'épaisseur par B. McMorran et J. Miltat

Trieste (Italie). La distribution d'aimantation vierge est étudiée pour des nanopistes de $\text{Ni}_{85}\text{Pd}_{15}$ de trois épaisseurs différentes : 12 nm (pas montrés), 27 nm (fig II.9 (a)) et 48 nm (fig II.9 (b)) dont les largeurs varient de 1000 nm à 100 nm avec un pas de 50 nm. Sur un même substrat, des séries identiques de nanopistes orientées perpendiculairement ont été fabriquées, permettant d'imager simultanément les composantes parallèle et perpendiculaire de l'aimantation mais pas pour une même structure. De manière générale les images confirment la complexité de la distribution d'aimantation. Une forte composante transverse de l'aimantation est mise en évidence par les figures II.9 (1*i*), ce qui est en bon accord avec les conclusions MFM. Cependant, si la distribution d'aimantation était parfaitement transverse, aucun contraste ne devrait être observé en configuration longitudinale. Ceci n'est clairement pas le cas (images 2*i* de la figure II.9). De plus, à épaisseur constante, pour les plus grandes largeurs, c'est à dire pour des rapports d'aspect plus faibles, la structure d'aimantation semble plus complexe. On peut comparer les figures II.9 (a11) et II.9 (a14).

La figure II.10 est un schéma des distributions standard obtenues en configuration transverse (a,b,c) et longitudinale (d,e,f), pour des structures de 27 nm d'épaisseur. Premièrement, si la majeure partie de l'aimantation est transverse et seuls quelques domaines de fermeture restent, alors le contraste au XPEEM doit être similaire aux figures II.10 (a) pour la composante transverse et II.10 (d) pour la composante longitudinale. Deuxièmement, si l'anisotropie transverse est moins importante alors les domaines de fermeture coûtent moins d'énergie. Intuitivement, on peut s'attendre à ce que la limite soit le cas où les domaines de fermeture longitudinaux soient de même taille que les domaines transverses comme représenté par les figures II.10 (b) et (e). Ils forment alors des configurations "diamant" présentant des cœurs de vortex au centre. Les deux situations (a,d) et (b,e) semblent être rencontrées pour les plus fines nanopistes (fig II.9 (a13) (a14) & (a15)). Cependant, il est difficile de les différencier sans ambiguïté bien qu'il semble que le deuxième cas soit majoritaire.

Aux rapports d'aspect plus faibles (structures plus larges), le contraste semble se compliquer. Cependant une structure d'aimantation bien précise peut être définie. En effet, elle peut être principalement comprise en décentrant les cœurs de vortex dans chaque "diamant" (fig II.10 (c) & (f)). Ceci n'est énergétiquement favorable qu'en introduisant une anisotropie transverse plus faible qui, par conséquent contre-balance moins l'anisotropie de forme. Il est intéressant de remarquer que suivant la direction de l'aimantation dans le domaine de fermeture de plus grande taille, l'image XPEEM de la structure apparaît globalement plus sombre ou plus claire (fig II.9 (a21) & (a22)) ce qui est clairement représenté sur la figure II.10 (f). Ceci révèle une quantité non-négligeable d'aimantation longitudinale.

II.2.2.4 Evolution de l'anisotropie en fonction de la température :

L'effet mis en cause étant la relaxation de contraintes thermiques, l'anisotropie transverse doit varier avec la température (voir § II.2.3). Par conséquent, il est nécessaire d'observer les nanopistes à différentes température. La figure II.11 compare les *mêmes* nanopistes à température ambiante et à basse température (≈ 150 K). Il est alors évident que l'anisotropie transverse s'est renforcée. En effet le contraste se simplifie en passant à basse température : moins de "tons" dans l'échelle

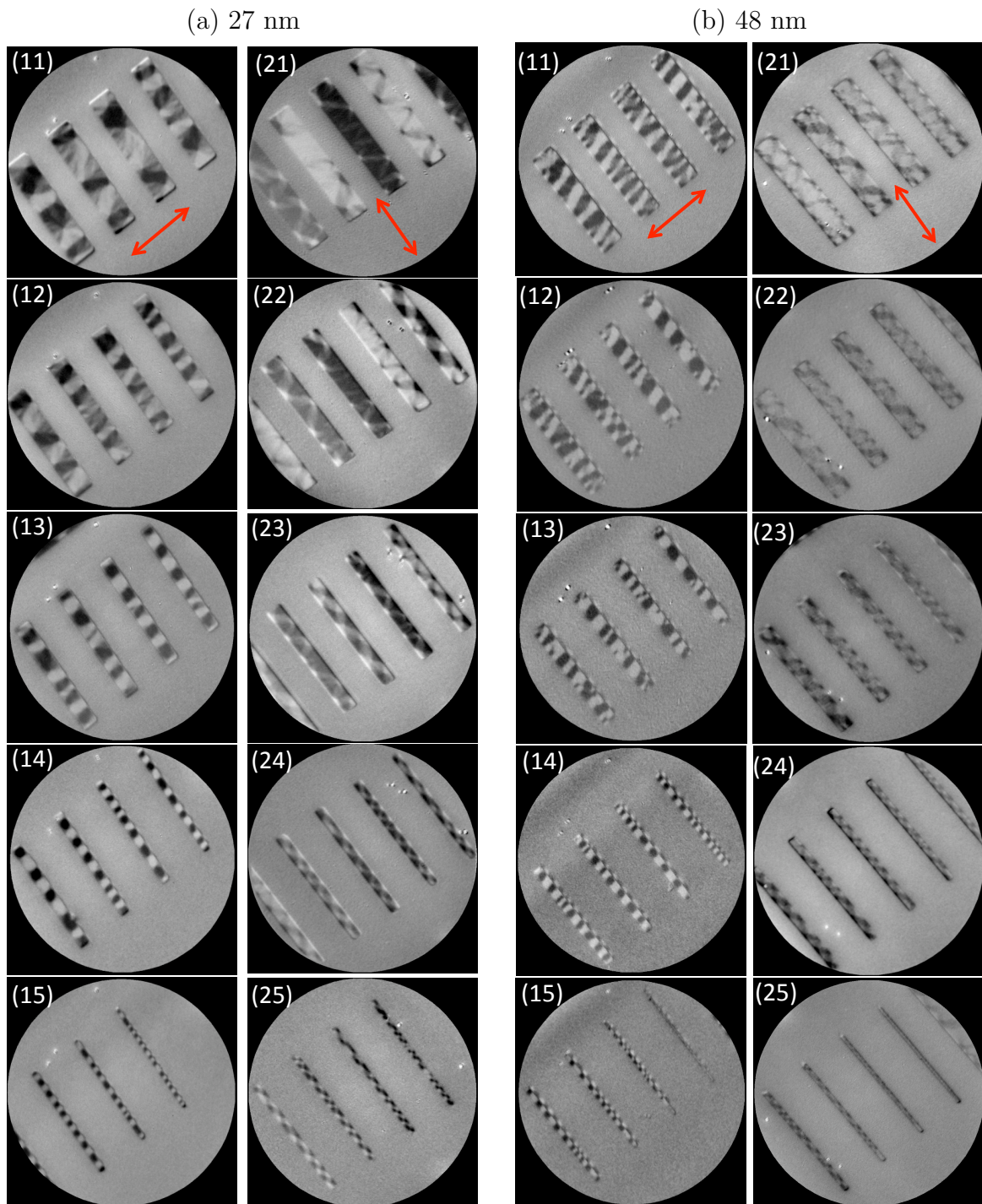


FIG. II.9: Etude XPEEM de la distribution d'aimantation en fonction de la largeur et de l'épaisseur de nanostructures de $\text{Ni}_{85}\text{Pd}_{15}$. Sur les images $1i$ ($2i$), le contraste représente la composante d'aimantation transverse (resp. longitudinale) pour des nanopistes ayant des largeurs de 1000 nm à 100 nm (pas de 50 nm). Les double flèches rouges représentent la direction d'incidence de la lumière X. Notons l'effet d'ombrage corrélé à l'orientation de l'aimantation dans le domaine adjacent. Cet effet est surtout visible pour le plus épaisse structures $b14$ et $b15$ par exemple.

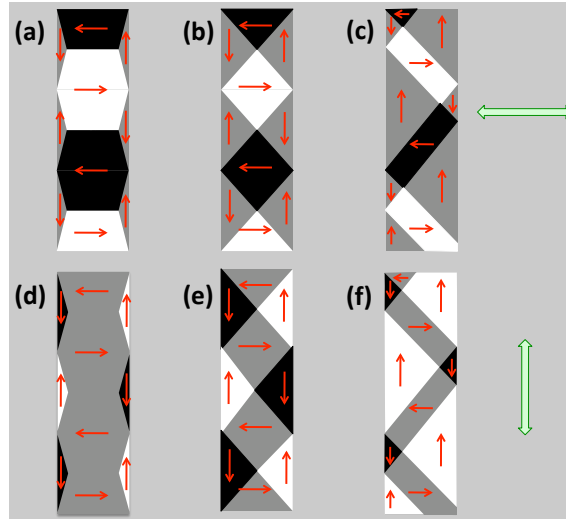


FIG. II.10: Schéma du contraste obtenu sur des nanostructures de NiPd par XMCD-PEEM, en variant la largeur des domaines de fermeture. Les doubles flèches vertes représentent la direction d'incidence des photons.

de gris sont visibles et les transitions entre domaines transverses deviennent clairement perpendiculaire à l'axe longitudinal de la nanopiste. Ceci constitue la preuve directe qu'au moins une partie de l'anisotropie transverse est due aux contraintes thermiques. Pour appuyer l'augmentation de l'anisotropie transverse, on remarque que le contraste pour les images de la composante longitudinale diminue fortement (fig II.11 (e) & (f)), synonyme de la diminution de la quantité d'aimantation le long de la piste.

La réorientation en fonction de la température devrait être continue. Par conséquent, on a laissé le système se re-thermaliser vers la température ambiante tout en prenant régulièrement de images XPEEM de la composante transverse de l'aimantation de l'ensemble de nanopistes. Aucune variation n'est observée lors de cette remontée (fig II.12 (3i)). En effet aucun changement dans le contraste n'est identifié entre ≈ 120 K (fig II.12 (31)) et ≈ 295 K (fig II.12 (33)). Un contraste similaire aux résultats de la figure II.9 n'est obtenu qu'en chauffant l'échantillon jusqu'à ≈ 373 K (fig II.12 (34)). De retour à température ambiante le contraste observé est similaire à celui observé à 373 K mais la distribution d'aimantation une fois revenue à température ambiante (fig II.12 (1i & 2i)) n'est pas identique à celle de départ (fig II.9). Un nouvel état magnétique a donc été re-nucléé. De plus, pour les plus fines structures (13 et 23), l'aimantation s'est réorientée le long de la piste. Ceci est confirmé par l'image MFM de la piste de 150 nm de large de l'image XPEEM (23). Le contraste magnétique correspond à une paroi chargée type paroi vortex, caractéristique des systèmes dominés par l'anisotropie de forme.

Ce phénomène d'hystérésis est difficilement compréhensible en ne considérant que l'effet de relaxation de contraintes thermiques. Cependant les cœurs de vortex présents dans la structure en diamant doivent être nucléés. Ce processus demande de l'énergie et par conséquent le système obtenu à basse température peut être métastable à TA. Ce phénomène a déjà été observé dans des disques de Py et sous champ [40].

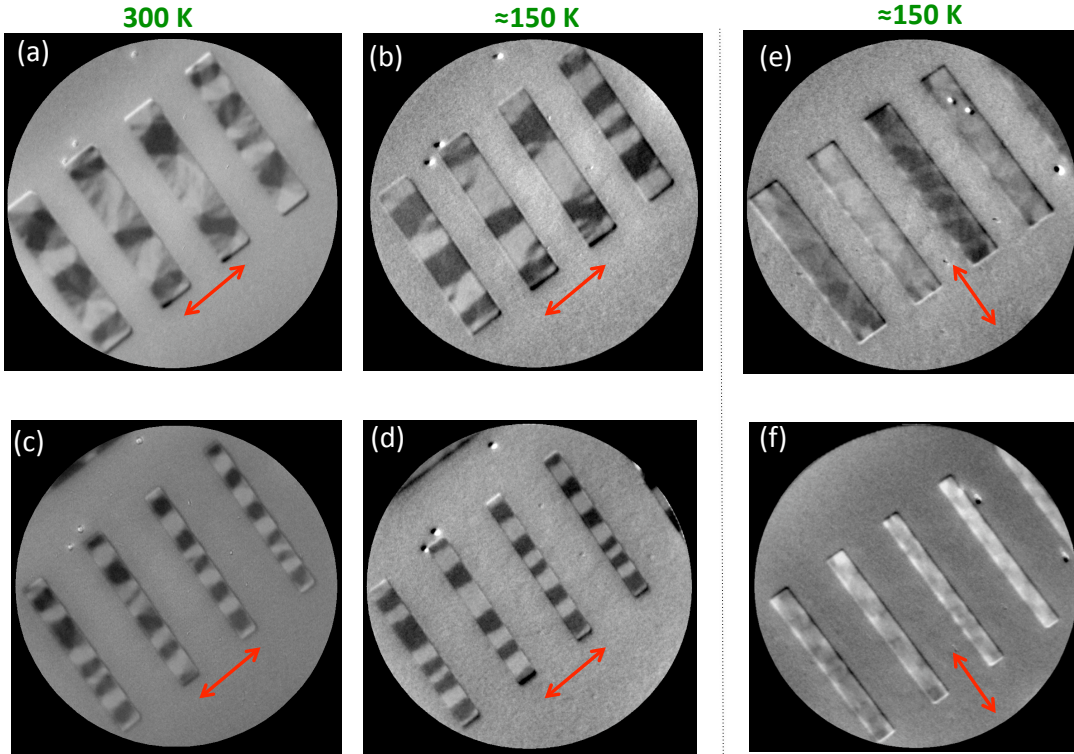


FIG. II.11: Images XPEEM en configuration transverse de nanopistes de $\text{Ni}_{85}\text{Pd}_{15}$ de 30 nm d'épaisseur et de largeurs variables : entre 1000 et 850 nm (a,b) et entre 600 et 450 nm (c,d). Les images des mêmes structures ont été faites à différentes températures : ambiante (a,c) et à environ 150 K (b,d). Les images (e) et (f) sont les images XPEEM en configuration longitudinale à basse température (sur des autres structures).

En conclusion, l'effet de la variation de température sur la distribution d'aimantation met en évidence le fait que la relaxation de contrainte est la cause principale de l'anisotropie transverse.

II.2.2.5 Les “weak stripes” et l'anisotropie perpendiculaire

Aux plus fortes épaisseurs, un contraste particulier apparaît. Les images MFM mettent en évidence la formation de “rubans” à partir d'une certaine épaisseur : entre 40 et 50 nm (fig II.13). Or les mesures XPEEM montrent clairement que même à ces épaisseurs l'aimantation reste principalement dans le plan (fig II.9 (b11)). Ces structures sont définies comme des *weak stripes* (rubans faibles) [17].

Cette structure est caractérisée par de légères fluctuations de la direction d'aimantation autour de son orientation principale (fig II.14). Les *weak stripes* ne peuvent se développer qu'en introduisant une anisotropie perpendiculaire. Remarquons qu'une faible anisotropie suffit à les faire apparaître ($Q_{perp} < 1$). Pour minimiser l'anisotropie perpendiculaire, une composante perpendiculaire d'aimantation apparaît. Cependant ce comportement coûte en énergie démagnétisante. Le système a donc intérêt à faire osciller cette composante perpendiculaire, avec une période fixée par

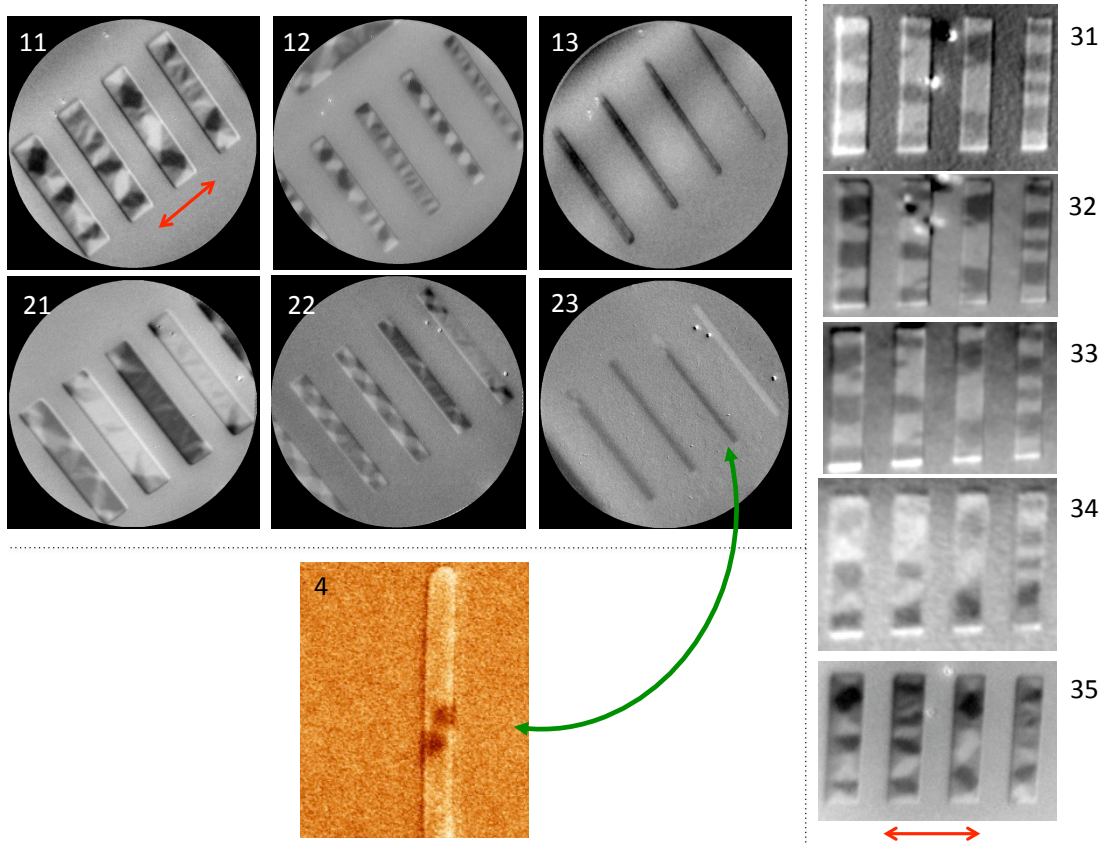


FIG. II.12: Images XPEEM de nanopistes de $\text{Ni}_{85}\text{Pd}_{15}$ de 30 nm d'épaisseur. Les images $1i$ et $2i$ ont été obtenues à TA après que l'échantillon ait été chauffé à 373 K. Elles présentent les composantes longitudinale ($1i$) et transverse ($2i$) de l'aimantation pour des nanopistes larges de 1000 à 850 nm (11, 21), intermédiaires de 600 à 450 nm (12, 22), et fines de 250 à 100 nm (13, 33). Les images $3i$ présentent les structures les plus larges pendant la variation de température : 170 K (31), 240 K (32), 295 K (33, TA), 373 K (34) et 295 K (35). Une image MFM (4) de la piste de 150 nm de large met en évidence la présence d'une paroi chargée de type vortex.

l'épaisseur de la couche. Cette distribution crée une alternance de charges surfaciques et induit aussi une oscillation de la composante transversale de l'aimantation. L'état stable est alors donné par la formation de rouleaux. Remarquons que ce constat est en bon accord avec un effet de contrainte entre un matériau et son substrat (§ II.2.3).

Par ailleurs, les *weak stripes* n'étant qu'une faible fluctuation, l'orientation des rubans est globalement le long de la direction d'aimantation. La figure II.13 (c) montre qu'aux bords les rubans sont perpendiculaires à la piste. Au centre, cette constatation semble défailante. Comme la magnétostatique défavorise une aimantation transverse au bord, ceci serait alors une preuve que l'anisotropie transverse n'est pas uniforme.

L'apparition de ces *weak stripes*, nous donne une information non seulement qualitative sur la présence d'une composante perpendiculaire d'anisotropie mais aussi sur sa valeur. En effet, l'épaisseur critique (D_{cr}) d'apparition des *weak stripes* dépend

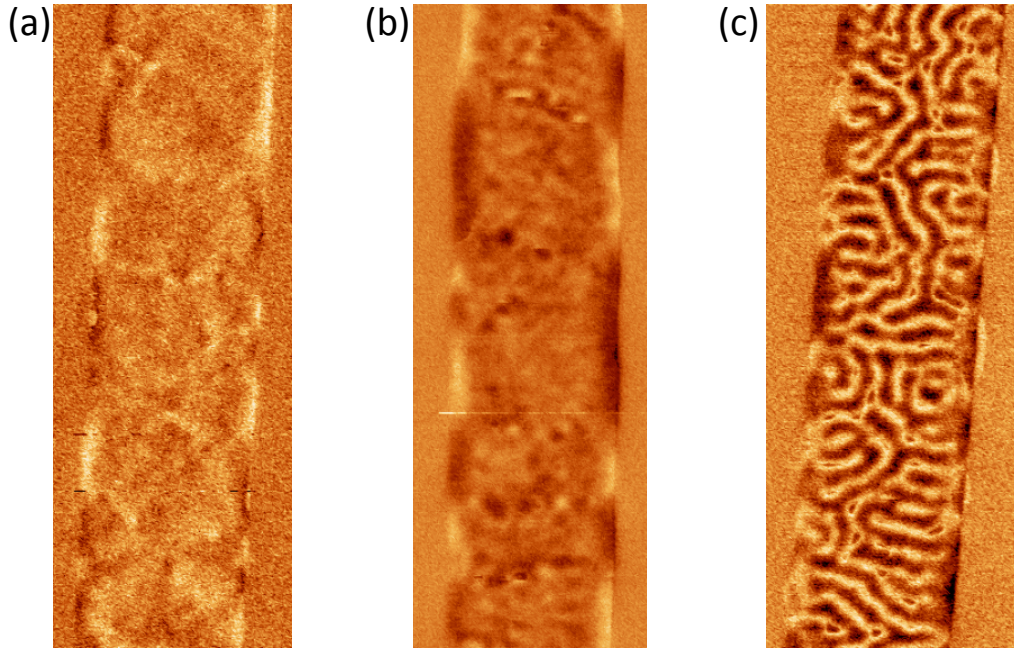


FIG. II.13: Images MFM de nanopistes de $\text{Ni}_{85}\text{Pd}_{15}$ de 1000 nm de large et de différentes épaisseurs : 27 nm (a), 39 nm (b) et 48 nm (c) . Les *weak stripes* apparaissent pour une épaisseur critique comprise entre (b) et (c).

de la valeur d'anisotropie perpendiculaire. Etant certain que pour une épaisseur de 48 nm la structure stable est une distribution d'aimantation présentant des *weak stripes*, on peut se référer au diagramme de phase calculé par Vukadinovic & al. [41]. Considérant la constante d'échange $A \approx 0.6 \times 10^{-11}$ J/m, et l'aimantation à saturation $M_S \approx 3.2 \times 10^5$ A/m, la longueur d'échange vaut : $\lambda = 9.6$ nm. Donc pour une épaisseur de 48 nm, la transition vers le régime de *weak stripes* est à $Q_{perp} \approx 0.48$. Sachant que $Q_{perp} = 2K_{perp}/\mu_0 M_S^2$, on en déduit une valeur de l'anisotropie perpendiculaire moyenne nécessaire : $K_{perp} \approx 3.1 \times 10^4$ J/m³ qui est une limite haute puisque que ce calcul est basé sur l'épaisseur critique d'apparition. Or on a considéré

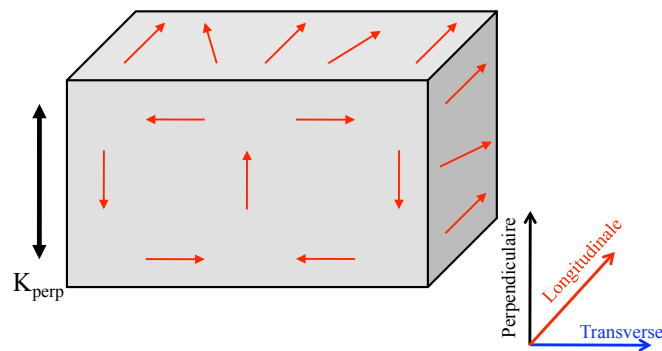


FIG. II.14: Représentation schématique de *weak stripes*. La direction d'aimantation est représentée sur les faces supérieure et latérales. Les composantes perpendiculaire et transverse sont projetées sur la face avant.

$D_{cr} = 48$ nm qui est une valeur maximisée puisque le régime de *weak stripes* est déjà établi à cette épaisseur. Cette valeur d'anisotropie est cependant confirmée par les calculs micromagnétiques effectués au § II.2.2.6.

Finalement, on peut remarquer que les *weak stripes* sont aussi visibles sur les images XPEEM (fig II.15). Cependant, dans cette configuration, le contraste XPEEM pour la composante perpendiculaire est très faible puisque l'angle d'incidence des photons est de 16° ce qui signifie que le contraste perpendiculaire n'est que 30% du contraste optimale. Par conséquent, il est probable que seules les fluctuations des composantes longitudinale et transverse dues à la présence de *weak stripes* ne soient observées. La figure II.15 présente le contraste obtenu en configuration longitudinale et transverse sur les plus larges nanopistes de 48 nm d'épaisseur. Le contraste dû aux rubans est exacerbé aux basses températures (≈ 150 K) signifiant que l'anisotropie perpendiculaire est alors plus importante (comparer fig II.15 et fig II.9 (b,11)). Ceci appuie l'effet de relaxation de contraintes thermiques.

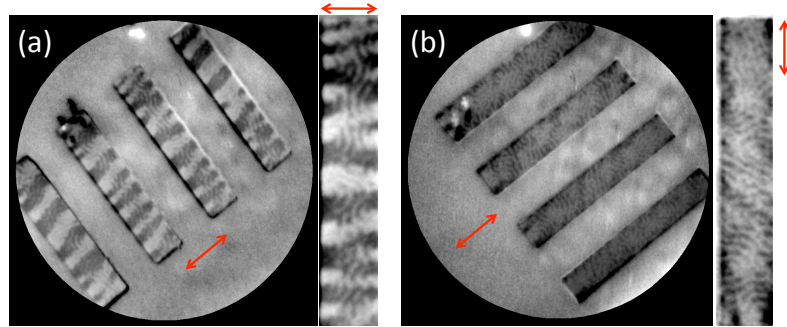


FIG. II.15: Images XPEEM des plus larges nanopistes (entre 1000 et 850 nm) de 48 nm d'épaisseur en transverse (a) et longitudinale (b). Les images agrandies sur les structures de 900 nm de large sont présentées à droite.

II.2.2.6 Modélisation micromagnétique

Sachant que deux composantes d'anisotropie sont nécessaires pour expliquer le contraste obtenu, essayons d'évaluer les valeurs d'anisotropie transverse K_{\perp} et perpendiculaire K_{perp} . Une manière simpliste de les introduire est de prendre des valeurs uniformes dans l'espace.

On essaye d'abord d'évaluer l'anisotropie transverse minimale pour obtenir le comportement observé dans les expériences. La figure II.16 présente la variation d'énergie en fonction du nombre de parois dans la nanopiste de 500 nm de large, 30 nm d'épaisseur et de $5 \mu\text{m}$ de long lorsqu'une anisotropie transverse $K_{\perp} = 5 \times 10^3 \text{ J/m}^3$ est appliquée. Pour ces dimensions, ce n'est pas la configuration longitudinale qui est stable mais transverse comprenant 7 parois. Le contraste en fonction des composantes transverse et longitudinale (insert fig II.16) et similaire à celui observé dans les images XPEEM. Cependant les expériences (XPEEM) étant réalisées sur des structures vierges d'aimantation (aucune désaimantation effectuée), on ne peut pas utiliser le nombre de parois observées comme indication quantitative pour la valeur d'anisotropie transverse.

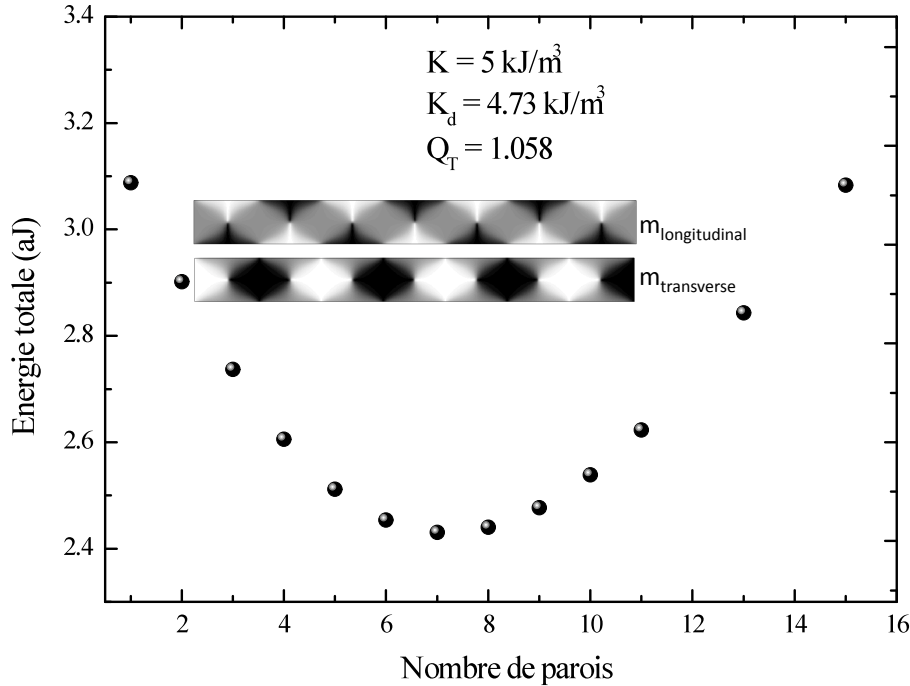


FIG. II.16: Calcul micromagnétique (OOMMF) d'une nanopiste dont les dimensions sont $5000 \times 500 \times 30 \text{ nm}^3$ dans laquelle une anisotropie transverse de $K_{\perp} = 5 \times 10^3 \text{ J/m}^3$ est appliquée. La variation de l'énergie totale en fonction du nombre de parois est représentée ainsi que le contraste en fonction des composantes transverse et longitudinale. Remarque : $K_d = \frac{\mu_0 M_S^2}{2} (N_y - N_x)$ avec N_x et N_y les facteurs démagnétisant pour un pavé uniformément aimanté [27].

Dans cet échantillon, on observe de plus qu'il suffit d'une anisotropie uniforme transverse dont la valeur est comprise entre $2 \times 10^3 \text{ J/m}^3$ et $3 \times 10^3 \text{ J/m}^3$ pour déstabiliser l'état longitudinal.

Dans un second temps, l'effet d'une anisotropie perpendiculaire uniforme, sur une piste de 50 nm d'épaisseur, $1 \mu\text{m}$ de large et $3 \mu\text{m}$ de long, est étudié. Le seul point de comparaison avec les expériences est la présence des *weak stripes*. D'après la littérature [41], une valeur d'anisotropie de $K_{\text{perp}} \approx 3.1 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ est requise pour que le régime de *weak stripes* s'établisse dans un film de 50 nm . Les calculs micromagnétiques présentés sur la figure II.17 montrent que de manière générale, ceci est vrai pour une nanostructure. La figure II.17 présente la structure en domaines pour trois valeurs de l'anisotropie perpendiculaire : 2.5×10^4 (a), 2.75×10^4 (b) et $3 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ (c).

Le régime de *weak stripes* est clairement visible pour la plus forte valeur d'anisotropie. Cependant, on remarque que l'amplitude des rubans n'est pas homogène contrairement aux films infinis. Ceci est la conséquence de la non-uniformité de l'énergie démagnétisante. De plus l'orientation des rubans suit bien la direction principale de la distribution d'aimantation qui dans ce cas est un état "S". Pour les deux autres valeurs d'anisotropie, le régime de *weak stripes* ne se développe pas ou seulement dans la partie courbée de la structure d'aimantation. La valeur minimale pour l'apparition du régime de *weak stripes* dans des nanopistes de 50 nm d'épaisseur et

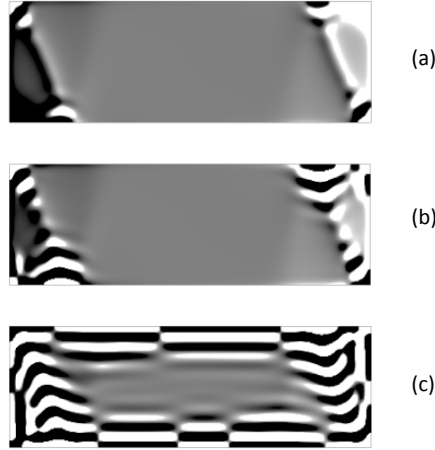


FIG. II.17: Calculs micromagnétiques (OOMMF) d'une nanopiste dont les dimensions sont $3000 \times 1000 \times 50 \text{ nm}^3$ pour différentes valeurs d'anisotropie perpendiculaire : (a) $K_{perp} = 2.5 \times 10^4 \text{ J/m}^3$, (b) $K_{perp} = 2.75 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ et (c) $K_{perp} = 3 \times 10^4 \text{ J/m}^3$. Le contraste représente la composante perpendiculaire de l'aimantation.

$1 \mu\text{m}$ de large est donc comprise entre $K_{perp} = 2.75$ et $3 \times 10^4 \text{ J/m}^3$. Néanmoins, la transition de phase étant du deuxième ordre, la valeur précise est délicate à évaluer avec précision.

II.2.3 Magnétostriction et déformations thermiques

On va maintenant essayer de comprendre l'origine des deux composantes d'anisotropie (perpendiculaire et transverse) en considérant les déformations de la piste dues à la relaxation de contraintes thermiques. On pense alors à un couplage magnétostrictif.

II.2.3.1 Bref rappel d'élasticité linéaire

Un solide peut être vu de manière générale comme un réseau de points matériels reliés entre eux par des ressorts qui assurent la cohésion du système. On peut remarquer que la cohésion dans les solides est assurée par la délocalisation d'un électron sur plusieurs sites du réseau. Elle est alors reliée aux intégrales β définies au § II.1.1.2. Sous l'action de contraintes, définies par le tenseur des contraintes $\bar{\sigma}$ dont les éléments sont les σ_{ij} avec i et j les axes x , y ou z , la distance entre les atomes est modifiée : le cristal se déforme. Les déformations sont représentées par le tenseur $\bar{\epsilon}$ dont les éléments sont les ϵ_{ij} . En élasticité linéaire, une relation de proportionnalité entre les contraintes et les déformations peut être écrite de la manière suivante :

$$\bar{\sigma} = \frac{E}{1 + \nu} (\bar{\epsilon} + \frac{\nu}{1 - 2\nu} (Tr \bar{\epsilon}) \bar{I}) \quad (\text{II.32})$$

avec E le module d'Young, ν le facteur de Poisson, Tr définissant la trace d'une matrice et \bar{I} la matrice unité. C'est la loi de Hooke. De plus les déformations sont définies comme les dérivées du vecteur déplacement \vec{u} dont les éléments sont les

u_i par rapport à la position dont les coordonnées sont les x_i . On en distingue trois types différents, l'élongation :

$$\epsilon_{ii} = \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (\text{II.33})$$

le cisaillement :

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{pour } i \neq j \quad (\text{II.34})$$

et la rotation :

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{pour } i \neq j \quad (\text{II.35})$$

Un système à l'équilibre se déforme pour minimiser son énergie élastique \mathcal{E}_{el} qui s'écrit :

$$\mathcal{E}_{el} = \frac{1}{2} Tr(\bar{\bar{\epsilon}} \cdot \bar{\bar{\sigma}}) \quad (\text{II.36})$$

avec la condition supplémentaire que les contraintes soient nulles aux surfaces libres. Si on néglige les forces de volume telle que la gravité, le problème revient à résoudre : $div \bar{\sigma} = \vec{0}$ et $\bar{\sigma} \cdot \vec{n} = \vec{0}$ aux surfaces avec \vec{n} le vecteur directeur aux surfaces.

II.2.3.2 Relaxation de contraintes thermiques dans une nanostructure

Le dépôt d'une couche mince sur un substrat est rarement effectué à température ambiante. De plus, sous une variation de température tout matériau subit une variation de volume caractérisée par le coefficient de dilatation thermique α_T . Ces coefficients diffèrent beaucoup d'un matériau à l'autre. Dans le cas du Silicium et du Nickel, on a $\alpha_{T,Si} = 2.49 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ et $\alpha_{T,Ni} = 13.3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ i.e. une différence de coefficients de dilatation thermique de $\Delta\alpha = 10.8 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. C'est à dire que le Ni se dilate ≈ 3 fois plus que le Si. Par conséquent, en effectuant un dépôt à une température T différente de la température de travail T_0 tel que $\Delta T = T - T_0$, une déformation selon les axes du plan $\epsilon_0 = \Delta\alpha \cdot \Delta T$ apparaît alors à l'interface des deux matériaux.

Le cas d'une couche infinie déposée sur un substrat est le plus simple à traiter. Effectivement, la seule solution pour le métal déposé est de se déformer selon la direction perpendiculaire au plan z sans cisaillement. Le tenseur déformations $\bar{\bar{\epsilon}}$ s'écrit donc :

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \begin{pmatrix} \Delta\alpha\Delta T & 0 & 0 \\ 0 & \Delta\alpha\Delta T & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}$$

ϵ_{zz} étant à déterminer. Le tenseur des contraintes $\bar{\bar{\sigma}}$ s'écrit suivant la loi de Hooke :

$$\bar{\sigma} = \frac{E}{1+\nu} \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_2 \end{pmatrix}$$

avec :

$$\epsilon_1 = \Delta\alpha\Delta T + \frac{\nu}{(1-2\nu)} (2\Delta\alpha\Delta T + \epsilon_{zz}) \quad (\text{II.37})$$

et

$$\epsilon_2 = \epsilon_{zz} + \frac{\nu}{(1-2\nu)} (2\Delta\alpha\Delta T + \epsilon_{zz}) \quad (\text{II.38})$$

Pour trouver cette déformation ϵ_{zz} il suffit de remarquer qu'aux surfaces libres les contraintes doivent être nulles selon la normale à la surface. Dans notre cas : $\bar{\sigma} \cdot \vec{n}_z = \vec{0}$. On a alors :

$$\epsilon_2 = \epsilon_{zz} + \frac{\nu}{(1-2\nu)} (2\Delta\alpha\Delta T + \epsilon_{zz}) = 0 \quad (\text{II.39})$$

c'est à dire :

$$\epsilon_{zz} = -\frac{2\nu}{1-\nu} \Delta\alpha\Delta T \quad (\text{II.40})$$

Ainsi, suivant le signe de $\Delta\alpha\Delta T$, la couche s'allonge ou se contracte suivant la direction z . Pour du Ni déposé à une température supérieure à la température ambiante sur un substrat de Si, la couche se contracte.

Le cas d'une nanopiste (\hat{x} et \hat{y} axes dans le plan et \hat{z} l'axe perpendiculaire) est bien plus compliqué à résoudre analytiquement même en ne considérant que la section. Il faut déterminer le tenseur de déformations suivant :

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} \Delta\alpha\Delta T & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & \tau \\ 0 & \tau & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}$$

Une fois le tenseur des contraintes écrit (loi de Hooke), on doit résoudre $div\bar{\sigma} = \vec{0}$ ce qui équivaut à résoudre le système d'équations différentielles suivant :

$$\begin{aligned} \frac{\partial\epsilon_{yy}}{\partial y} + \frac{\nu}{1-2\nu} \left(\frac{\partial\epsilon_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial\epsilon_{zz}}{\partial y} \right) + \frac{\partial\tau}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial\epsilon_{zz}}{\partial z} + \frac{\nu}{1-2\nu} \left(\frac{\partial\epsilon_{yy}}{\partial z} + \frac{\partial\epsilon_{zz}}{\partial z} \right) + \frac{\partial\tau}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial^2\epsilon_{yy}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2\epsilon_{zz}}{\partial y^2} &= \frac{\partial\tau}{\partial yz} \end{aligned} \quad (\text{II.41})$$

la troisième équation étant la condition de compatibilité . En ayant éliminant τ :

$$\frac{1-\nu}{1-2\nu} \frac{\partial^2 \epsilon_{zz}}{\partial y^2} + \frac{1-\nu}{1-2\nu} \frac{\partial^2 \epsilon_{yy}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \epsilon_{yy}}{\partial z^2} = 0$$

$$\frac{1-\nu}{1-2\nu} \frac{\partial^2 \epsilon_{yy}}{\partial z^2} + \frac{1-\nu}{1-2\nu} \frac{\partial^2 \epsilon_{zz}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \epsilon_{zz}}{\partial y^2} = 0$$
(II.42)

Ce système d'équations différentielles (eq II.43) n'a rien d'évident à résoudre. On a finalement décidé de résoudre le problème numériquement et la figure II.18 est une carte des déformations pour une nanopiste de $1 \mu\text{m}$ de large pour 50 nm d'épaisseur en supposant que le substrat est indéformable. Les déformations ont été calculées pour une contrainte thermique initiale $\epsilon_0 = 10^{-3}$. Au centre de la piste on retrouve le comportement du film continu à savoir que $\epsilon_{yy} = \epsilon_0$ (fig II.18 (a)) et $\epsilon_{zz} = -(2\nu/(1-\nu))\epsilon_0$ (fig II.18 (b)). En revanche, on constate de manière générale, sur les bords de la piste, le système relaxe vers *zéro* déformations. De plus la présence de cisaillements ϵ_{yz} (fig II.18 (b)) est observée dans le coin inférieur ce qui était évidemment pas le cas pour un film continu. Pour rendre compte plus précisément de la réalité, les déformations du substrat devraient être prises en considération.

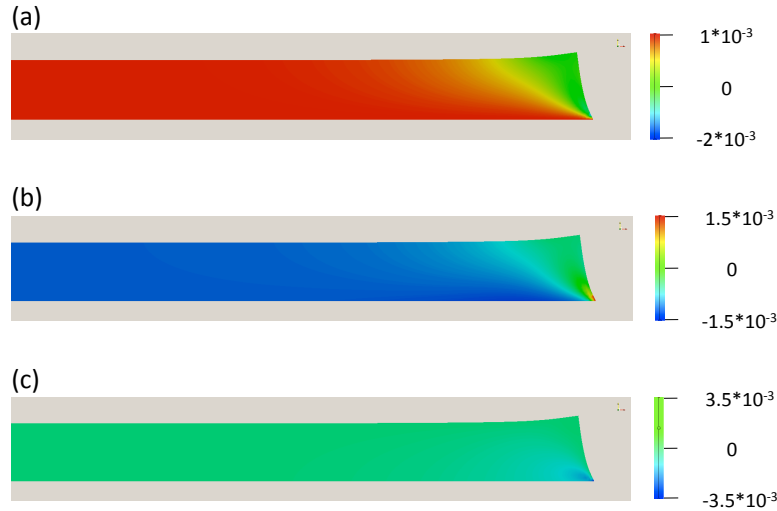


FIG. II.18: Calcul de relaxation de contraintes thermique dans une nanopiste de NiPd de $1 \mu\text{m}$ de large et 50 nm d'épaisseur (effectué par J. Miltat). Le code de couleur représente les déformations ϵ_{yy} (a), ϵ_{zz} (b) et ϵ_{yz} (c) pour une demi-section de piste. La forme de la piste est représentée en fonction des déplacements ($\times 100$ par rapport cas réel).

II.2.3.3 Magnétostriction

La *magnétostriction* au sens propre est la déformation d'un échantillon ferromagnétique au cours de son processus d'aimantation. Elle est caractérisée par l'élongation maximum λ obtenue pour un volume "magnétiquement" saturé appelé

coefficient de magnétostriction. Deux effets peuvent être distingués. Le premier est le changement de volume entre un échantillon aimanté et désaimanté. Cet effet, négligeable dans nos systèmes, est appelé magnétostriction *isotrope* ou *d'échange*. Le deuxième est la déformation le long ou perpendiculairement à l'axe d'aimantation à volume constant : c'est la magnétostriction *anisotrope*. Pour un polycristal, elle est définie par la constante de magnétostriction anisotrope λ_S . Suivant le signe de λ_S , l'échantillon subit une contraction ($\lambda_S < 0$) ou une extension ($\lambda_S > 0$) dans la direction d'aimantation.

En réalité, c'est l'effet inverse qui faut considérer dans notre problème, c'est à dire l'orientation des moments magnétiques en fonction de la déformation.

La manière la plus simple pour introduire le couplage magnéto-élastique est de considérer le problème pour un échantillon monocristallin en symétrie cubique. L'énergie magnéto-élastique \mathcal{E}_{magel} s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{magel} = & B_1 [\epsilon_{xx} (m_x^2 - 1/3) + \epsilon_{yy} (m_y^2 - 1/3) + \epsilon_{zz} (m_z^2 - 1/3)] \\ & + B_2 (\epsilon_{xy} m_x m_y + \epsilon_{yz} m_y m_z + \epsilon_{zx} m_z m_x) \end{aligned} \quad (\text{II.43})$$

avec les m_i les composantes du vecteur unitaire aimantation et

$$B_1 = \frac{3}{2} \frac{E}{1 + \nu} \lambda_{100} \quad \text{et} \quad B_2 = \frac{3}{2} \frac{E}{1 + \nu} \lambda_{111} \quad (\text{II.44})$$

les coefficients de couplage magnéto-élastique avec les constantes de magnétostriction λ_{100} et λ_{111} pour les axes cristallographiques du même nom. Pour obtenir l'équilibre l'énergie totale $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{el} + \mathcal{E}_{magel}$ doit être minimisée par rapport aux déformations.

Cependant, les échantillons étant polycristallins ici, nous avons besoin de la magnéto-élasticité isotrope. C'est à dire que $B_1 = B_2$. Le but de ce développement est d'exprimer l'anisotropie magnétique.

Un point de départ pour ce modèle serait le cas du film continu. L'énergie magnéto-élastique peut se réécrire dans le cas isotrope, du fait que $\bar{\epsilon}$ est diagonal, comme :

$$\mathcal{E}_{magel} = \frac{3}{2} \frac{E}{1 + \nu} \lambda_S [\epsilon_{xx} (m_x^2 - 1/3) + \epsilon_{yy} (m_y^2 - 1/3) + \epsilon_{zz} (m_z^2 - 1/3)] \quad (\text{II.45})$$

L'anisotropie magnétique perpendiculaire K_{perp} peut se définir comme la différence d'énergie pour des systèmes saturés selon l'axe perpendiculaire $m_z = 1$ et dans le plan de la piste $m_y = 1$. Donc :

$$K_{perp} = \frac{3}{2} \frac{E}{1 + \nu} \lambda_S (\epsilon_{zz} - \epsilon_{yy}) \quad (\text{II.46})$$

Par conséquent, dans le cas du film continu déformé par des contraintes thermiques (§ II.2.3.2), l'anisotropie devient :

$$K_{perp} = -\frac{3}{2} E \lambda_S \frac{\Delta\alpha\Delta T}{1 - \nu} \quad (\text{II.47})$$

Expérimentalement, l'évaluation de ΔT n'est pas évidente. Le problème peut alors être pris à l'envers. En effet, l'anisotropie perpendiculaire K_{perp} nécessaire pour

l'apparition des *weak stripes* étant connue (§ II.2.2.5), il est alors possible d'évaluer la différence de température ΔT . Considérant $K_{perp} = 3.1 \times 10^4$ J/m³ et les coefficients élastiques ($E = 199.3$ GPa et $\nu = 0.346$) et magnéto-élastiques ($\lambda_S = -36 \times 10^{-6}$) du Ni "isotrope", on obtient $\Delta T \approx 170$ K.

On peut alors calculer la carte d'anisotropie pour de telles conditions initiales. La figure II.19 présente la carte d'anisotropie sur une demi-section d'une piste de 50 nm d'épaisseur et de 1 μ m de large pour des déformations calculées plus haut (§ II.2.3.2). L'axe de facile aimantation est représenté en chaque point par les flèches. Le contraste représente soit la composante transverse (a) soit la composante perpendiculaire (b) de l'anisotropie.

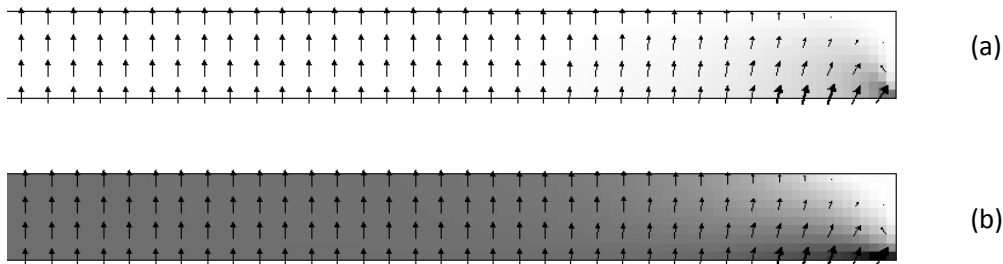


FIG. II.19: Carte d'anisotropie sur une demi-section d'une piste de 50 nm d'épaisseur et de 1 μ m de large dans le cas d'un substrat infiniment rigide. L'axe facile d'anisotropie est représenté par des flèches en chaque point. Le code de couleur représente sa composante transverse (a) ou sa composante perpendiculaire (b)

L'anisotropie est principalement perpendiculaire, ce qui est en accord avec les résultats pour un film mince. On remarque alors que seulement sur les bords de la structure, cet axe de facile aimantation s'incline créant une composante transverse à l'anisotropie. On peut alors injecter cette carte d'anisotropie dans un calcul micromagnétique. On procède de la manière suivante. On utilise les conditions initiales nécessaires à l'apparition des *weak stripes*. Les cartes d'anisotropie ont été calculées pour $\epsilon_0 = 10^{-3}$ multiplié par 1.724 correspondant à $\Delta T = 170$ K. Les calculs micromagnétiques sont effectués avec OOMMF pour différentes dimensions de nanopistes. Discutons tout d'abord les structures larges. Des nanopistes identiques aux expériences, de 5 μ m de long, 1 μ m de large et 50 nm d'épaisseur sont simulées. On initialise un état magnétique transverse à 10 parois ce qui est similaire aux observations XPEEM, auquel on superpose un bruit de 10% en orientation pour être certain de ne pas bloquer un état métastable. La figure II.20 présente le résultat du calcul micromagnétique en fonction des trois composantes (x,y,z) et de la divergence de l'aimantation. On note clairement que l'état transverse initial n'est pas stable, ni même métastable. En revanche, les images en fonction de la composante perpendiculaire, ainsi que celles en fonction des charges magnétiques mettent clairement en évidence le développement du régime de *weak stripes*. Remarquons que l'amplitude des rouleaux est plus importante au centre de la structures où l'anisotropie perpendiculaire est la plus importante. Cependant dans les images "en div" qui simulent le contraste MFM (§ I.1), on distingue aux bords, une alternance du contraste entre

noir et blanc. Ceci nous indique alors que l'alternance observée aux bords de structures en MFM n'est pas forcément synonyme de domaines magnétiques transverses. Or les expériences XPEEM montrent clairement le caractère transverse de la distribution d'aimantation même pour les structures de $1 \mu\text{m}$ de large.

D'autre part, des calculs micromagnétiques de nanopistes plus fines ont aussi été réalisés dont les dimensions étaient les suivantes : $5000 \times 500 \times 30 \text{ nm}^3$, $5000 \times 200 \times 30 \text{ nm}^3$, $5000 \times 300 \times 50 \text{ nm}^3$ et $5000 \times 100 \times 10 \text{ nm}^3$. Elles ont toutes été initialisées avec 11 domaines transverses incluant un bruit numérique de 10% sur la direction de l'aimantation et une anisotropie correspondant à $\Delta T = 170 \text{ K}$. Les structures repassent toutes dans un état d'aimantation longitudinal, excepté la structure de $5000 \times 300 \times 50 \text{ nm}^3$. Néanmoins, elle présente un minimum d'énergie pour l'état longitudinal. Cependant, il semble que l'état autour de 13 parois soit métastable.

Quoi qu'il en soit, l'anisotropie transverse obtenue par relaxation de contraintes thermiques semble trop faible pour à elle seule expliquer les distributions d'aimantation observées expérimentalement. Paradoxalement, nous remarquerons que la distribution d'aimantation de certaines structures de $120 \times 12 \text{ nm}^2$ semblent clairement transverses (voir § II.3) alors qu'à de telles dimensions l'anisotropie de forme devrait forcer l'aimantation à être le long de la piste.

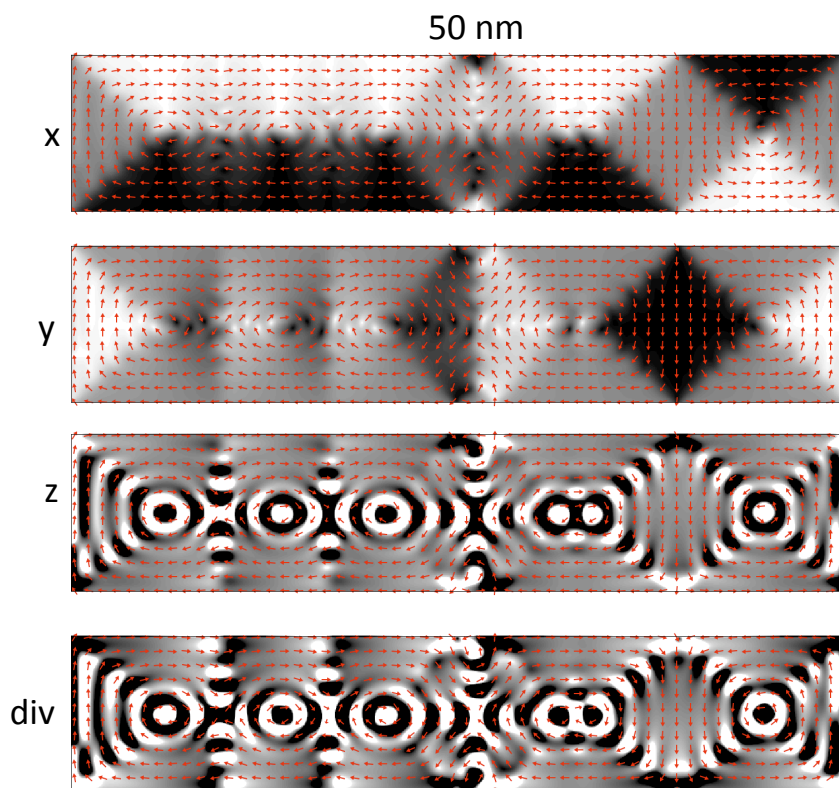


FIG. II.20: Calcul micromagnétique d'une piste de NiPd de $5 \mu\text{m}$ de long, $1 \mu\text{m}$ de large et 50 nm d'épaisseur. Sont présentés ici, les trois composantes d'aimantation. Remarquons que le contraste en z a été augmenté d'un facteur 10. La dernière représentation est en $\text{div}\vec{m}$, simulant une image MFM.

II.3 Vers le déplacement de parois par courant

L'un des objectifs concernant les nanostructures de NiPd est d'étudier la dynamique des parois de domaines dans un alliage à anisotropie transverse dont l'un des constituants présente un fort couplage spin-orbite. Les parties précédentes ont montré que la distribution d'aimantation n'est pas évidente. En effet, l'anisotropie transverse n'est que mineure comparée à l'anisotropie perpendiculaire due aux déformations thermiques. Par conséquent, dans la plupart des cas, il est difficile de faire la distinction entre domaines et parois. Cependant, il est intéressant de remarquer que pour les plus fines structures (120 nm de large et 12 nm d'épaisseur), on observe des grands domaines transverses encadrant des parois relativement fines (fig II.22). On peut alors penser que cette configuration est un bon candidat pour une étude dynamique.

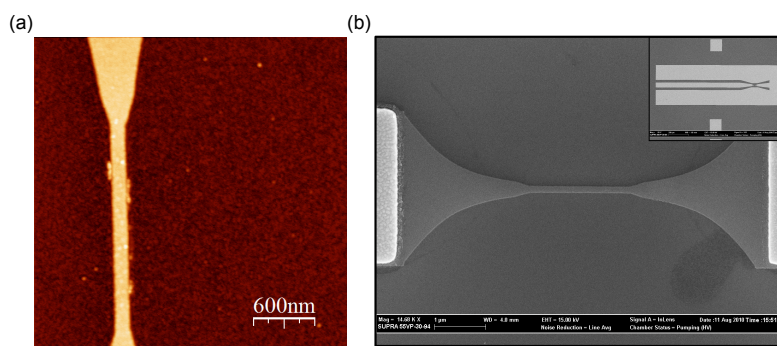


FIG. II.21: Images AFM (a) et MEB (b) d'une nanopiste de Ni₈₅Pd₁₅. Remarquons la ligne coplanaire utilisée pour l'étude de cette partie (insert).

Des nanopistes de Ni₈₅Pd₁₅ de 120 nm de large et 12 nm d'épaisseur, recouvertes d'une couche de protection de 3 nm de Pd, ont été contactées par une ligne coplanaire en Au pour pouvoir appliquer des impulsions courtes de courant (fig II.21). On étudie alors l'effet d'une impulsion de courant sur ces structures par MFM. La nanostructure est connectée au circuit macroscopique par une sonde Picoprobe© GSG comme décrit au paragraphe I.3.2.2.

La structure d'aimantation initiale est imagée (fig II.22 (a)). On remarque alors que l'ensemble de la piste (partie centrale rectiligne) est aimanté dans une direction transverse. En effet, le contraste est répulsif à gauche et attractif à droite.

De plus, contrairement aux structures non-contactées, on observe un contraste répulsif général au niveau de la structure qui est certainement lié à des charges électrostatiques. Ceci rend l'analyse moins aisée. Cependant il est possible de distinguer clairement les deux sens d'aimantation comme le montre la figure II.23. Cette figure compare les profils magnétiques faits à partir des images MFM d'une nanostructure de NiPd aimantée transversalement dans les deux sens. Il est alors clair que sur le contraste répulsif général se superpose le contraste dû à une distribution d'aimantation transverse. Remarquons qu'entre le maximum et le minimum de contraste on retrouve la largeur de la nanopiste (≈ 120 nm).

Une fois l'état initial vérifié, on soumet la nanopiste à une impulsion de courant de 4.3 mA et de 1 ns de long. L'image MFM de l'état magnétique obtenu est alors

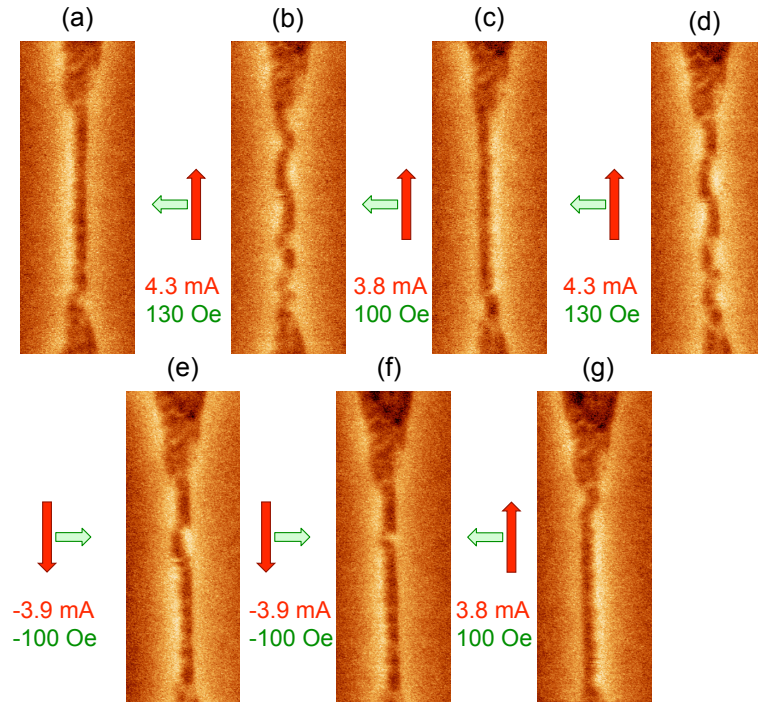


FIG. II.22: Succession d'images MFM d'une nanopiste de $\text{Ni}_{85}\text{Pd}_{15}$ prises après d'impulsions de courant de 1 ns de long. Le sens et l'amplitude du courant totale circulant dans la structure sont indiqués en rouge tandis que le sens et l'amplitude du champ d'Oersted généré dans la piste magnétique sont indiqués en vert. (Travail en collaboration avec Alina-Dora Crisan - [stage M2])

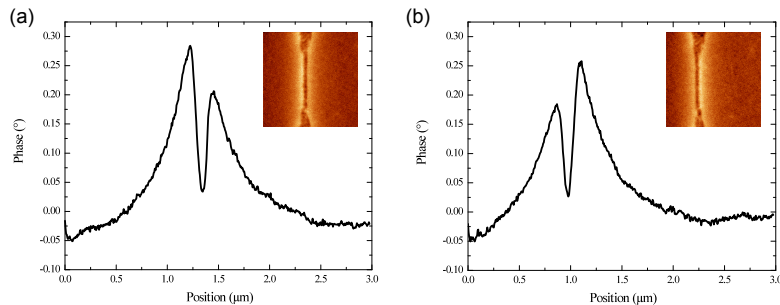


FIG. II.23: Profils magnétiques (phase du signal MFM) de la même nanostructure de $\text{Ni}_{85}\text{Pd}_{15}$ dans des états d'aimantation opposés. Les images MFM respectives sont en insert de chaque courbe.

faite (fig II.22 (b)). On remarque que la piste n'est plus uniformément aimantée mais présente plusieurs domaines. La seule manière d'obtenir un tel état est de passer la température de Curie de la structure magnétique. En effet, pendant l'impulsion elle devient alors paramagnétique. Une fois l'impulsion terminée la structure revient à température ambiante et par conséquent ferromagnétique. Seulement, pour minimiser son énergie démagnétisante la structure doit créer une alternance de domaines magnétiques comme observée. Sachant que la densité de courant pour l'ensemble de la structure dans ce cas est : $\rho = 2.4 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$, l'élévation de température dans

l'approximation d'une nanostructure isolée serait de 120 K. Or la température de Curie pour notre matériau est ≈ 400 K, c'est à dire que dans cette approximation elle est atteinte pendant l'impulsion.

Remarquons que la structure magnétique n'est pas un artefact dû au retournement de la pointe puisque les images présentées prises dans les deux sens de balayage lent présentent la même disposition des domaines magnétiques. De plus, les transitions ne sont pas brutales.

Une impulsion de même polarité mais de 3.8 mA est ensuite appliquée. On image alors la configuration d'aimantation obtenue (fig II.22 (c)). La structure est alors aimantée dans le sens opposé à l'état initial excepté une petite partie dans le bas de la structure. Puis on ré-applique une impulsion identique à la première (4.3 mA, 1 ns). L'état uniforme est encore une fois déstabilisé en plusieurs domaines (fig II.22 (d)). La polarité de l'impulsion est ensuite inversée (-3.9 mA, 1 ns). On remarque alors qu'une grande partie de l'aimantation de la structure s'est renversée dans le sens de l'état initial (fig II.22 (e)). On applique exactement la même impulsion (-3.9 mA, 1 ns). La taille du domaine du milieu a alors fortement diminué (fig II.22 (e)). Finalement une impulsion de polarité opposée est appliquée ce qui renverse le sens de l'aimantation (fig II.22 (f)).

Le comportement décrit ci-dessus est caractéristique de l'action d'un champ appliqué dans la direction d'aimantation facile d'une structure magnétique. Considérant la configuration de notre système, on reconnaît alors le champ d'Oertsed généré par la couche de Pd recouvrant la piste de PdNi.

En effet l'épaisseur de la couche magnétique étant faible pour une résistivité relativement élevée ($32 \mu\Omega.cm$), il n'est pas étonnant qu'une partie non négligeable du courant passe dans la couche de protection de Pd.

Si on remarque que l'épaisseur de la couche de NiPd est 12 nm et celle de Pd 3 nm, et en considérant la résistivité du matériau massif pour le Pd et celle mesurée pour le NiPd, alors la moitié du courant passe dans la couche de protection. Ceci est le cas qui maximise le courant dans le Pd puisque le phénomène de couche mince tend à augmenter la résistivité du matériau par rapport au massif.

On peut alors estimer le champ magnétique généré par l'impulsion de courant (théorème d'Ampère dans l'approximation d'une couche infinie).

Pour 4.3 mA, la densité de courant dans la piste de Pd est $\approx 5.5 \times 10^{12}$ A/m². Ceci génère un champ magnétique transverse de ≈ 130 Oe. Pour les impulsions de 3.8 et 3.9 mA, le champ magnétique généré est ≈ 100 Oe. Ces valeurs sont à corriger par le champ magnétique créé par le courant passant dans la piste magnétique elle-même, dont la valeur moyenne selon l'épaisseur doit être faible.

Cette étude constitue les prémisses du déplacement des parois par courant dans les nanostructures de NiPd. Des tentatives dans des nanostructures plus épaisses se sont pour le moment conclues par la désaimantation et (ou) la destruction de la nanostructure.

Deux directions seraient intéressantes à suivre. La première serait d'augmenter l'épaisseur de la couche de Pd, voire de changer de matériau, pour étudier le déplacement de parois sous champ magnétique transverse. Il serait alors possible d'effectuer des expériences de résonance de telles parois en appliquant un courant alternatif à la couche de Pd. La deuxième serait évidemment de faire en sorte que tout le courant

passer dans la piste magnétique et persévérer dans l'étude du transfert de spin dans le NiPd.

II.4 Résumé

Dans ce chapitre, après un rappel général sur le magnétisme des métaux de transition et sur les bases du micromagnétisme, une étude de la distribution d'aimantation des nanostructures de NiPd a été effectuée.

Il a été mis en évidence que cette texture d'aimantation est moins intuitive que celle d'une nanostructure de Py qui serait seulement gouvernée par l'anisotropie de forme. Les expériences de MFM, XMCD-PEEM ainsi que des mesures électriques mettent clairement en évidence le caractère transverse de l'aimantation mais révèlent aussi sa complexité. De plus pour les structures les plus épaisses (> 40 nm) on observe le développement du régime de *weak stripes* mettant en évidence la présence d'une composante perpendiculaire de l'anisotropie. Ces caractéristiques ne sont visibles que lorsque le NiPd est nanostructuré. De plus on a montré que plus le rapport d'aspect est élevé, plus l'anisotropie semble transverse ce qui montre que les bords jouent un rôle majeur. On en conclut que les déformations dues à la relaxation de contraintes thermiques peuvent induire ce genre d'anisotropie via le couplage magnéto-élastique. L'origine de ces contraintes serait la différence entre la température de croissance et la température de travail sachant que le substrat et la piste magnétique ont des coefficients de dilatation thermique différents.

Des calculs micromagnétiques ont ensuite été menés pour comprendre et tenter de quantifier les phénomènes observés.

Premièrement, en prenant l'anisotropie transverse et perpendiculaire uniformes, on retrouve le comportement observé : stabilisation d'une structure à caractère transverse pour une valeur d'anisotropie transverse de l'ordre de 3×10^3 J/m³ et apparition des *weak stripes* pour les nanopistes les plus épaisses pour une valeur d'anisotropie perpendiculaire supérieure à 2.75×10^4 J/m³.

Deuxièmement, un calcul élastique a été réalisé permettant d'avoir une forme réaliste de la carte d'anisotropie. Ce calcul montre clairement que l'anisotropie transverse est un épiphénomène de l'anisotropie perpendiculaire. D'ailleurs les calculs micromagnétiques permettent facilement de faire apparaître les *weak stripes*, alors qu'il est difficile de stabiliser un état transverse aux mêmes rapports d'aspect que les expériences. Ceci nous pousse à penser que l'anisotropie transverse doit avoir une origine supplémentaire.

D'autre part, des impulsions de courant ont été appliquées aux nanostructures de NiPd. Pour les plus épaisses, les résultats ne sont pas concluants. En revanche pour les plus fines, qui semblent avoir, contre toute attente, une phase transverse stable, on a pu retourner l'aimantation de la piste magnétique par de courtes impulsions de champ générées par le courant circulant dans la couche de protection.

Ces travaux ouvrent l'étude des nanostructures de NiPd en tant que candidat à la dynamique de l'aimantation. Un travail de caractérisation de matériau plus poussé est indispensable : mesure du coefficient magnétoélastique³, mesure du pa-

³En cours, J. Ben Youssef

ramètre d'échange, mesure de $M(T)$... Concernant l'étude de la carte d'anisotropie deux études ont été envisagées⁴. La première est la mesure résolue en largeur de l'anisotropie locale par XMCD-PEEM. Un premier essai a été tenté sur la ligne de lumière SIM au SLS (Suisse). La deuxième est une étude par microdiffraction des contraintes locales. Des expériences préliminaires ont été amorcées⁵.

Concernant les études dynamiques il serait intéressant, avant d'étudier le transfert de spin, de faire une mesure de résonance de paroi sous champ magnétique. La géométrie du système est adaptée à l'application d'un champ transverse, une mesure de susceptibilité permettrait alors de sonder la résonance de parois par magnétométrie Kerr. Pour observer des déplacements de parois par STT, il est évident que le problème est la faible température de Curie. On pourrait alors envisager des expériences à basses températures.

⁴Idées R. Belkhou

⁵Coll. C. Mocuta

Chapitre III

Etude quasi-statique des parois magnétiques dans les nanopistes

III.1 Parois dans les nanopistes de Permalloy

On considère dans ce chapitre un matériau doux sous forme de couche mince. L'aimantation est donc située dans le plan de la couche.

III.1.1 Rappels

III.1.1.1 Généralités

Une région de l'espace ayant tous ses moments magnétiques parallèles est définie comme un domaine ferromagnétique. Les domaines peuvent avoir des directions d'aimantation différentes, selon la dégénérescence en énergie de chaque orientation. De manière générale, un échantillon magnétique est *désaimanté* s'il présente plusieurs domaines ferromagnétiques de telle manière que la somme vectorielle des aimantations est *nulle*.

Entre deux domaines juxtaposés, existe une région de l'espace où la direction d'aimantation doit tourner de manière continue de l'axe d'aimantation du premier domaine ferromagnétique au deuxième. Cette région est appelée : *paroi de domaines magnétiques*. Remarquons qu'il y a autant de type de parois que de possibilités pour l'aimantation d'aller de celle d'un domaine à l'autre. De manière générale, les parois peuvent être regroupées en familles dans lesquelles plusieurs configurations existent. Leur manipulation par un champ magnétique ou l'action d'un courant électrique polarisé en spin est un sujet de recherche très actuel (§ IV.1.1). La compréhension et la connaissance précise de leurs configurations est alors indispensable [17].

III.1.1.2 Caractéristiques statiques des parois

Charge magnétique d'une paroi Deux grandes familles de parois se distinguent suivant qu'elles ont une charge magnétique globale nulle ou non ; elles sont alors désignées par parois non-chargées et chargées, respectivement. Dans la famille des parois non-chargées se trouvent la paroi de Bloch (fig III.1 (d)) et la paroi de Néel (fig III.1 (e)). Notons que seule la paroi de Bloch dans un milieu infini, a réellement

une charge magnétique totale nulle puisque la rotation de l'aimantation se fait à $\text{div} \vec{m} = 0$. Dans un film d'épaisseur finie, la paroi de Bloch possède des charges aux surfaces, ce qui conduit à lui préférer la paroi de Néel lorsque le film est plus mince que l'épaisseur de la paroi, typiquement. Les parois chargées, quant à elles, sont des distributions d'aimantation fréquemment rencontrées dans des nanostructures dominées par l'anisotropie de forme. Dans cette configuration, les aimantations dans deux domaines adjacents sont "tête-bêche". Les deux domaines encadrent alors plusieurs types de paroi telles que : des parois vortex (VW, fig III.1 (c)), asymétriques transverses (ATW, fig III.1 (b)) et transverses (TW, fig III.1 (a)) qui seront détaillées plus loin. Mathématiquement, une paroi est dite chargée si $\vec{m} \cdot \vec{n}$ est discontinu (avec \vec{n} la normale à la paroi). Cette définition permet de faire la distinction entre une paroi transverse (voir suite) et une paroi de Néel. Effectivement, même si localement la charge est non-nulle dans la paroi de Néel, la charge globale est nulle car $\vec{m} \cdot \vec{n}$ est continu.

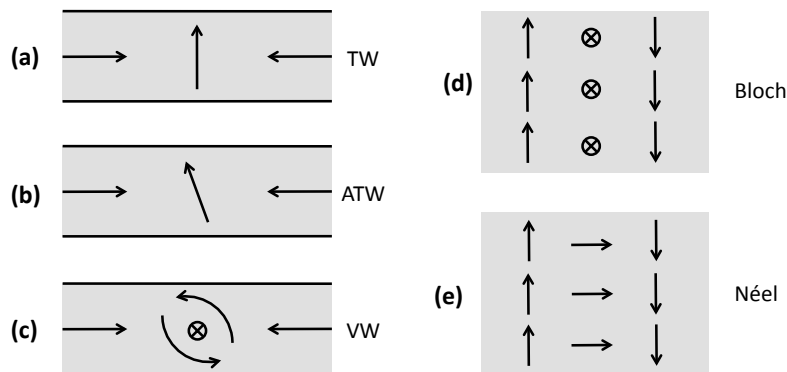


FIG. III.1: Représentation schématique de parois de domaines magnétiques. (a) paroi transverse (TW), (b) paroi asymétrique transverse (ATW), (c) paroi vortex (VW), (d) paroi de Bloch et (e) paroi de Néel. Alors que les trois premières sont des parois chargées dans des nanostructures (a,b,c), les deux autres sont des parois non-chargées dans des films infinis.

Largeur de paroi La première caractéristique d'une paroi est sa largeur. Elle résulte de la compétition entre l'échange et ce qui joue le rôle de l'anisotropie. Effectivement, ces deux grandeurs ont des actions opposées sur la paroi. C'est à dire que pour minimiser l'échange, l'aimantation doit effectuer une rotation lente entre les deux domaines : la paroi doit alors être la plus large possible. En revanche, dans ce cas, beaucoup de moments ne sont pas le long de l'axe de facile aimantation, qu'il soit *de forme* ou *magnétocristallin* par conséquent le coût en énergie d'anisotropie est assez important. La largeur de la paroi se définit alors par l'équilibre entre ces deux termes d'énergie.

Cependant, la définition de la largeur *géométrique* d'une paroi est relativement délicate. Pour la paroi de Bloch dans un milieu infini, qui a un profil unidimensionnel défini précisément, une largeur géométrique Δ_B est définie en fonction des paramètres du système comme :

$$\Delta_B = \sqrt{\frac{A}{K}} \quad (\text{III.1})$$

avec A la constante d'échange et K la constante d'anisotropie qui comprend les termes d'anisotropie magnétocristalline mais aussi les termes d'anisotropie de forme dans le cas des couches minces. Cette largeur correspond à la pente de l'angle de l'aimantation au centre de la paroi. Comme le profil de Bloch ne dépend que du paramètre Δ_B , toute autre définition de la largeur sera proportionnelle à Δ_B . Par exemple, pour la pente de l'aimantation le long de l'axe facile on obtient $2\Delta_B$. Pour tout autre type de paroi le profil dépend de plusieurs paramètres et une unique largeur ne peut être déduite des paramètres magnétiques et géométriques de l'échantillon. Ainsi, seule une analyse du profil de la distribution d'aimantation calculée ou mesurée nous renseignera sur l'extension spatiale d'une paroi.

D'autre part, pour la dynamique de paroi, le paramètre qui entre en jeu n'est pas la largeur géométrique mais la largeur de Thiele Δ_T car c'est la dissipation qui limite la vitesse. Elle définie par [42] :

$$\frac{1}{\Delta_T} = \frac{1}{2S} \int \left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial x} \right)^2 d^3 \vec{r} \quad (\text{III.2})$$

avec S la section de la nanopiste (étendue selon \hat{x}). Si dans le cas de la paroi de Bloch ces deux largeurs sont identiques elles peuvent parfois être très différentes. Par exemple, pour une paroi vortex dans une piste de 450 nm de large et 17 nm d'épaisseur, la paroi s'étend géométriquement sur plusieurs centaines de nanomètres tandis que $\Delta_T \approx 20$ nm. La largeur de Thiele étant proportionnelle au carré des gradients de l'aimantation, elle est dominée par la contribution du cœur de vortex dans la paroi vortex. Une discussion plus approfondie pourra être trouvée dans [43].

Les parois dans les nanopistes de matériau doux Les configurations magnétiques de cette étude sont des nanostructures de Py (sans anisotropie cristalline ni magnétostriction) à anisotropie planaire dans lesquelles ni la paroi de Bloch ni la paroi de Néel ne sont observées. On ne détaillera donc pas leur structures, qui ont fait l'objet de beaucoup d'études [17]. En revanche les parois vortex et (asymétriques) transverses sont les objets de l'étude des chapitres suivants. Ces trois configurations ne sont pas iso-énergétiques (fig III.2). En effet, en fonction de la largeur (w) et de l'épaisseur (t) de la piste, différentes configurations sont stables [42]. Il existe une ligne d'isoénergie qui correspond à $w \times t = 1500$ nm² pour le Py [42]. Cela a été expérimentalement étudié dans la Ref. [44]. En dessous de cette valeur la paroi stable a un caractère transverse tandis qu'au dessus, la paroi vortex est stable.

Détaillons leurs configurations micromagnétiques (fig III.3). Tout d'abord, la paroi transverse (TW, fig III.3 (a)) doit son nom au fait que l'aimantation dans la paroi est principalement transverse à la piste comme représenté sur la figure III.1 (a). Pour cette famille de parois, il existe plusieurs configurations correspondant à toutes les combinaisons possibles entre le sens de l'aimantation dans la paroi et sa charge magnétique globale.

On peut décomposer ces parois en différentes sous-structures d'aimantation souvent appelées, (à tort), *défauts topologiques* [45] (fig III.4) dénomination qui serait

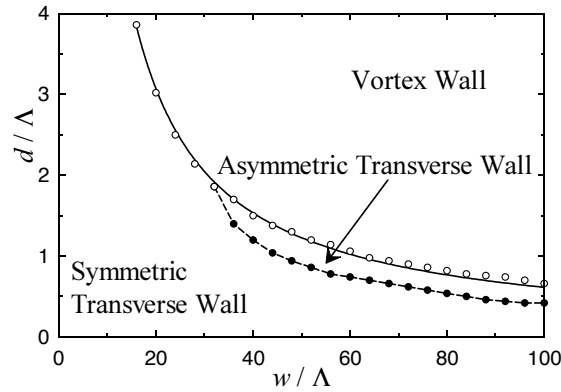


FIG. III.2: Diagramme de stabilité des différentes configurations de parois dans des nanostructures sans anisotropie. d et w sont respectivement l'épaisseur et la largeur de la piste. Λ est la longueur d'échange [42].

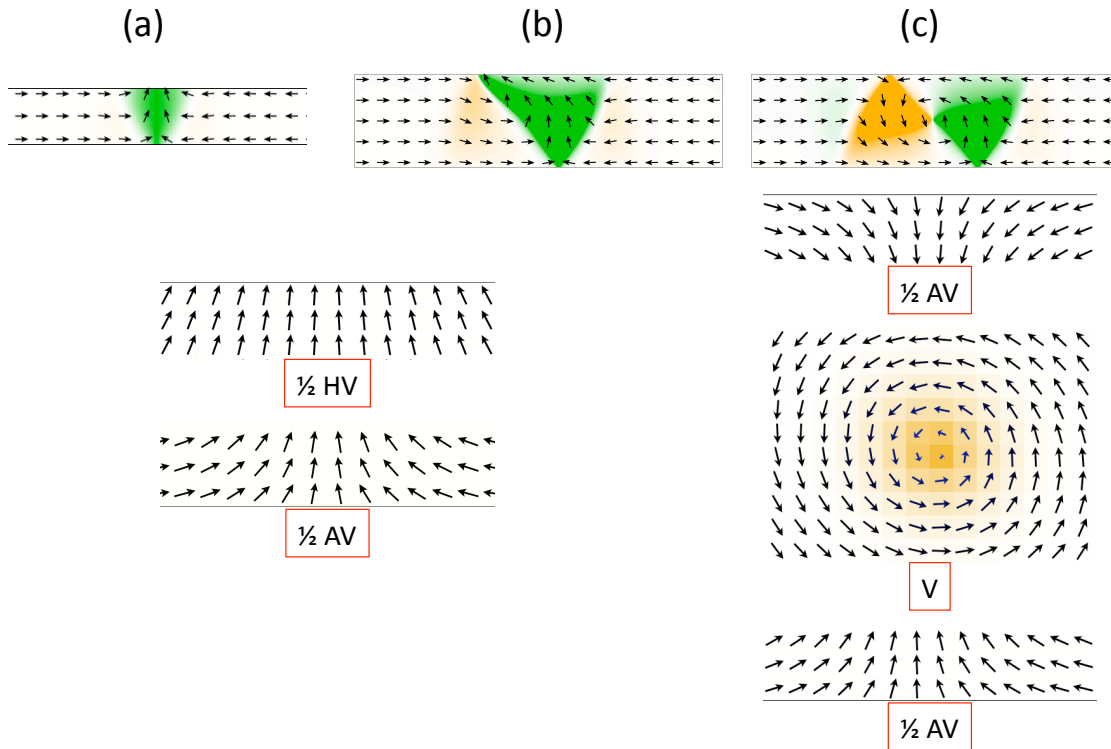


FIG. III.3: Configurations micromagnétiques de parois chargées dans des nanostructures de Py. (a) TW ($200 \times 10 \text{ nm}^2$), (b) ATW et (c) VW ($460 \times 17.5 \text{ nm}^2$). Les flèches noires représentent le vecteur aimantation et le code couleur représente la composante transverse de l'aimantation. On représente aussi par des agrandissements les différentes sous-structures d'aimantation : le cœur de vortex (V), le demi-vortex hérisson ($1/2 \text{ HV}$) et les demi-antivortex ($1/2 \text{ AV}$). Dans ce cas le code de couleur est la composante perpendiculaire.

juste si l'aimantation était strictement 2D. La TW est alors composée de deux d'entre-elles alignées suivant la transversale : un demi-antivortex ($1/2 \text{ AV}$) et un

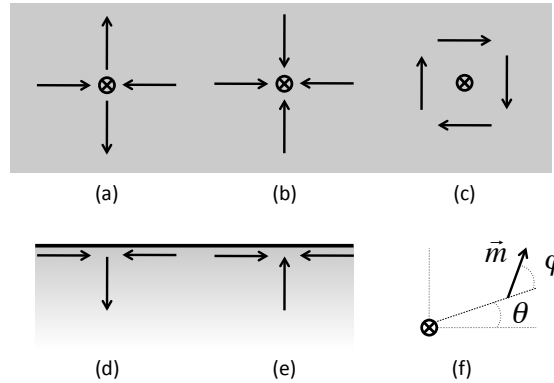


FIG. III.4: Représentation schématique des différentes sous-structures d'aimantation rencontrées dans les parois de domaines magnétiques : (a) un anti-vortex, (b) un vortex *hérisson*, (c) un vortex (circulant), (d) un demi-anti-vortex et (e) un demi-vortex. (d) et (e) sont des sous-structures de bords. Le schéma (f) représente la projection dans le plan de la rotation d'aimantation autour d'un cœur. La relation suivante permet de définir chacune des structures : $\varphi = q\theta + C$. q est la vorticité, $+1$ pour un vortex et -1 pour un anti-vortex (AV) (en topologie, q se dénomme : nombre d'enroulement). Dans le cas des structures de bords q prend des valeurs demi entières. C peut prendre toutes les valeurs entre 0 et 2π . Pour un vortex (V) $C = \pm\pi/2$ et pour un vortex "hérisson" (HV) $C = 0$ ou π .

demi-vortex *hérisson* ($1/2$ HV) avec des nombres d'enroulement de $1/2$ et $-1/2$ respectivement [45].

Pour des structures plus larges, la paroi asymétrique transverse (ATW, fig III.3 (b)) devient stable. De manière générale, la dénomination *asymétrique* est dû à l'angle que fait l'aimantation dans la paroi avec la direction transverse. La transition entre TW et ATW est du deuxième ordre avec comme paramètre d'ordre l'angle de la ATW. L'inclinaison de la ATW est exactement définie par la forme de l'ensemble des points où la composante longitudinale d'aimantation s'annule. Autrement dit, le demi-antivortex et le demi vortex "hérisson" ne sont plus alignés suivant un même axe transversal. L'ensemble des configurations magnétiques des ATWs sont toutes les combinaisons possibles entre : inclinaison de l'angle, sens de l'aimantation dans la paroi et charge magnétique globale de la paroi.

La troisième famille fréquemment rencontrée dans les nanostructures à aimantation longitudinale est celle des parois vortex (VW, fig III.3 (c)). Ces parois sont stables pour des nanostructures plus larges et plus épaisses que les précédentes, donc plus souvent observées. Elles sont ainsi appelées car l'aimantation forme un vortex magnétique avec au cœur l'aimantation qui pointe perpendiculairement au plan de la piste. Une VW a alors deux sens de circulation possibles. Elles peuvent être représentées par deux demi-antivortex et un vortex. Remarquons que le sens de circulation pour une charge globale donnée, correspond à l'axe formé par ces trois sous-structures. L'ensemble des configurations magnétiques de la famille des VW est donné par toutes les combinaisons possibles entre polarité du cœur de vortex, sens

de circulation et charge magnétique globale de la paroi.

Enfin, remarquons que dans une certaine limite la distinction entre paroi et domaine est moins évidente¹ comme on peut le constater dans l'étude sur les nanostructures de NiPd (§ II.2.2).

III.1.2 Observation par MFM des parois dans des nanostructures de Py

Plusieurs techniques de microscopie sont couramment utilisées pour observer et étudier les parois de domaines magnétiques. Elles ont toutes leurs avantages et leurs inconvénients. La technique principale utilisée au cours de mon travail est la microscopie à force magnétique (MFM, § I.1). Le MFM est un outil majeur pour l'étude des configurations magnétiques. Remarquons que dans nos systèmes, les parois étant chargées, le champ de fuite est important et que, par conséquent, elles sont "facilement" observables au MFM.

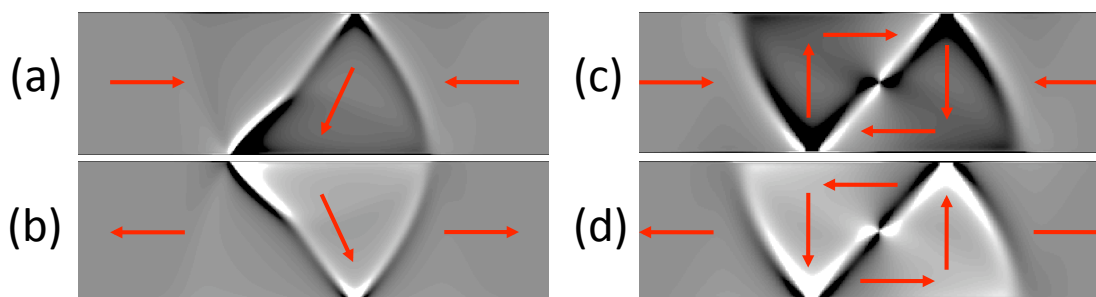


FIG. III.5: Calcul micromagnétique de ATW (a,b) et VW (c,d) représentées en fonction des charges magnétiques de volume. Deux des deux cas, des parois de charges magnétiques opposées ont été simulées. Conventionnellement, si les aimantations dans les domaines se font face la paroi est dite *HH* et *TT* si les aimantations sont dos à dos. La distribution d'aimantation est représentée de manière schématique par les flèches rouges.

D'autre part, en première approximation une image MFM peut être interprétée comme l'image des charges magnétiques (§ I.1). Quatre configurations de parois (2 ATWs et 2 VWs) ont été calculées puis représentées en fonction de leur charge magnétique volumique, $div\vec{m}$ (fig III.5).

Premièrement, il est théoriquement possible de différencier entre des parois de charges magnétiques globales opposées. On peut comparer les deux ATWs (a,b) ou les deux VWs (c,d). Ceci est aussi observé expérimentalement (fig III.6 (a)). Evidemment, le contraste blanc pour *TT* et noir pour *HH* n'est qu'une convention et dépend du sens d'aimantation de la pointe MFM. Cependant en étudiant plus précisément le contraste obtenu, quelques détails sont à remarquer. En effet, pour des ATWs avec le même sens d'aimantation dans la paroi, suivant si elles sont *HH* (fig III.5 (a)) ou *TT* (fig III.5 (b)), les 1/2 AV et 1/2 HV sont inversés et le contraste résultant est de forme inversée. Remarquons que même si dans les deux cas, le 1/2 HV est en amont

¹C'est la raison d'être du micromagnétisme, W. F. Brown

du $1/2$ AV, les inclinaisons des ATWs sont opposées. De même pour des VWs de circulation et de charge magnétiques globales opposées (fig III.5 (c,d)), la forme du contraste est identique. L'interprétation absolue d'une image MFM requiert alors, la connaissance absolue du sens d'aimantation de la pointe par rapport à l'orientation de l'aimantation dans les domaines. Dans le cas d'un retournement systématique de l'aimantation de la pointe MFM, (exemple chap IV), le contraste peut être trompeur. Il est donc nécessaire de repérer le sens absolu des champs magnétiques utilisés pour la nucléation.

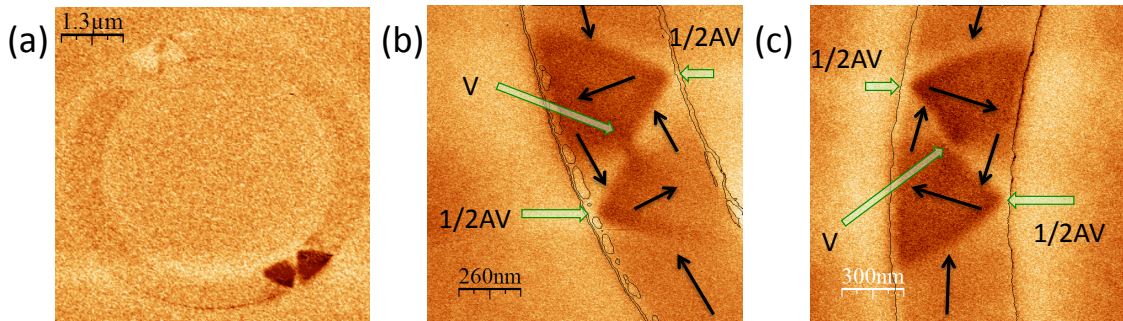


FIG. III.6: Images MFM de VWs dans des nanostructures de Py. (a) Deux VWs de charge magnétiques opposées sont présentes dans un anneau de Py de 500 nm de large, 20 nm d'épaisseur et 5 μm. (b,c) Deux VWs dans des nanopistes de Py de 450 nm de large et 17.5 nm d'épaisseur. Ces deux parois ont été nucléées avec un champ magnétique identique.

Les images MFM permettent alors non seulement de différencier les familles de parois mais au sein d'une même famille de distinguer les différentes configurations. La figure III.7 présente des images MFM de ATWs nucléées avec un champ magnétique identique dans une nanopiste de Py de 450 nm de large et 17.5 nm d'épaisseur. A ces dimensions une ATW est seulement métastable, mais l'optimisation de pointes MFM (§ I.1) à permis de les observer. On distingue très clairement les positions de $1/2$ AV et $1/2$ HV. Par conséquent le MFM permet de différencier deux ATWs d'inclinaisons opposées. De plus, la résolution du MFM permet clairement de résoudre la forme triangulaire du contraste. On a alors accès au sens de l'aimantation dans la paroi, en prenant en compte les considérations précédentes.

Pour les VWs, le MFM permet aussi de distinguer les différentes configurations mais d'une manière plus indirecte. En effet, la position des deux $1/2$ AV par rapport au cœur de vortex (fig III.6 (b,c)) permet de connaître la circulation de l'aimantation dans la paroi. Autrement dit, en connaissant le sens de l'aimantation dans les domaines, la disposition des "ailes" de la paroi donne la circulation. L'autre caractéristique essentielle pour l'étude des VWs est la polarité du cœur de vortex. L'image MFM ne permet pas la lecture directe de la polarité absolue du cœur de vortex. En revanche, on distingue clairement si le contraste entre les "ailes", au niveau du cœur de vortex, est continu ou discontinu. Ceci nous renseigne alors sur la polarité relative du cœur de vortex. En effet, s'il est de même polarité que la charge globale de la paroi alors le contraste attractif (sombre) est continu et inversement s'il est de polarité opposée.

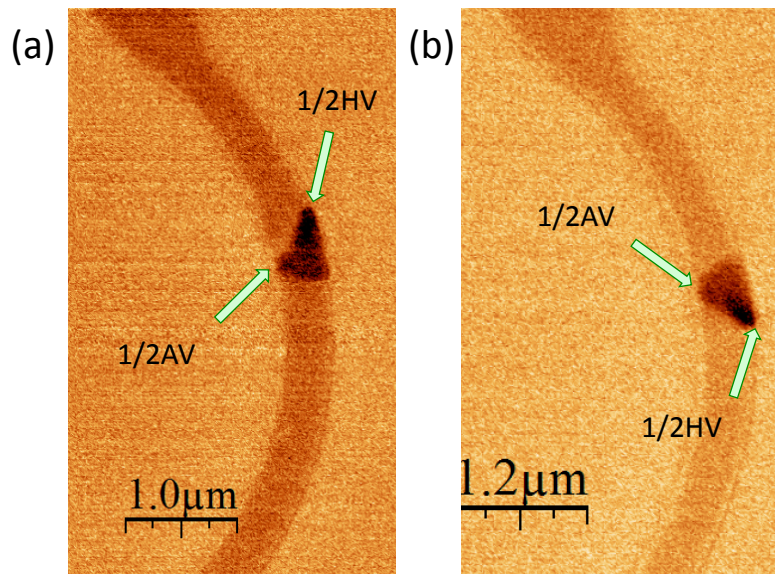


FIG. III.7: Images MFM de deux ATWs d'inclinaisons opposées dans une nanostructure de Py.

Remarquons que sur l'image III.6 (c), le contraste correspondant au cœur a une largeur de ≈ 20 nm ce qui donne une estimation du niveau de détail accessible pour un instrument fonctionnant à température et pression ambiante. Le MFM est un outil puissant pour l'étude des parois chargées de domaines magnétiques (voir par exemple le chapitre IV) : il permet d'avoir accès aux différentes configurations magnétiques en obtenant à la fois les composantes d'aimantation dans le plan et hors du plan.

III.2 Détection de parois de domaines magnétiques par AMR et notion de champ de propagation

III.2.1 Motivations

Les parois de domaines magnétiques ne sont qu'une partie de la distribution d'aimantation d'un échantillon magnétique, pourtant elles sont considérées comme des objets à part entière. Leur comportement dynamique est toujours largement étudié aussi bien en appliquant un champ magnétique, un courant polarisé en spin ou encore sous simple transformation (chapitre IV). Avant de comprendre leur dynamique, il est indispensable de connaître leurs caractéristiques statiques. La plus importante d'entre elles est la notion de *champ de propagation* : champ magnétique minimum requis pour mettre une paroi de domaines en mouvement. De manière générale, c'est un champ de dépiégeage, conséquence de défauts aussi bien extrinsèques qu'intrinsèques. Un faible champ de propagation est un gage de qualité de l'échantillon. Il est nécessaire qu'il soit aussi faible que possible pour avoir accès aux régimes dyna-

Détection de parois de domaines magnétiques par AMR et notion de champ de propagation

miques à bas courant ou bas champ et avoir alors une mesure expérimentale précise des courants critiques ou du champ de Walker [43, 46] dans les différents systèmes, qui sont des grandeurs capitales de la dynamique de paroi.

Cette partie est destinée à l'étude du comportement statique de parois de domaines magnétiques dans des nanostructures de Py.

III.2.2 Configuration expérimentale

III.2.2.1 Les anneaux

Les systèmes magnétiques étudiés sont des nanostructures de Py en forme d'anneaux de $5 \mu\text{m}$ de diamètre, $\approx 17.5 \text{ nm}$ d'épaisseur et $\approx 450 - 500 \text{ nm}$ de large (fig III.6 (a)). Il existe alors deux configurations magnétiques stables dites : vortex et oignon [47]. Le premier intérêt de ces structures est qu'il est aisé de nucléer un état à deux parois de domaines magnétiques. Le deuxième intérêt majeur est qu'une fois créées, les parois ne disparaissent pas² à moins qu'elles ne s'annihilent mutuellement.

Il est alors possible d'estimer le champ de propagation par une simple mesure MFM (fig III.8).

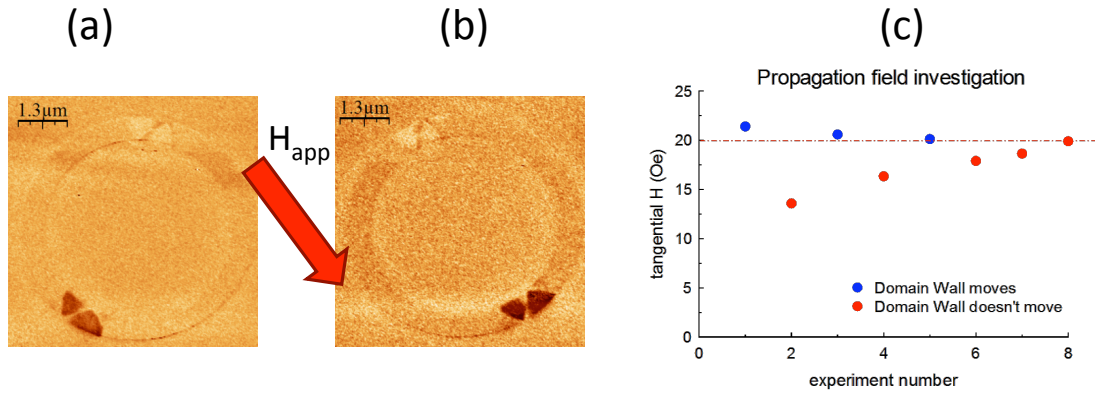


FIG. III.8: Mesure MFM du champ de propagation dans un anneau de Py de $5 \mu\text{m}$ de diamètre, 20 nm d'épaisseur et 500 nm de large. (a) Image MFM de la configuration magnétique initiale. (b) Image MFM de la configuration magnétique après application d'un champ magnétique comme indiqué sur la figure. (c) Résumé de l'ensemble des expériences. Les points bleus représentent le cas où le champ magnétique tangent au niveau de la paroi a suffi à la déplacer, dans le cas contraire ils sont reportés en rouge.

Une configuration "oignon" est nucléée et observée au MFM (fig III.8 (a)). Puis on applique un champ magnétique, plus ou moins perpendiculairement à l'axe défini par les deux parois (selon les grandes diagonales de l'image). La configuration magnétique obtenue est alors observée par une nouvelle image MFM (fig III.8 (b)). L'expérience est répétée en variant l'amplitude du champ appliqué. Les champs pour lesquels les parois se sont déplacées (n'ont pas bougé) sont reportés en bleu (en rouge)

²Idée de P.E. Roy, à l'époque en séjour post-doctoral dans le groupe

sur le graphe III.8 (c). Les mesures convergent alors vers un champ magnétique limite : le champ de propagation. Pour cette nanostructure, on trouve $H_p \approx 20$ Oe. Remarquons que, techniquement, le champ magnétique a été appliqué dans deux directions perpendiculaires mais pas nécessairement parfaitement alignées avec la normale à l'axe défini par les deux parois. Par conséquent, le champ magnétique tangentiel étant la grandeur pertinente, c'est lui qui a été reporté sur le graphe III.8 (c). Cette technique permet donc d'obtenir le champ de propagation. Cependant, l'obtention de cette caractéristique est relativement longue et dans la limite de structures parfaites, c'est à dire pour un champ de propagation serait infiniment faible, l'interaction pointe-échantillon devient un réel problème (§ I.1.3).

III.2.2.2 La mesure électrique

Nous proposons comme alternative à la méthode précédente, une mesure électrique des caractéristiques quasi-statiques des parois de domaines magnétiques. Pour cela, quatre contacts électriques en Au de 100 nm d'épaisseur sur une couche d'accroche en Ti de 3 nm d'épaisseur, sont ajoutés aux anneaux de Py (fig III.9).

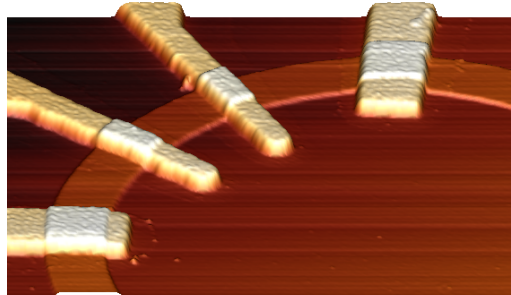


FIG. III.9: Image AFM 3D d'un anneau de Py [Pd(3.5 nm)/Py(17.5 nm)/Pd(3.5 nm)] de 450 nm de large sur lequel ont été disposés 4 contacts en Au [Ti(3 nm)/Au(100 nm)]

Ainsi, il est possible de mesurer la résistance ou plus précisément, la *variation de résistance* entre les deux contacts internes (§ I.3.2). Cette méthode doit nous permettre au minimum d'obtenir les mêmes informations que précédemment, sans la perturbation pointe-échantillon.

III.2.3 A quoi s'attend-t-on ?

III.2.3.1 Principe

Les contacts ont été disposés perpendiculairement à la piste de Py. Par conséquent, hors paroi de domaines, l'aimantation est en tout point colinéaire aux lignes de courant. Le passage d'une paroi de domaines magnétiques se remarquera alors par la chute de la résistance puisque dans ce cas une partie de l'aimantation est transverse à la piste (AMR, § I.3.2.1). Le principe est alors de placer l'échantillon dans un champ magnétique tournant quasi-statique, créé par un quadripôle (fig III.10) et d'étudier le signal AMR obtenu en fonction de l'amplitude de ce dernier.

III.2.3.2 AMR de paroi en champ magnétique tournant

En considérant la géométrie du système, la variation de résistance (ΔR) est proportionnelle à la quantité de moments transverses et perpendiculaires telle que :

$$\Delta R = \Delta R_0 \int_V (m_t^2 + m_\perp^2) dV \quad (\text{III.3})$$

avec m_t et m_\perp les moments transverse et perpendiculaire respectivement, et ΔR_0 la variation de résistance dans le matériau complètement saturé transversalement. Typiquement, dans le Py, $\Delta R_0/R \approx 1\%$ (§ I.3.2.1).

Nous avons calculé la variation de ce signal AMR. Techniquement, une configuration “oignon” dans un anneau de $5\ \mu\text{m}$ de diamètre, $500\ \text{nm}$ de large et $20\ \text{nm}$ a été calculée sous champ magnétique en utilisant le code micromagnétique OOMMF. La maille utilisée est de $5 \times 5 \times 5\ \text{nm}^3$. Pour simuler le champ magnétique tournant, une zone de mesure ayant les mêmes dimensions que la zone de mesure expérimentale ($800\ \text{nm}$ de long et une section identique à la structure) est déplacée le long de la structure. On évalue par l'équation III.3 la valeur de l'AMR pour chaque angle. La figure III.11 compare les signaux AMR simulés pour une VW et ATW soumises à un champ magnétique tournant de $50\ \text{Oe}$. L'amplitude du signal AMR est $\approx 0.4\%$. De plus on remarque que, non seulement ce système est capable de détecter le passage d'une paroi de domaines, mais aussi qu'il peut, dans le cas parfait, différencier les deux familles de parois (ATW ou VW) par la forme de leur trace AMR. Par exemple, sous champ magnétique, si les deux “ailes” de la paroi vortex ne sont pas équilibrées, il est alors possible d'évaluer ce déséquilibre.

Si l'amplitude du champ varie, les parois se déforment et par conséquent le signal AMR est modifié comme montré sur la figure III.12. A faible champ, (voire à champ nul), le signal est seulement dû au passage de la paroi. On le nommera donc : *AMR de parois*. Aux champs intenses, tous les moments magnétiques sont alignés avec le

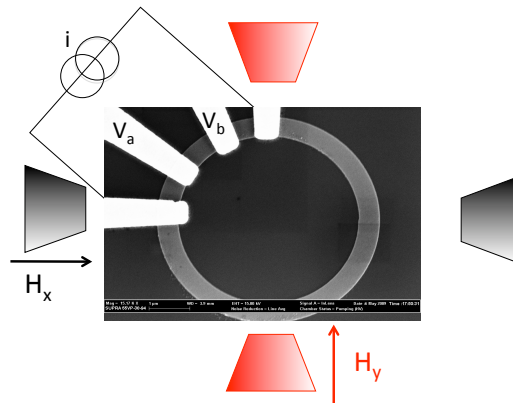


FIG. III.10: Configuration expérimentale de la mesure d'AMR dans les anneaux de Py. Les pôles magnétiques de l'aimant sont représentés schématiquement en noir et rouge autour d'une image MEB d'un anneau de Py [Py(17.5 nm)/Au(≈ 3 nm)] de $500\ \text{nm}$ de largeur et $5\ \mu\text{m}$ de diamètre.

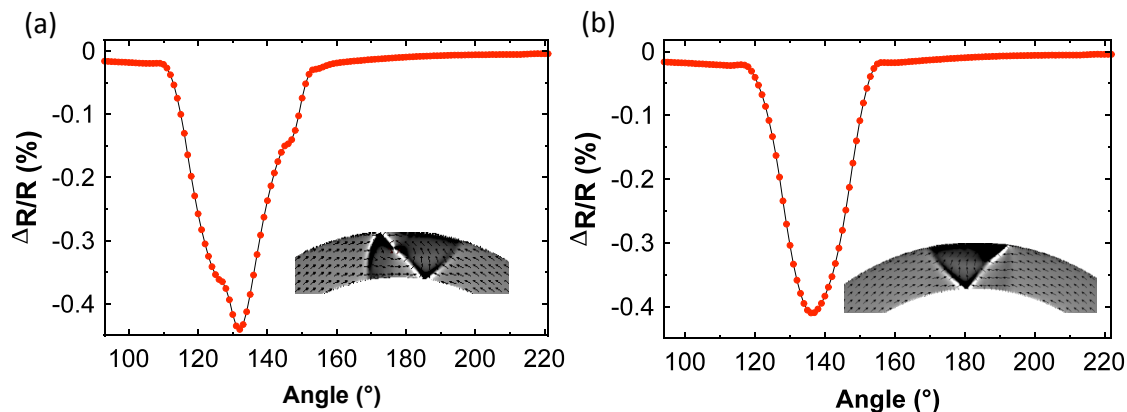


FIG. III.11: Simulation des signaux AMR obtenus pour une VW (a) et une ATW (b) soumises à un champ tournant de 50 Oe. En insert de chaque graphe, les configurations micromagnétiques représentées en fonction des charges magnétiques de volumes ont été ajoutées pour chaque paroi.

champ magnétique, il n'y a plus de paroi. Le signal obtenu sera donc appelé *AMR de domaines*.

III.2.3.3 Mesure du champ de propagation

Précédemment, la forme du signal en fonction de l'amplitude du champ magnétique a été étudiée. Cependant, ce calcul est le cas limite d'un champ de propagation nul, c'est à dire quand la paroi suit exactement la rotation du champ. Or, dans le cas d'un champ de propagation fini (H_p), il faut que la projection du champ magnétique appliqué (H_{app}) soit égale à H_p qui est réellement le champ moteur (fig III.13). Par conséquent, H_p est donné par le déphasage $\Delta\varphi$ du signal par rapport au champ appliqué tel que :

$$H_p = H_{app} \sin(\Delta\varphi) \quad (III.4)$$

III.2.4 Expérience et résultats

III.2.4.1 Mise en évidence

Le principe exposé auparavant a été mis en œuvre³ sur un anneau de Py de 5 μm de diamètre, 500 nm de large et 17.5 nm d'épaisseur et protégé par une couche de protection de Au de ≈ 3 nm d'épaisseur. Sur un quart de cette structure ont été ajoutés quatre contacts de Au de 100 nm d'épaisseur déposés sur une couche d'accroche de 3 nm de Ti. La distance "bord à bord" entre les contacts internes est ≈ 750 nm.

Les figures III.14 et III.15 présentent la mesure expérimentale de l'évolution du signal AMR en fonction de l'amplitude du champ magnétique radial appliqué

³Remarquons que deux expériences identiques sur des anneaux différents ont été réalisées. Dans les deux cas les conclusions sont les mêmes.

Détection de parois de domaines magnétiques par AMR et notion de champ de propagation

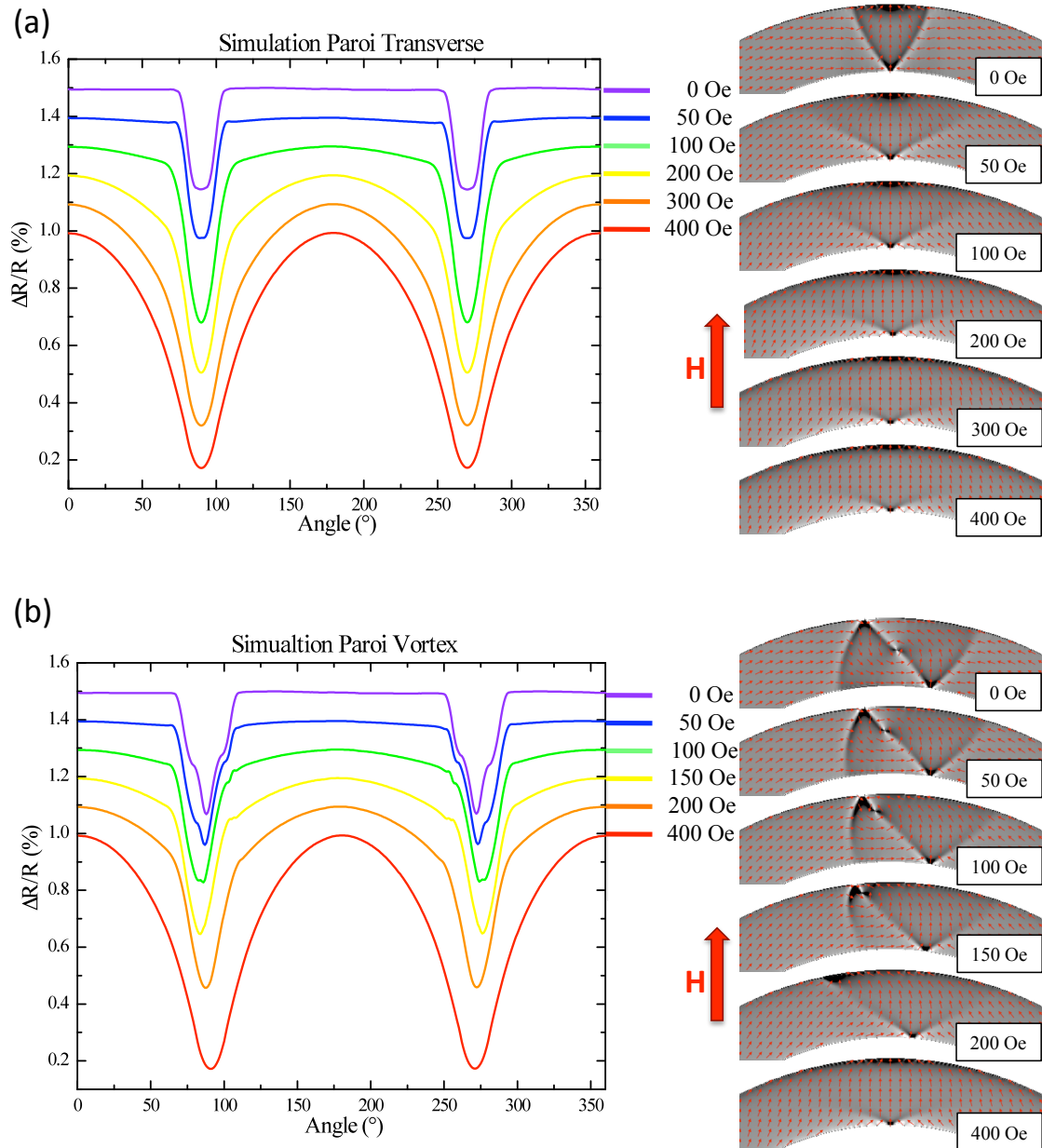


FIG. III.12: Simulation de l'évolution du signal AMR de deux ATWs (a) et deux VWs (b) en fonction de l'angle défini entre le centre de la zone de mesure et la direction du champ magnétique pour différentes amplitudes de champs magnétiques appliqués. Remarquons l'évolution du signal de l'AMR de paroi (cas limite à champ nul) vers l'AMR de domaines. Remarquons que pour une VW, une première transition est visible lorsqu'elle se transforme en ATW entre 150 et 200 Oe. Les courbes ont été décalées de 0.1% pour plus de clarté. Pour chaque courbe, la simulation micromagnétique est aussi montrée.

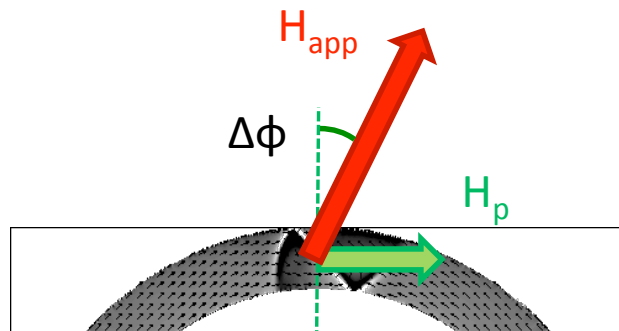


FIG. III.13: Schéma de la détermination du champ de propagation (H_p), étant donné un champ magnétique appliqué (H_{app}).

(H_{app}). Notons que les traces montrées de ces figures ne sont pas moyennées. On utilisera ce détail dans la suite de l'étude. La figure III.15 présente les traces des trois différentes gammes de champ. Premièrement, pour des H_{app} "intenses" (représentés par $H_{app} = 400$ Oe), un signal d'AMR de domaines est clairement observé. En revanche pour des H_{app} faibles (représentés par $H_{app} = 57$ Oe) aucune variation de résistance n'est observée lorsque H_{app} pointe en dehors de la zone de mesure. Puis une chute de résistance ($\approx 0.4\%$) est remarquée, indiquant le passage d'une paroi de domaine. Cette trace correspond à un signal d'AMR de paroi. Notons le bon accord avec les prédictions (fig III.11). Pour des champs intermédiaires, on observe une déviation du signal, à la fois par rapport à l'AMR de domaine et à l'AMR de paroi. Les oscillations observées étant très reproductibles, elles ne peuvent pas être considérées comme du bruit. En revanche, elles pourraient dans un premier temps être attribuées aux piègeages intrinsèques et extrinsèques de la paroi qui n'ont pas été considérés dans les simulations de la partie précédente.

Remarquons que l'amplitude du champ magnétique radial a été balayée de 30 Oe à 410 Oe permettant de constater l'évolution continue du signal d'AMR de paroi vers celui d'AMR de domaine.

III.2.4.2 Mesure du champ de propagation

La méthode présentée dans la partie précédente (§ III.2.3.3) nous permet alors de mesurer le champ de propagation (H_p) de cette structure. La figure III.16 présente la mesure de H_p pour un champ appliqué radial H_{app} précis (a) et son évolution si l'on varie l'amplitude de H_{app} (b).

La mesure du champ de propagation H_p est montrée sur la figure III.16 (a). Pour obtenir H_p , il est nécessaire de mesurer précisément le déphasage entre H_{app} et la paroi de domaines. Pour y parvenir, un champ magnétique assez intense pour aligner tous les moments magnétiques est appliqué. Dans ce cas, le minimum de variation de résistance en fonction de l'angle (courbe noire, fig III.16 (a)) donne la référence de mesure du déphasage. Il faut alors pointer l'angle auquel la paroi est entièrement entre les contacts qui correspond aussi au minimum d'AMR. On peut ainsi évaluer le déphasage et par conséquent le champ de propagation H_p .

Il est alors intéressant de remarquer l'évolution de H_p en fonction du champ

Détection de parois de domaines magnétiques par AMR et notion de champ de propagation

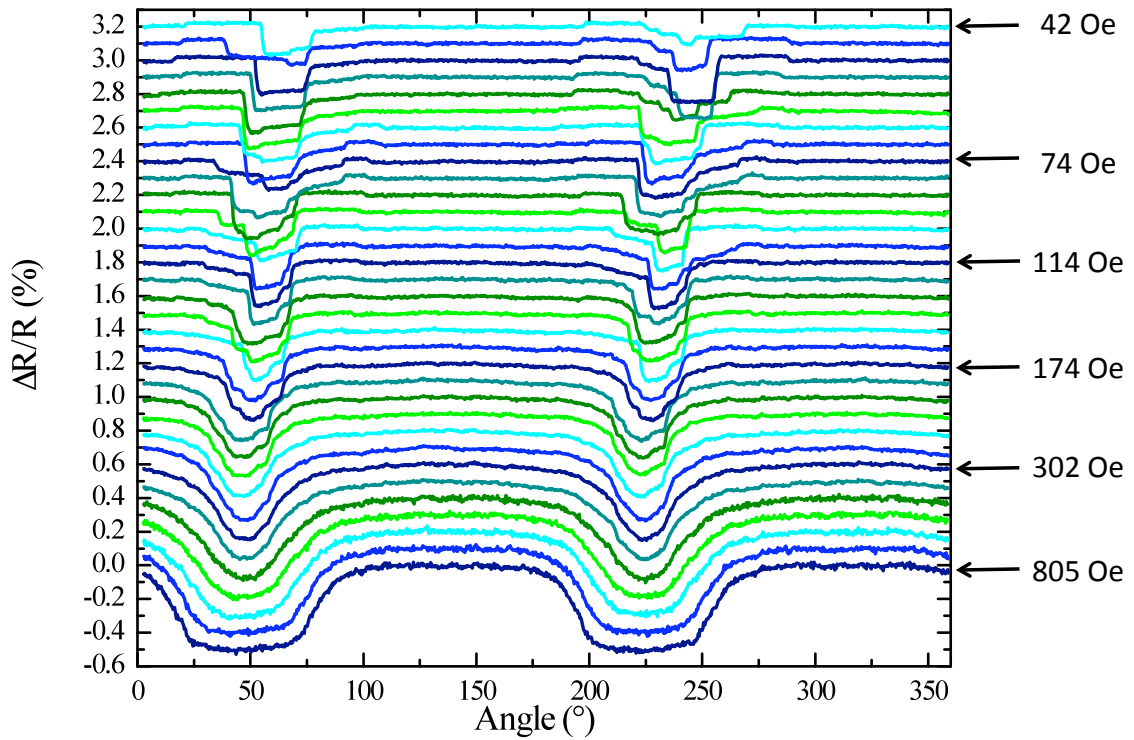


FIG. III.14: Evolution du signal AMR en fonction de l'amplitude et de l'angle du champ magnétique appliqué dans un anneau de Pd/Py/Pd. L'angle du champ correspond aux axes du dispositif présenté Fig. III.10. Les traces sont toutes non-moyennées et ont été décalées de 0.1% pour plus de clarté.

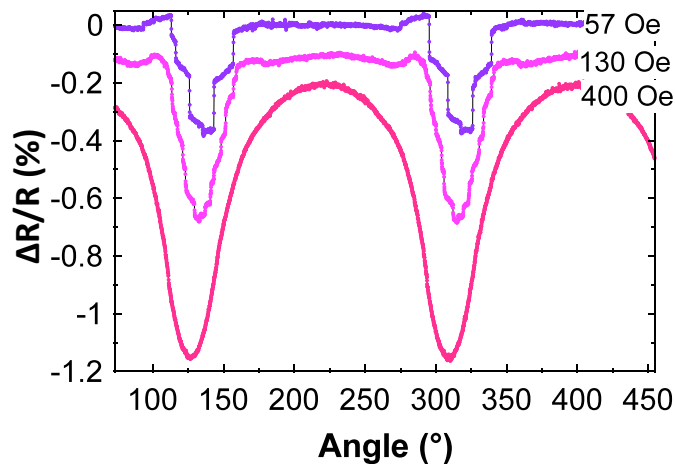


FIG. III.15: Signal AMR obtenu pour trois valeurs de champ radial appliqué : 57, 130 et 400 Oe, pour un anneau de Py/Au. Les courbes ont été décalées de 0.1% pour plus de clarté.

radial appliqué (fig III.16 (b)). Pour $H_{app} = 30$ Oe le champ de propagation mesuré est $H_p \approx 13$ Oe. Cette valeur décroît jusqu'à ≈ 0 Oe pour $H_{app} \gtrsim 120$ Oe. Pour expliquer cela, Il faut prendre en considération la déformation de la paroi par le

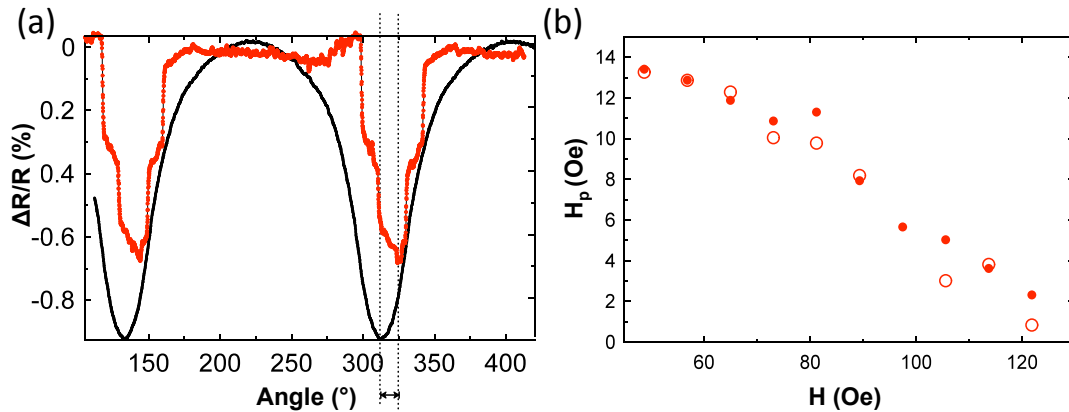


FIG. III.16: (a) Signal AMR expérimental à faible (57 Oe, rouge) et fort (407 Oe, noire) H_{app} . Le signal à 57 Oe a été multiplié par 2 pour une meilleure lecture. Remarquons le déphasage de 13° entre les deux signaux. (b) Variation du H_p en fonction du H_{app} . Les points pleins et vides représentent les deux parois de l'anneau.

champ appliqué (fig III.17).

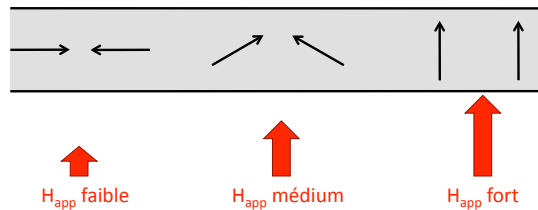


FIG. III.17: Schéma de la détermination du champ de propagation (H_p) étant donné un champ magnétique appliqué (H_{app}).

En effet, aux champs suffisamment forts pour saturer l'aimantation, la paroi de domaine n'existe plus. Il est alors évident que la notion de champ de propagation n'a plus de sens. L'aimantation suivant parfaitement la rotation du champ appliqué, un déphasage nul doit être mesuré. Entre ces deux extrêmes, la paroi passe continûment d'une paroi à 180° à un domaine uniformément aimanté. La décroissance du champ de propagation jusqu'à *zéro* est alors envisageable mais sa dépendance en fonction de l'amplitude de H_{app} n'a rien d'évident. De plus, techniquement, la mesure n'est pas aisée car H_{app} est "grand" et $\sin \Delta\varphi$ est "petit". Par conséquent, toute incertitude sur l'une de ces deux valeurs entraîne des valeurs de H_p non justifiées.

III.2.4.3 AMR de paroi : description du signal observé

Dans les prédictions, les mesures AMR doivent apporter les informations nécessaires à la discrimination du type de paroi (ATW ou VW). Etudions en détails les traces obtenues.

La figure III.16 (a) présente un signal typique d'AMR de paroi obtenu expérimentalement. On remarque clairement une progression en plateaux. On pourrait d'abord penser

Détection de parois de domaines magnétiques par AMR et notion de champ de propagation

que cette forme est due au passage des différentes “ailes” d’une VW. Cependant trois arguments sont en défaveur de cela.

1. Premièrement, la position de ces plateaux n’évolue pas en fonction de H_{app} (fig III.20) alors que ce champ favorise une “aile” par rapport à l’autre. Cette évolution est bien observée dans les calculs micromagnétiques (fig III.12 (b)).
2. Deuxièmement, la transition entre chaque plateau est plus abrupte qu’attendu.
3. Finalement, le caractère stochastique du signal AMR est mis en évidence par la figure III.18. En effet, trois traces AMR non-moyennées pour $H_{app} = 41$ Oe sont prises à des temps différents. On remarque que pour la paroi 1 le signal est identique à chaque passage, alors qu’il est différent pour la paroi 2.

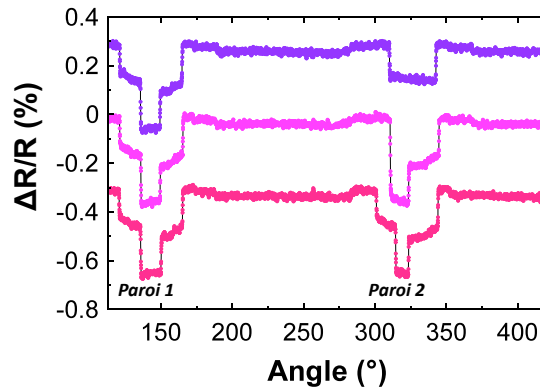


FIG. III.18: Trois mesures AMR non-moyennées pour $H_{app} = 41$ Oe. Elles ont été volontairement séparées de 0.3% pour plus de clarté.

Dans toute la description précédente, on a omis la présence des contacts électriques. Or il semblerait qu’ils ont une action de centre de piégeage sur les parois. Les plateaux observés correspondent alors aux différentes parties de la paroi entrant dans la zone de mesure. Les transitions brutales entre les différents plateaux nous indiquent que la paroi intègre par parties la zone de mesure. Il est important de remarquer que, contrairement au cas parfait, quelque soit le type de paroi le signal obtenu doit être similaire et comporter trois niveaux (VW ou ATW, fig III.19). Lorsque la paroi est en dehors des contacts la résistance est à son niveau haut (a & e). Puis on remarque la présence d’un niveau intermédiaire de résistance indiquant que seulement une partie de la paroi a intégré la zone de mesure.

Les sous-structures discutées auparavant (§ III.1.1.2) sont des concentrations d’énergie. Il n’est alors pas étonnant que ce soit par le vortex ou les demi antivortex qu’une paroi se piège.

Considérant la forme et l’amplitude des traces mesurées, le plateau intermédiaire s’explique par le piégeage du vortex ou des antivortex au niveau du contact “d’entrée” (b) jusqu’à ce que le champ tangent atteigne le champ de dépiégeage requis. Une fois ce champ atteint, la paroi entre complètement dans la zone de mesure ce qui est mis en évidence par le plus bas niveau de résistance (c). Les simulations montrent qu’en considérant les dimensions du système, le niveau de plus basse résistance est

du même ordre de grandeur pour les deux types de paroi (fig III.11). On ne peut alors pas les distinguer juste par l'amplitude de l'AMR comme dans certains travaux antérieurs [48].

Ensuite, on retrouve un plateau de résistance intermédiaire qui correspond au piégeage des sous-structures magnétiques au contact de "sortie" (d). Puis, une fois la paroi sortie de la zone de mesure, le niveau de plus forte résistance est rétabli (e).

Le comportement décrit précédemment semble être le plus commun. Cependant si on considère le signal AMR provenant de la paroi 2 (fig III.18), on remarque qu'il diffère à chaque passage. En effet, la courbe du haut ne présente que le niveau de résistance intermédiaire, indiquant que la paroi se dépiège du premier contact pour aller directement sous le deuxième. Pour la courbe intermédiaire, le signal passe directement de l'état de résistance haut à l'état de résistance bas signifiant que la paroi n'a pas été piégée au contact d'entrée mais a intégré directement la zone de mesure. Elle est ensuite piégée au niveau du contact de sortie créant un état de résistance intermédiaire identique à la paroi 1. En ce qui concerne la courbe du bas, le signal de la paroi 2 est similaire à celui de la paroi 1 même si dans le détail les plateaux de résistance ne sont pas identiques. Les signaux étant tous non-moyennés, cela nous permet donc de constater le comportement stochastique du système.

D'autre part, on remarque avant la chute brutale d'AMR, un léger accroissement de la résistance. Cela est observé sur toutes les traces d'AMR de paroi. Or l'état de résistance maximum est atteint pour une distribution d'aimantation orthoradiale qui correspond, à bas champ, au moment où le champ magnétique est tangent à l'anneau dans la zone de mesure, i.e. pour un angle de $\approx 230^\circ$ (fig III.18). Cette variation est alors de signe opposée à l'AMR de paroi et de plus faible amplitude ($\approx 10\%$). On pourrait alors peut-être attribuer cette contribution à de la magnétorésistance de paroi [49].

III.2.4.4 Les transitions observées

Deux autres transitions sont clairement visibles (fig III.20). Pour des champs magnétiques appliqués décroissants (a), la trace de la paroi de domaines est perdue entre $H_{app} = 35$ Oe et $H_{app} = 33.3$ Oe.

L'erreur serait de définir cette transition comme le champ de propagation. En effet, dans ce cas, le signal aurait dû se déphaser de 90° avant de disparaître. De plus, si on passe le champ de propagation, on a aucune raison d'observer de l'hystérésis dans la réapparition du signal. Or une fois perdu, il faut augmenter le champ jusqu'à une valeur comprise entre $H_{app} = 122$ et $H_{app} = 146$ Oe pour retrouver un signal d'AMR de paroi (b). On observe néanmoins une variation de la résistance qui indique que l'aimantation est modulée. Ces deux transitions sont reproductibles. Quels phénomènes peuvent alors être mis en cause ?

Deux scénarios sont alors envisageables pour expliquer la disparition et la réapparition du signal AMR en fonction du champ magnétique appliqué. On peut d'abord penser que quelque soit le type de paroi (ATW ou VW) l'une finit par se piéger puis s'anihile avec la deuxième. Il faut alors atteindre une certaine valeur de champ radial pour passer de l'état *vortex* à l'état *oignon*. Seulement, la transition correspondant à la réapparition du signal AMR est comprise entre $H_{app} = 121$ et 146 Oe ce qui

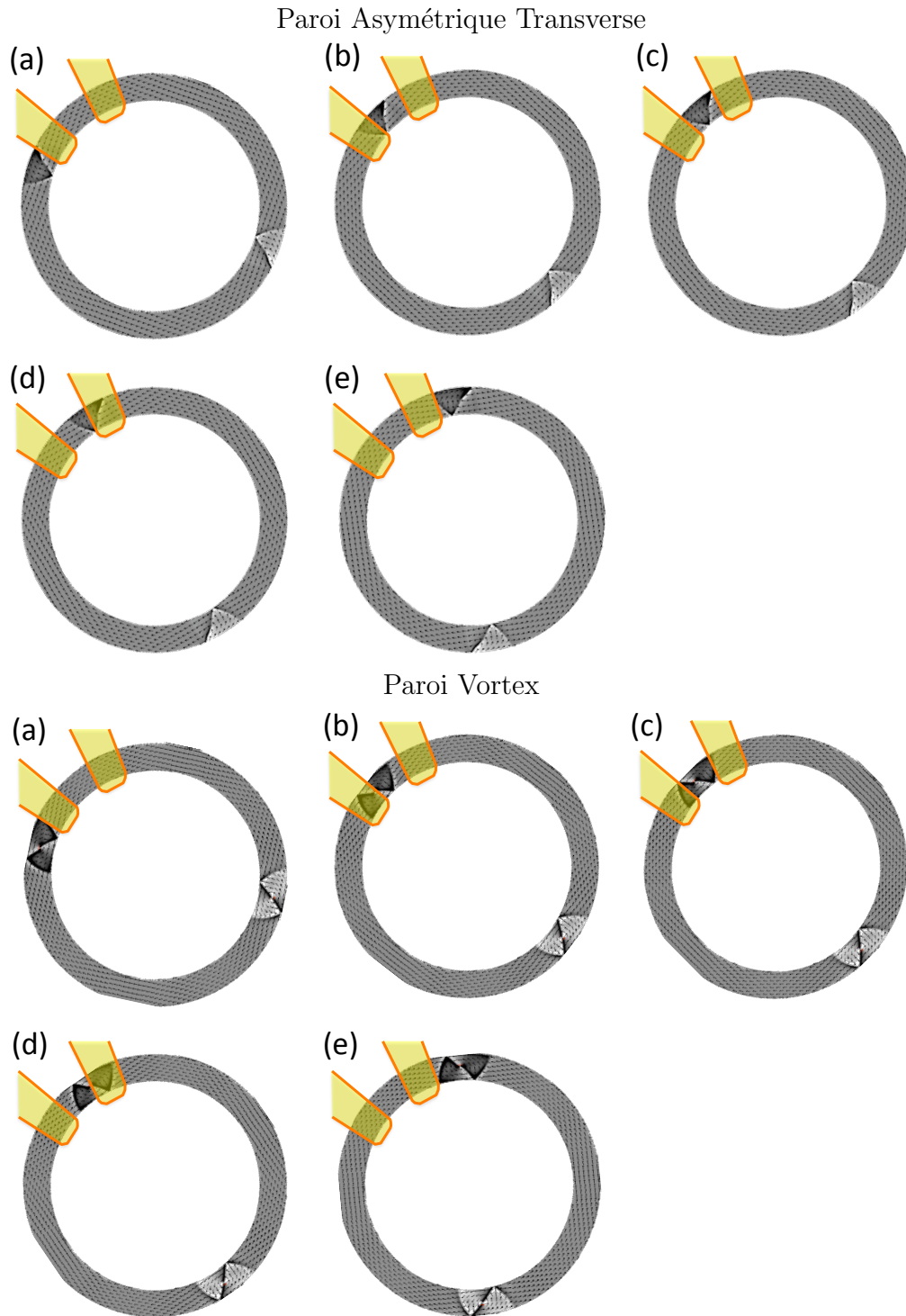


FIG. III.19: Schéma de principe de la progression de ATW et VW en se piégeant au niveau de leurs différentes sous-structures magnétiques. ($H_{app} = 0$ Oe)

est inférieur au champ de saturation de l'aimantation dans l'anneau (< 400 Oe). De plus le signal AMR obtenu ne correspond pas à un signal d'AMR de domaines

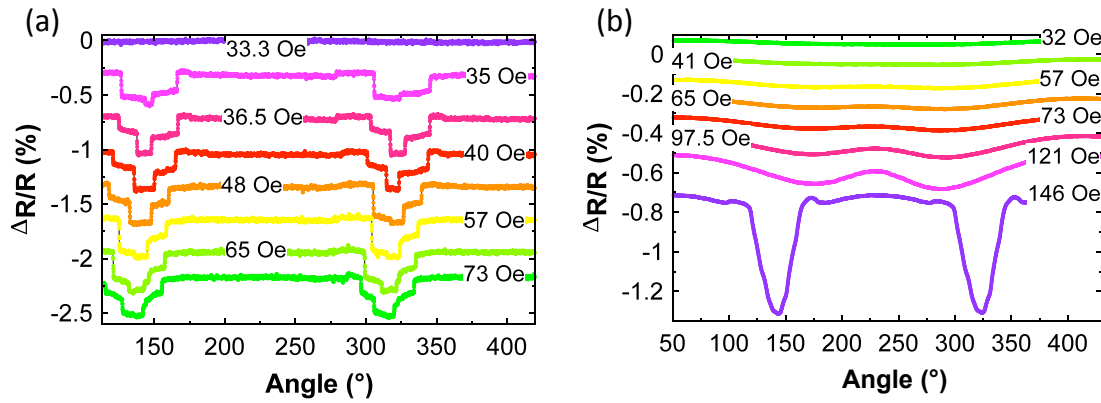


FIG. III.20: Progression du signal AMR en champs décroissants (a) et en champs croissants une fois que le signal a été perdu (b).

comme cela aurait été le cas si l'aimantation avait été saturée (expérience : fig III.15, calcul : fig III.12).

En revanche, on remarque que cette transition correspond au champ nécessaire pour évacuer le cœur de vortex de la VW et la transformer en ATW (fig III.21). Une fois le cœur de vortex sorti, la ATW reste métastable. Le deuxième scénario nous suggère que le signal étudié en champ magnétique décroissant correspond à une ATW. Au moment où le champ radial n'est plus suffisant pour maintenir cette paroi métastable elle se transforme en VW qui semble être fortement piégée par le cœur de vortex au niveau des contacts, et le signal AMR de paroi disparaît.

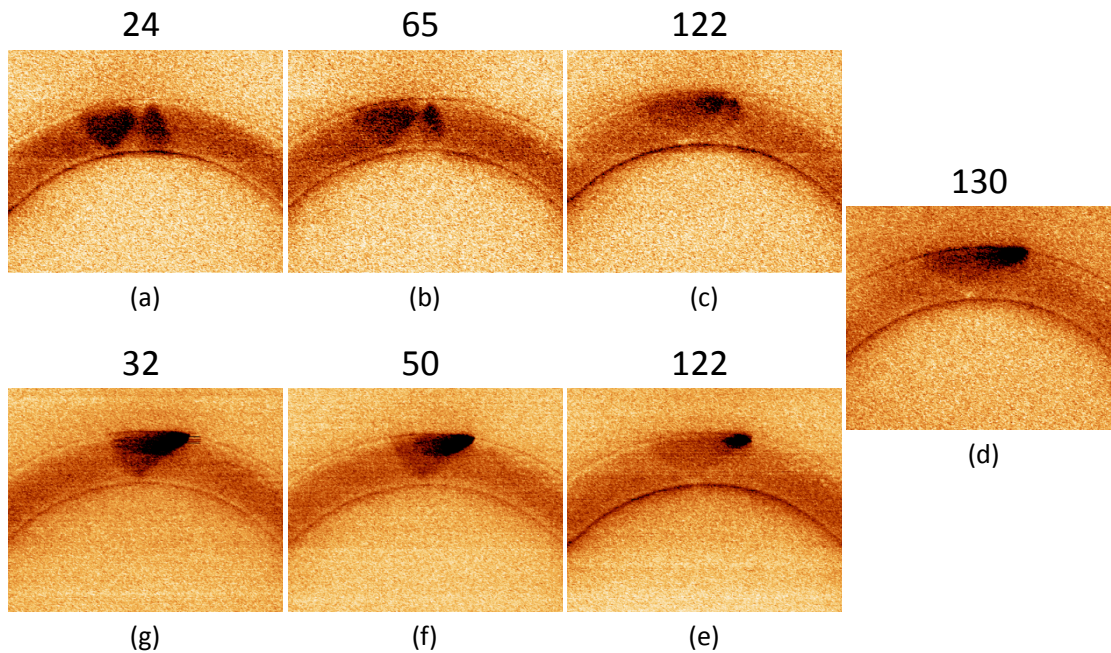


FIG. III.21: Transformation VW-ATW sous champ magnétique radial statique étudiée par MFM. L'amplitude du champ appliqué est indiquée en Oe au-dessus de chaque image.

Détection de parois de domaines magnétiques par AMR et notion de champ de propagation

Pour finir, il reste à décrire le signal AMR en champs magnétiques croissants une fois que les VW se sont piégées. Il est similaire à un signal AMR lorsqu'un champ magnétique tournant sature l'aimantation. Cependant l'amplitude des variations est bien moindre. En effet, le champ magnétique n'étant pas suffisant pour dépiéger le VW, il ne l'est pas pour saturer l'aimantation à l'intérieur de la zone de mesure, d'où un signal moindre.

III.3 Résumé

Dans ce chapitre, après un rappel général sur les différentes caractéristiques statiques des parois de domaines magnétiques dans des matériaux doux, le contraste obtenu par notre principal outil (MFM) a été décrit précisément. On montre alors que, malgré ses défauts (§ I.1), le MFM reste un instrument majeur pour l'imagerie magnétique à des tailles intermédiaires (typiquement les parois). Il permet d'avoir accès à l'ensemble des composantes d'aimantation au sein de la paroi en une seule et même image.

Ensuite, une technique pour étudier finement le comportement quasi-statique des parois a été introduite. Dans un anneau magnétique en configuration "oignon", le passage des parois soumises à un champ tournant quasi-statique est mesuré à l'aide de quatre contacts électriques ajoutés à la structure. Ainsi, théoriquement, ce système permettrait de connaître le champ de propagation des parois en fonction de leur configuration magnétique. Cependant, il s'est avéré que la présence de contacts électriques influence le comportement du système en piégeant les parois de domaines. Néanmoins, cette étude nous a permis d'obtenir des informations intéressantes sur nos systèmes magnétiques. Premièrement, la technique de fabrication des nanostructures (piste magnétique et contacts) étant identique à celle du chapitre IV, on peut alors estimer précisément leur champ de propagation. De plus, remarquons que cette étude nous a permis d'analyser systématiquement le champ de propagation quasi-statique des ATWs dans leur région de métastabilité, maintenues par faible champ transverse.

D'autre part, le piégeage étant au départ un inconvénient, il nous a permis finalement de mettre en évidence le caractère stochastique de la propagation des parois. De plus, ces expériences nous ont renseignés sur la différence d'influence des contacts sur une paroi asymétrique transverse et sur une paroi vortex. En effet, on remarque qu'une VW est bien plus sensible aux contacts qu'une ATW.

Pour continuer ce travail, trois études pourraient être menées. La première consisterait à optimiser les contacts électriques afin d'éviter le piégeage systématique des parois de domaines. Ceci pourrait être envisagé en les intégrant à la sous couche de Pd par exemple.

La deuxième consisterait à rapprocher les contacts de mesure pour obtenir des informations précises sur la distribution d'aimantation. La figure III.22 présente la différence des traces obtenues dans le cas où la zone de mesure est large de 400 nm ou 800 nm. On obtiendrait alors un *microscope à AMR...*

Finalement, une étude en champ tournant dynamique et courant continu pourrait être envisagée. La principale difficulté est la création d'un champ magnétique planaire hyperfréquence.

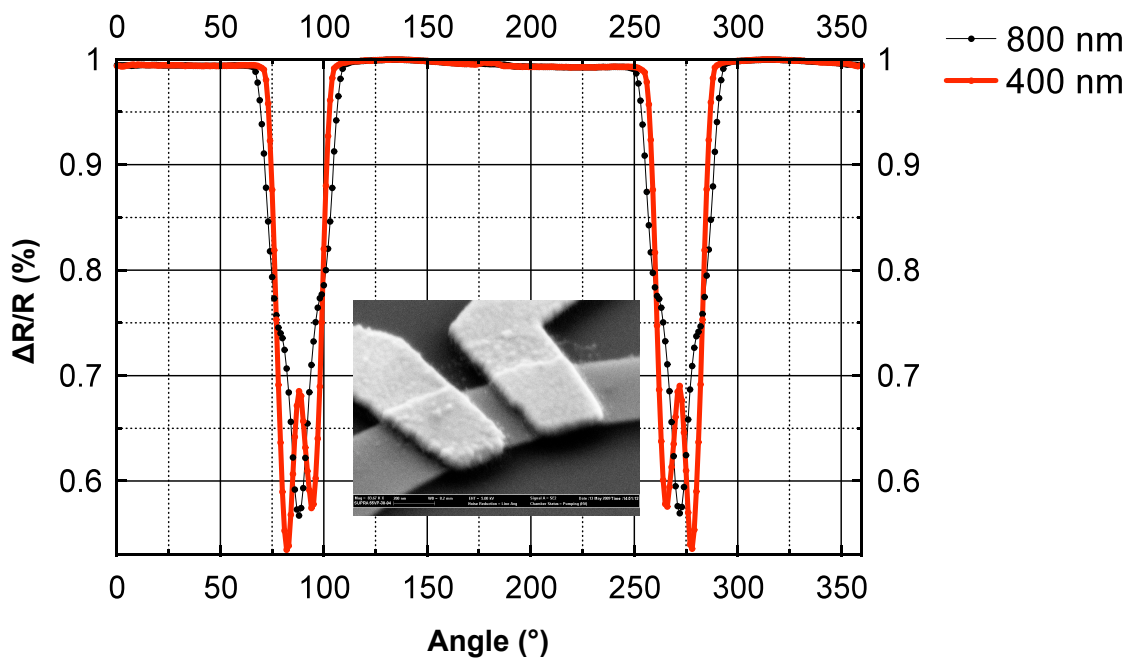


FIG. III.22: Simulation des traces obtenues pour différentes tailles de zone de mesure sur un anneau de 500 nm de large et 5 μm de diamètre présentant deux VWs

Chapitre IV

Du transfert de spin à l'automouvement

IV.1 Les parois en régime dynamique

IV.1.1 Parois et transfert de spin

Il est bien accepté que les parois de domaines magnétiques peuvent être manipulées par un champ magnétique. La taille d'un domaine croît ou décroît s'il est soumis à un champ magnétique qui lui est parallèle ou anti-parallèle, respectivement, synonyme d'un déplacement des parois le bornant. Leur comportement dynamique sous champ magnétique a été et est toujours intensivement étudié d'abord dans des films minces puis dans des nanostructures. Différents régimes de propagation ont été observés tels que le régime de reptation (creep), le régime stationnaire (steady state) ou encore le régime précessionnel, tous dépendants de l'amplitude du champ appliqué.

Dès 1978 puis plus précisément en 1984, il a été prédit théoriquement puis montré expérimentalement que sous l'action d'un courant électrique, une paroi de domaines magnétiques pouvait être manipulée de manière similaire à l'action d'un champ magnétique. Effectivement, bien avant la découverte de son célèbre effet réciproque (la magnétorésistance géante), Berger [50] a montré que lorsqu'un courant électrique traverse une texture d'aimantation non-uniforme telle qu'une paroi de Bloch, une force était appliquée sur cette dernière. Dans cette étude, il considère le couplage entre les électrons 4s de conduction et 3d responsables du magnétisme et finalement donne l'expression suivante pour la force appliquée sur la paroi : $F \approx 2\mu_0 M_S \mu_i^{-1} (\beta_1 v_e - v_w)$ où M_S est l'aimantation à saturation, μ_i la mobilité intrinsèque de la paroi, v_e et v_w les vitesses de dérive des électrons et de la paroi respectivement, et β_1 un facteur représentant l'efficacité de courant d'électrons. Par la suite, associé à Freitas [51], Berger prouve expérimentalement, en utilisant la microscopie Faraday, qu'il est possible de faire avancer des parois de domaines magnétiques à l'aide d'un courant dans des films continus de Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) d'une épaisseur inférieure à 100 nm. Ces travaux sont réellement pionniers et ont engendré un nouveau domaine de recherche très actif : la dynamique de l'aimantation sous courant polarisé en spin. Les connaissances dans ce domaine font un grand pas en avant avec la maîtrise des

techniques de nanofabrication, rendant alors possible l'étude de la dynamique dans des systèmes confinés.

Vingt ans après la première preuve expérimentale de Freitas et Berger, trois études démontrent le déplacement de parois sous courant dans des structures ayant deux dimensions submicroniques. Elles font chacune appel à des outils expérimentaux différents : La microscopie à force magnétique [52], la magnétométrie Kerr [53] et les mesures de magnétorésistance [54, 55]. En ce qui concerne les deux dernières études, les auteurs mettent en évidence l'effet du courant continu sur une paroi de domaines. En revanche, Yamaguchi & al. appliquent des impulsions de $1,2 \times 10^{12}$ A/m² pendant une durée allant de 500 ns à 5 μ s sur une paroi vortex, la déplaçant dans un sens ou dans l'autre en fonction de la polarité du courant. Cela leur permet alors d'évaluer pour la première fois une vitesse effective définie comme le déplacement obtenu divisé par la durée de l'impulsion pour une paroi soumise au transfert de spin. La valeur reportée était de 4 m/s. La mise en évidence d'un déplacement et la mesure de vitesse de paroi sous courant ont été au début les principales motivations de nombreuses études. Cependant, les impulsions appliquées étaient plus longues que la microseconde et les vitesses de parois très faible 0.3 m/s [56] et 15 m/s [57]. En parallèle des expérimentateurs, des travaux théoriques sont menés pour rendre compte au mieux de cette physique. Ceux ci seront discutés plus en détails dans la section suivante. Les comportements prédits sont alors en désaccord quantitatif avec les expériences. En effet alors que des vitesses de l'ordre de 100 m/s devraient être observées, les résultats ne dépassent guère les 20 m/s. A cette même période, un nouveau terme entre en jeu [58, 59] : *le terme β* . Il doit son importance au fait que le rapport β/α , avec α le coefficient d'amortissement de Gilbert, contrôle la vitesse et par conséquent l'amplitude du déplacement sous courant. Le nouveau défi des scientifiques devient alors l'estimation et la compréhension de l'origine physique de β aussi bien théoriquement [60, 61] qu'expérimentalement (voir tab IV.1). Aujourd'hui, l'ensemble de la communauté est convaincue de l'existence de ce terme. Cependant, aucune expérience n'a encore réussi à démontrer sans ambiguïté de quels paramètres physiques dépendait le terme non-adiabatique. Des études ont montré qu'il pouvait varier en fonction du taux de dopage comme par exemple dans l'étude de Lepadatu et al. [62] où le Permalloy est dopé avec du Vanadium (Py_{1-x}V_x) ce qui jusqu'à 10% ne change pas le coefficient d'amortissement. Les auteurs montrent alors que β dépend sensiblement du pourcentage de Vanadium. Ainsi, beaucoup d'études donnent une valeur du rapport β/α mais aucune valeur fixe de ce rapport en fonction du matériau ou de la technique de mesure ne peut être évaluée (tab IV.1). Actuellement, la tendance est d'aller vers des impulsions ultracourtes (≤ 1 ns) [63]. Des vitesses de paroi de l'ordre de 100 m/s comparables aux prédictions théoriques sont alors évaluées dans des monocouches [48, 64, 65] et dans des vannes de spin [66, 67] où les résultats semblent impliquer des effets autres que le transfert de spin dans une simple couche. Comme discuté au paragraphe IV.3.2, la longueur caractéristique des impulsions [65] ainsi que les temps de montée et de descente [68] sont d'une importance capitale pour la dynamique de paroi.

TAB. IV.1: Résumé des études portant sur un déplacement de paroi de domaines magnétiques par transfert de spin et sur une valeur du rapport β/α . On rapporte les matériaux utilisés (colonne Ech), la technique utilisées et la grandeur mesurée (colonne Technique&Principe), la densité de courant mesurée en TA/m² (colonne Amp), le temps caractéristique d'application du courant (colonne Temps), la vitesse de paroi mesurée (colonne v) et enfin le rapport β/α évalué.

Réf.	Ech	Technique & Principe	Amp.	Temps	v	β/α
[52]	Py	MFm/déplacement	1.2	0.5-1 μ s	4	n.c.
[56]	Py	SEMPA/déplacement	2.2	10 μ s	0.3	n.c.
[69]	Py	Kerr/déplacement	0.58	DC	35	0.7
[57]	Py	Kerr/déplacement	0.4	0.3-5 μ s	15	1
[70]	Py	Elec/résonance	0.69	3ns	–	8
[48]	Py	Elec/déplacement	1.5	10ns	100	≈ 1
[64]	Py	Elec/déplacement	1.5	100ns	110	> 1
[71]	Py	Rectification	–	RF	–	2
[72]	Py	Elec/dépiegeage	variable	100ns	–	2
[62]	Py _{1-x} V _x	Elec/dépiegeage	variable	100ns	–	5.13 – 9.7
[73]	Py _{1-x} Ho _x	XPEEM/déplacement	≈ 1	25 μ s	0.4	16
[74]	Py	XPEEM/transformation	≈ 1	25 μ s	–	$\neq 1$
[65]	Py	XPEEM/déplacement	4	3ns	130	≈ 1
[75]	GaMnAs	Kerr/déplacement	0.012	3-18 μ s	22	0.5
[76]	GaMnAs	Kerr/déplacement	0.001	10 μ s	22	≈ 1
[63]	Pt/Co/AlOx	Kerr/déplacement	1.8	0.8-5ns	68	–
[77]	Co/Ni&Fe/Pt	Elec/dépiegeage	≈ 0.01	10s	–	0.65
[78]	Pt/Co/Pt	Elec/Dépiegeage	0.6	50 μ s	–	$\beta = 0.24$
[79]	Py	TXM/déplacement	1	1ns	110	1
[80]	Pt/Co/(AlOx,Pt)	Elec	0.1	AC	–	$\beta = 1$
[66]	Co/Cu/Py	XPEEM	0.5	3ns	600	–

IV.1.2 Les termes de transfert de spin

Pour pouvoir rendre compte des effets d'un courant de spin, deux termes de couple ont été rajoutés à l'équation LLG. Ce sont les termes dits : adiabatique et non-adiabatique dont nous allons discuter l'importance dans ce qui suit. L'équation régissant la dynamique de l'aimantation devient alors :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma_0 \vec{m} \times \overrightarrow{H_{eff}} + \alpha \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m} + \beta \vec{m} \times ((\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m}) \quad (\text{IV.1})$$

qui sous sa forme résolue devient :

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{m}}{dt} = & -\frac{\gamma_0}{(1+\alpha^2)} \vec{m} \times \overrightarrow{H_{eff}} - \frac{\alpha\gamma_0}{(1+\alpha^2)} \vec{m} \times [\vec{m} \times \overrightarrow{H_{eff}}] \\ & - \frac{1-\alpha\beta}{1+\alpha^2} (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m} - \frac{\beta-\alpha}{1+\alpha^2} \vec{m} \times [(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m}] \end{aligned} \quad (\text{IV.2})$$

Le terme adiabatique L'introduction de ce terme peut être aisément appréhendée en considérant la séparation des électrons en deux familles : ceux à caractère "localisé" et responsables du magnétisme dits "d" et ceux responsables de la conduction électrique dits "s". En introduisant un couplage d'échange H_{sd} , le moment magnétique d'un électron de conduction "s" tend à s'aligner avec le moment magnétique local créé par les électrons "d" exactement comme un moment dans un champ magnétique. Lorsqu'il traverse une paroi de domaines, c'est à dire la région où $\vec{m}(\vec{r})$ est non uniforme, le moment de l'électron de conduction suit la rotation d'aimantation. Si le taux de variation local de l'aimantation est lent par rapport à la précession du moment magnétique de l'électron "s", il peut alors s'aligner en tout point de la paroi avec le moment magnétique de cette dernière. Par conséquent l'électron de conduction perd une partie de son moment "cinétique" qui doit être conservé et est considéré comme transmis aux moments magnétiques locaux de la paroi (fig IV.1). Ce comportement introduit d'un point de vue quantique pour la première fois par Bazaliy & al. [81], semble être une bonne approximation dans le cas de parois de domaines magnétiques dont la largeur est grande devant la longueur de précession de Larmor.

Cependant, l'expression du terme adiabatique peut être obtenue dans le cas 1D assez facilement avec les mains. En effet, le couple (\vec{T}_i) transmis au point i par le moment (\vec{s}_i) d'un électron de conduction au moment magnétique local (\vec{m}_i) peut être défini comme :

$$\vec{T}_i = \vec{s}_i - \vec{m}_i \quad (\text{IV.3})$$

Or, pour un électron traversant une paroi $\vec{s}_i = \vec{m}_{i-1}$ c'est à dire :

$$\vec{T}_i = \vec{m}_{i-1} - \vec{m}_i \quad (\text{IV.4})$$

d'où, dans l'approximation continue :

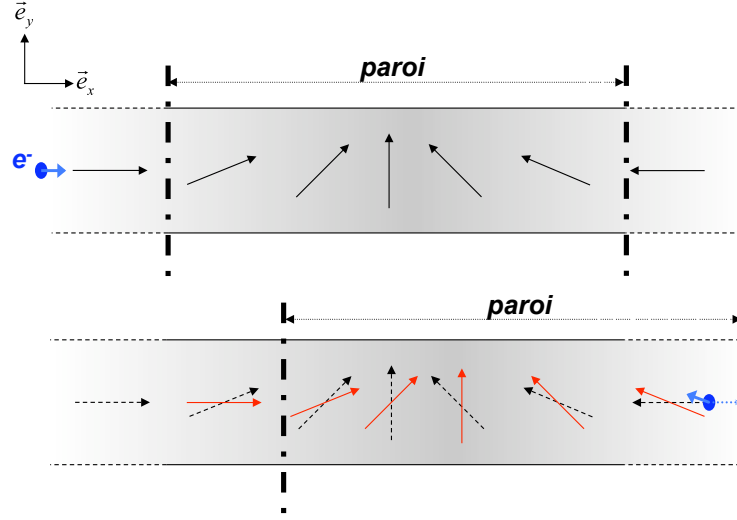


FIG. IV.1: Schéma de l'action des électrons de conduction sur une paroi de domaines (représentée par les flèches noires) dans la limite adiabatique

$$\vec{T}(x) = \vec{m}(x - dx) - \vec{m}(x) = -\frac{\partial \vec{m}(x)}{\partial x} dx \quad (\text{IV.5})$$

Ayant sa direction, il reste à exprimer son amplitude qui n'est rien d'autre que la densité locale de moments magnétiques \mathcal{D} :

$$\mathcal{D} = \frac{g |\mu_B| J \mathcal{P}}{2 |e|} \quad (\text{IV.6})$$

avec g le facteur de Landé, μ_B le magnéton de Bohr, J la densité de courant, e la charge de l'électron et \mathcal{D} la polarisation en spin du courant. L'expression locale du couple devient alors :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} dx = \vec{T}(x) = -\frac{g |\mu_B| J \mathcal{P}}{2 |e|} \frac{\partial \vec{m}(x)}{\partial x} dx \quad (\text{IV.7})$$

Donc dans cette approximation, l'expression micromagnétique générale du couple adiabatique peut s'écrire comme :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\frac{g |\mu_B| \mathcal{P}}{2 M_S |e|} (\vec{J} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m} \quad (\text{IV.8})$$

ou encore :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m} \quad (\text{IV.9})$$

avec $\vec{u} = \frac{g |\mu_B| \vec{J} \mathcal{P}}{2 M_S |e|}$ qui a la dimension d'une vitesse et peut être vu comme la vitesse de dérive des porteurs de "spin". Si seul ce couple explique l'action d'un courant électrique sur une paroi, alors la théorie micromagnétique prédit qu'il n'y aura un déplacement d'une paroi transverse dans une piste de $120 \times 5 \text{ nm}^2$ [58],

qu'à partir d'une densité de courant critique de $17 \cdot 10^{12}$ A/m² c'est à dire pour $u \approx 600$ m/s (fig IV.2) ce qui est bien supérieur à ce qui a été mesuré expérimentalement. Ce courant critique correspond au seuil intrinsèque qu'il faut franchir pour que le couple de transfert de spin adiabatique ne soit pas annulé par les effets du champ démagnétisant.

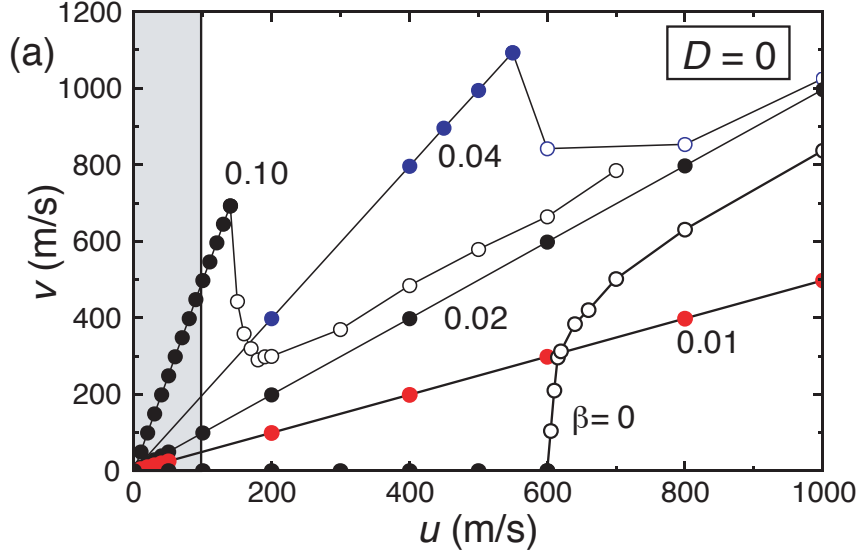


FIG. IV.2: Calculs micromagnétiques de la vitesse d'une paroi en fonction d'un courant appliqué. Les points pleins représentent une vitesse stationnaire tandis que les points vides sont des vitesses moyennes [58]. La zone grisée représente la région actuellement accessible expérimentalement.

Le terme non-adiabatique Pour ajuster ce modèle et essayer de comprendre les différences fondamentales entre théorie et expérience, il a été proposé d'ajouter un second terme qui par comparaison au premier a été nommé : *non adiabatique*. De manière générale, une première vision proposée par Thiaville & al. [58] est que d'un point de vue micromagnétique, puisque de $|\vec{m}| = 1$ la seule possibilité pour l'expression d'un nouveau terme de couple est qu'il s'écrive de la forme : $\vec{m} \times [(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m}]$. Ainsi une base complète est formée et tout autre terme ne sera qu'une composition sur cette base. Ce nouveau terme doit alors être pondéré par un coefficient β dans lequel est rassemblée la plus grande partie de la physique du transfert de moment de spin, d'où le nom : *terme β* . En introduisant ce terme dans l'équation LLG, les simulations micromagnétiques montrent alors qu'il est possible de retrouver une vitesse de paroi pour des courants appliqués infiniment faibles (fig IV.2) ce qui est en meilleur accord avec les observations expérimentales.

Une première idée quant à l'origine de ce terme β était une réelle non-adiabaticité due au fait que le moment magnétique de l'électron de conduction ne pouvait pas s'aligner totalement avec le moment magnétique local de la paroi. Par conséquent, les parois fines telles que dans des nanostructures à anisotropie perpendiculaire ont

commencé à être étudiées. Cependant il a été prouvé [60] que cette contribution devait être très faible malgré tout. Effectivement, dans ces travaux, les auteurs redémontrent que dans le cas d'une spirale magnétique, les termes de transfert de spin sont purement adiabatiques. De plus la contribution du terme non-adiabatique décroît exponentiellement avec le rapport de la largeur de la paroi w sur la longueur caractéristique $L = E_F/(E_{ex}.k_F)$ (fig IV.3) avec E_F et k_F l'énergie et le vecteur d'onde de Fermi et E_{ex} l'énergie d'échange "sd". D'autre part, plus la variation d'aimantation est rapide, plus cette décroissance est atténuée telle que :

$$\beta \propto \frac{1}{w} \exp(-\gamma w/L) \quad (\text{IV.10})$$

avec γ une constante qui dépend de la vitesse de variation spatiale de la distribution d'aimantation (fig IV.3). Par conséquent, ce couple, dû au fait que les moments magnétiques des électrons de conduction ne suivent pas parfaitement les moments magnétiques locaux, doit n'avoir un réel effet que sur des textures d'aimantation qui varient très rapidement telles que les cœurs de vortex. Dans cette étude [60], les auteurs montrent aussi que cette contribution a un caractère non-local et oscillant ce qui rend son interprétation bien plus complexe.

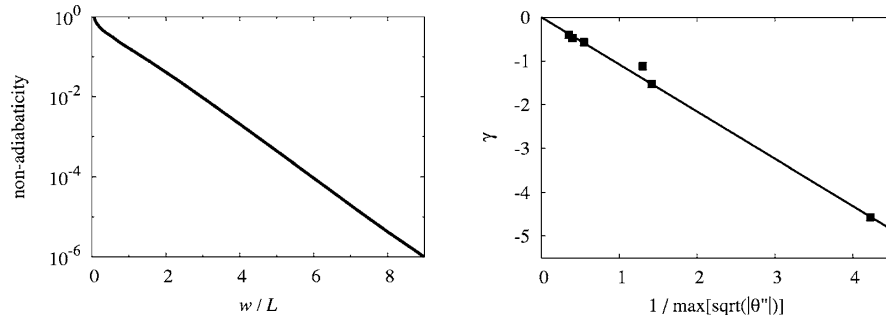


FIG. IV.3: La figure de droite représente la contribution réellement non-adiabatique en fonction de la largeur caractéristique de la paroi. La figure de gauche représente le calcul de la constante γ (carrés). La ligne est simplement un guide passant par l'origine. [60]

La première tentative d'explication des origines microscopiques du β a été donnée par Zhang et Li [59] où ils expriment β de la façon suivante :

$$\beta = \frac{\tau_{sd}}{\tau_{sf}} \quad (\text{IV.11})$$

avec τ_{sf} et τ_{sd} les temps caractéristiques de relaxation "spin flip" et d'échange "sd". Par cette expression, le terme non-adiabatique exprime l'importance de la relaxation des électrons hors-équilibre via le spin flip vers l'état d'équilibre (amortissement) par rapport à leur mise en précession due au couplage d'échange "sd". On peut déjà remarquer que dans l'expression précédente (eq IV.11) le terme β ne dépend pas de la largeur de la paroi, comme attendu pour une réelle non-adiabaticité (eq IV.10).

De récents travaux par Garate & al. [61] donnent une vision purement microscopique au terme β . Les auteurs s'affranchissent de l'approximation des deux familles d'électrons et traitent alors le problème de l'ensemble du gaz d'électrons. L'idée de leur étude est d'évaluer la fonction de réponse transverse spin-spin de ce gaz d'électron soumis à un champ magnétique rf, à un champ électrique DC et dans une distribution d'aimantation non-uniforme. Cela leur permet d'évaluer un champ effectif \mathcal{H}_{eff} et d'identifier le terme adiabatique, le terme d'amortissement de Gilbert et le terme non-adiabatique tel que :

$$\beta = -\frac{1}{S_0} \lim_{\vec{u}, \vec{q} \rightarrow 0} \frac{Im [\chi(\vec{q}, \omega = 0, \vec{E})]}{\vec{q} \cdot \vec{u}} \quad (\text{IV.12})$$

avec S_0 le nombre total de spins dans le système considéré. Le terme β est alors la limite, quand la vitesse \vec{u} proportionnelle au champ électrique \vec{E} et le vecteur d'onde \vec{q} tendent vers 0, de la partie imaginaire de la fonction de réponse spin-spin. Dans leur étude, il est intéressant de noter que contrairement au terme adiabatique, le coefficient d'amortissement de Gilbert α et le terme β sont des processus de dissipation et ont une même origine. De manière plus concrète, dans le référentiel des électrons tout changement de direction d'aimantation induit un changement de configuration de la surface de Fermi. Par conséquent, le système se retrouve dans un état hors-équilibre et doit alors relaxer vers un état fondamental. Le terme non-adiabatique est alors vu comme le changement de l'amortissement en présence d'un courant électrique et d'un gradient d'aimantation. A ce point, c'est l'étude la plus avancée sur les causes microscopiques du terme β .

Rôle effectif des termes de transfert de spin sur une paroi Même si l'origine du terme non-adiabatique est encore soumise à discussion, il est utile de s'intéresser à l'action effective des deux termes de transfert de spin sur une paroi de domaines magnétique. Une analogie avec le déplacement de paroi sous champ magnétique facilite la compréhension. Effectivement, la question est de se demander quel champ magnétique donnerait un couple similaire sur l'aimantation sous l'action des deux couples de transfert de spin.

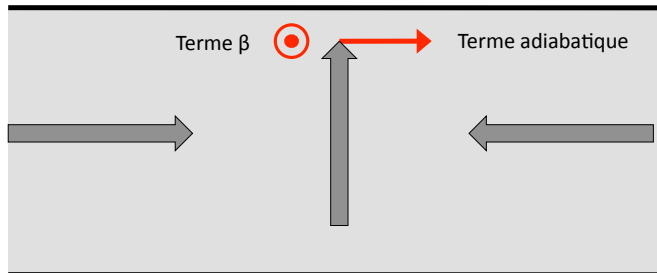


FIG. IV.4: Représentation schématique des couples adiabatique et non-adiabatique (flèches rouges) sur une paroi transverse (flèches grises)

Il faut alors distinguer deux régimes de temps. Au temps courts, la dynamique est dominée par le régime précessionnel. Le terme adiabatique sera donc équivalent à un

champ appliqué perpendiculairement à la piste, tandis que le terme β , à un champ longitudinal. Par conséquent, dans cette gamme de temps la paroi est déformée par ce dernier, alors qu'elle avance sous l'action du premier. Mais ceci n'est que transitoire. En effet aux temps plus longs, l'aimantation, ayant une composante hors du plan, précesse autour du champ démagnétisant alors créé, ce qui déplace la paroi. Dans ce régime, le terme adiabatique n'aura pour effet que de déformer la paroi. On remarque que ces deux termes ont des effets orthogonaux au cours du temps d'application du courant. Cependant, les expériences tendant à aller vers les très courtes impulsions de courant, la vision du régime précessionnel devient la plus appropriée.

IV.1.3 Modèle 1D et analogie à la mécanique du point

Description L'équation LLG sous sa forme précédente (eq IV.1) décrit de la façon la plus générale la dynamique de l'aimantation. Cependant elle ne facilite pas l'interprétation et l'intuition quant à la dynamique d'une paroi de domaines magnétiques. Il est plus évident de se ramener à un modèle permettant de décrire une paroi en fonction de sa position q . Nous allons ici décrire le modèle 1D, développé initialement pour décrire des parois dans des films minces continus telles que les parois de Bloch, où l'on considère que l'aimantation ne varie que selon un seul axe. Néanmoins, il est très intéressant pour notre étude car il peut être étendu aux nanofils et nanopistes où les deux dimensions transversales sont petites devant la longueur.

Tout d'abord, en se plaçant d'un point de vue micromagnétique, le module de l'aimantation reste constant. Elle peut donc, en chaque point, être décrite en fonction de ses coordonnées polaire et azimutale (θ, φ) repérées comme dans la figure IV.5.

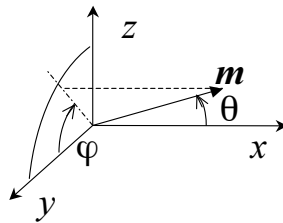


FIG. IV.5: Repère des coordonnées polaire et azimutale dans une piste. L'axe \hat{x} représente la longueur tandis que les axes \hat{y} et \hat{z} sont les dimensions transversales de la piste.

L'équation LLG augmentée des termes de transfert de spin devient alors :

$$\dot{\theta} + \alpha \sin \theta \dot{\varphi} = \gamma_0 H_\varphi + u \sin \theta \quad (\text{IV.13})$$

$$\alpha \dot{\theta} - \sin \theta \dot{\varphi} = \gamma_0 H_\theta + \beta u \sin \theta \quad (\text{IV.14})$$

avec

$$H_\theta = -\frac{1}{\mu_0 M_S} \frac{\delta E}{\delta \theta} \text{ et } H_\varphi = -\frac{1}{\mu_0 M_S \sin \theta} \frac{\delta E}{\delta \varphi} \quad (\text{IV.15})$$

où E est la densité d'énergie magnétique et $\delta/\delta X$ représente la dérivée fonctionnelle selon la variable X . En considérant une distribution d'aimantation 1D précise telle qu'une paroi de Bloch, il est alors possible d'écrire les équations précédentes (eq IV.14) en fonction de ses différentes caractéristiques telle que sa position q [82]. Pour une paroi de Bloch 1D, la distribution d'aimantation peut s'écrire comme :

$$\theta(x, t) = 2 \arctan \left(\exp \left[\frac{x - q(t)}{\Delta(t)} \right] \right) \quad (\text{IV.16})$$

et

$$\varphi(x, t) = \phi(t) \quad (\text{IV.17})$$

avec Δ la largeur caractéristique de la paroi et $\phi(t)$ l'angle de la paroi de Bloch à l'instant t [46]. Les contributions à la densité d'énergie en coordonnées polaires considérées sont les termes d'échange ($A (d\theta/dx)^2$), d'anisotropie ($K_0 \sin^2 \theta + K \sin^2 \theta \sin^2 \varphi$) où K_0 est l'anisotropie uniaxiale composée d'une partie magnétocristalline et magnétostatique et K est l'anisotropie de configuration. Si on applique un champ magnétique extérieur on doit ajouter l'énergie Zeeman ($-\mu_0 M H_a \cos \theta$). En injectant IV.16 et IV.17 dans IV.14 puis en intégrant sur x on obtient les deux équations de la dynamique du modèle 1D :

$$\frac{\dot{q}}{\Delta} - \alpha \dot{\phi} = \gamma_0 H_K \sin \phi \cos \phi + \frac{u(t)}{\Delta} \quad (\text{IV.18})$$

$$\dot{\phi} + \alpha \frac{\dot{q}}{\Delta} = \gamma_0 H_a + \beta \frac{u(t)}{\Delta} \quad (\text{IV.19})$$

avec $\vec{u} = u(t)\hat{x}$, H_a un champ magnétique appliqué selon \hat{x} , H_K l'anisotropie effective qu'il faut battre pour transformer la paroi (Bloch/Néel mais aussi TW/antivortex, VW/ATW). Le passage de IV.14 à IV.18 et IV.19 n'est pas immédiat. Pour les intermédiaires de calcul, le lecteur pourra aller voir la référence [82] pour un développement comme décrit ci-dessus ou la référence [43] pour un développement à partir de la formulation Lagrangienne. Pour la variable Δ , une troisième équation différentielle peut être dérivée à partir de la formulation Lagrangienne [43, 83] :

$$\dot{\Delta} = \frac{\gamma_0 \pi^2}{12\alpha\mu_0 M_S} \left(\frac{A}{\Delta} - (K_0 + K \sin^2 \phi) \Delta \right) \quad (\text{IV.20})$$

Cependant, relaxant très rapidement vers sa valeur à l'équilibre (0.5 ps dans le Permalloy) : $\Delta_{eq} = \sqrt{A/(K_0 + K \sin^2 \phi)}$, cette variable peut être considérée comme un paramètre esclave du problème. Une autre approche pour décrire cette largeur est celle de Thiele Δ_T (§ III.1.1.2). Ce problème est rigoureusement exact pour une paroi de Bloch, mais il est une très bonne approximation pour les parois dans les nanopistes (voir § IV.3.2 où une comparaison entre micromagnétisme et modèle 1D est faite.)

Interprétation Les équations précédentes (IV.18,IV.19) peuvent être réécrites de manière à bien identifier les différentes contributions. Lorsqu'aucun champ magnétique extérieur n'est appliqué, on obtient alors :

$$\dot{q} = \frac{1 + \beta\alpha}{1 + \alpha^2}u(t) + \frac{\Delta\gamma_0 H_K}{2(1 + \alpha^2)} \sin 2\phi \quad (\text{IV.21})$$

$$\dot{\phi} = -\frac{\alpha\gamma_0 H_K}{2(1 + \alpha^2)} \sin 2\phi + \frac{\beta - \alpha}{1 + \alpha^2} \frac{u(t)}{\Delta} \quad (\text{IV.22})$$

On note que la deuxième équation (eq IV.22) est autonome en ϕ et a donc une dynamique propre. En revanche, \dot{q} se déduit de u et ϕ . On s'aperçoit alors que la vitesse de la paroi \dot{q} est reliée au terme adiabatique du transfert de spin ainsi qu'à une variation de l'angle, c'est à dire, à une déformation de la paroi. De plus, la dynamique de l'angle est induite par deux forces. La première est l'action du transfert de spin qui, pondérée par un facteur $(\beta - \alpha)$, sort l'angle de sa position d'équilibre. L'action du transfert de spin est alors contrecarrée par l'autre terme qui agit comme un couple de rappel sur l'angle de la paroi. On peut remarquer que dans le cas où $\beta = \alpha$, l'angle ne subit aucune modification due à l'action du courant et par conséquent la paroi avance à la vitesse u .

Aux faibles variations d'angle ϕ , comme c'est souvent le cas dans une expérience de transfert de spin, on linéarise les équations précédentes et se ramène alors à :

$$\ddot{q} = -\frac{\alpha\gamma_0 H_K}{(1 + \alpha^2)}\dot{q} + \frac{1 + \beta\alpha}{1 + \alpha^2}\dot{u}(t) + \frac{\gamma_0 H_K}{(1 + \alpha^2)}\beta u(t) \quad (\text{IV.23})$$

ou encore :

$$\ddot{q} = -\frac{\dot{q}}{\tau} + \frac{1 + \beta\alpha}{1 + \alpha^2}\dot{u}(t) + \frac{\beta}{\alpha} \frac{u(t)}{\tau} \quad (\text{IV.24})$$

On obtient une équation du mouvement du type : $\vec{a} = \sum \vec{F}/m$ avec un temps caractéristique $\tau = (1 + \alpha^2)/\alpha\gamma_0 H_K$. On peut alors considérer la paroi de domaines comme une particule soumise à l'équation de Newton. Le premier terme est équivalent à une friction due à l'amortissement. De plus cette formulation permet de mettre en évidence l'action des deux termes de transfert de spin. En effet le terme β applique une force qui tend directement à faire avancer la paroi alors que c'est seulement la dérivée temporelle du terme adiabatique qui aura une action effective sur la dynamique [68].

Il est alors intéressant d'évaluer la contribution de chaque terme au cours d'une impulsion de courant (fig IV.6 (a)) dans la limite du régime stationnaire (fig IV.6 (b)). Pour définir les conditions dans lesquelles le régime stationnaire peut être stable, on considère l'équation IV.22. Il faut alors que le terme de rappel de l'angle (1^{er} terme du membre de droite) reste plus important que le terme de courant qui tend à faire éjecter l'angle de sa position d'équilibre (2^e terme du membre de droite) comme illustré par la figure IV.6 (b). On peut alors définir le courant critique (u_c) de la même manière que le champ de Walker i.e. quand les deux termes s'égalisent pour $\sin 2\phi = 1$:

$$u_c = \frac{\alpha\gamma_0\Delta H_K}{2(\beta - \alpha)} \quad (\text{IV.25})$$

pour une VW dans une nanopiste de 460 nm de large et 17.5 nm d'épaisseur, le courant critique est alors : $u_c \approx 32$ m/s pour $\beta = 0.08$ et $\alpha = 0.02$. Le champ d'anisotropie de configuration H_K est évalué à partir du temps caractéristique d'une VW dans une nanopiste de mêmes dimensions ($\tau = 7.1$ ns, § IV.3.2) soit $\mu_0 H_K \approx 400$ mT. Notons que ce temps est mesuré lors de la relaxation du cœur de vortex pour une paroi peu déformée. Dans ce cas, il est dans la partie harmonique du puits de potentiel. Or, par définition, u_c est la limite de validité de ce modèle puisque c'est équivalent au courant au dessus duquel la paroi VW éjecte le cœur de vortex. La valeur ainsi mesurée est, par conséquent, à prendre avec prudence. Néanmoins, en dessous de cette limite, c'est à dire quand la paroi ne se transforme pas, on peut définir une masse "magnétique" pour la paroi dite masse de Döring (m_D) :

$$m_D = \frac{2\mu_0 M_S S (1 + \alpha^2)}{\gamma_0 \Delta \gamma_0 H_K} \quad (\text{IV.26})$$

avec S la section de la piste. On peut alors évaluer les différentes forces en se rappelant que $\ddot{q} = F/m_D$. D'où, les trois composantes identifiées dans l'équation IV.24 sont : la force de rappel (F_{rap}), la force due au transfert de spin adiabatique (F_{ad}) et celle due transfert de spin non-adiabatique (F_{nad}) dont les expressions sont les suivantes :

$$F_{rap} = -\frac{2\mu_0 M_S S}{\gamma_0 \Delta} \alpha \dot{q} \quad (\text{IV.27})$$

$$F_{ad} = \frac{2\mu_0 M_S S (1 + \beta\alpha)}{\gamma_0 \Delta \gamma_0 H_K} \dot{u}(t) \quad (\text{IV.28})$$

$$F_{nad} = \frac{2\mu_0 M_S S}{\gamma_0 \Delta} \beta u(t) \quad (\text{IV.29})$$

Il est alors intéressant de tracer ces trois forces pour une VW soumise à une impulsion de 1 ns avec des temps de montée et de descente de 100 ps pour $u = 133$ m/s. Dans ces conditions le cœur de vortex reste proche du centre (§ IV.3.2) et l'équation IV.24 reste valable.

On peut alors remarquer que la force adiabatique (F_{ad}) est très intense (≈ 530 pN) mais pendant un instant relativement court, et que son amplitude est négative pendant le temps de descente. Son action moyenne sur la paroi est par conséquent nulle (ou presque). Cependant elle peut avoir comme effet de faciliter le dépiégeage de la paroi. Sur la partie principale de la figure IV.6 (a) sont représentées les forces non-adiabatiques (F_{nad}) et de rappel (F_{rap}). La force non-adiabatique est celle qui est réellement responsable du déplacement de la paroi tandis que la force de rappel est la conséquence de la relaxation et est proportionnelle à la vitesse de la paroi. Elle est comparable aux frottements visqueux et est alors responsable de la perte de moment linéaire et par conséquent de ϕ . Ce qui est clairement mis en évidence par le fait qu'elle correspond à la relaxation du cœur vers le centre de la paroi (§ IV.3.2).

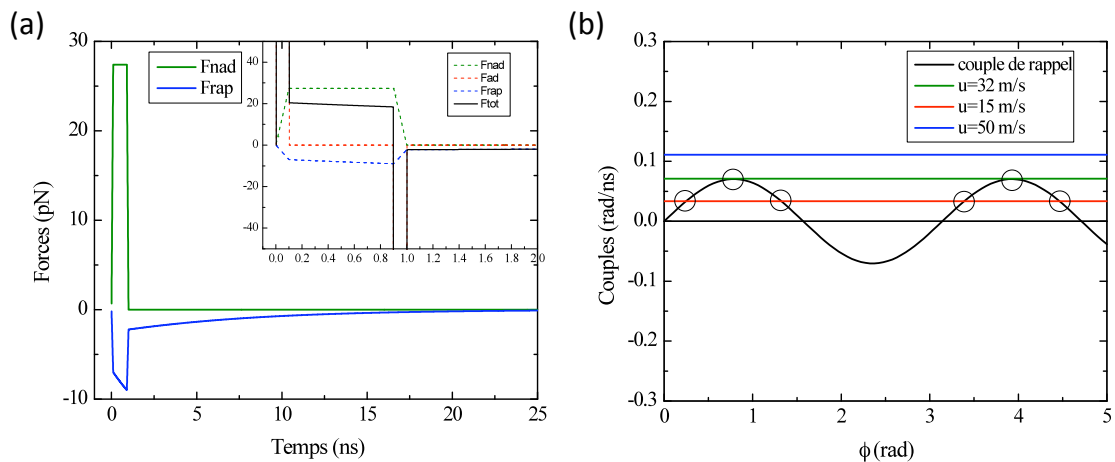


FIG. IV.6: (a) calcul de forces exercées sur une VW lors d’une impulsion de 1 ns avec des temps de montée et de descente de 100 ps pour $u = 133$ m/s. La force dite “non- adiabatique” (courbe verte) et celle dite “de rappel” (bleue) sont représentées. En insert l’ensemble des trois forces (pointillés en couleur) et leur somme (noire) sont représentées pendant l’impulsion. (b) conditions d’existence de régime stationnaire. On représente le couple de rappel (noir) et couple de transfert de spin pour trois valeurs de u . Les cercles représentent les solutions du régime stationnaire.

IV.2 Auto-mouvement

IV.2.1 Depuis les équations

Le modèle 1D ayant fait ses preuves, quelles prédictions peuvent être faites à partir de ces équations (eqs IV.18 & IV.19). Il est intéressant de remarquer que dans le cas où aucun couple n’est appliqué sur la paroi, i.e. $H_a = 0$ et $u = 0$, il reste quand même un couplage entre les deux coordonnées généralisées tel que :

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{\Delta_T}{\alpha} \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{IV.30})$$

Dans l’absolu, cela signifie que si un changement d’angle ϕ survient alors un changement de position q , c’est à dire un déplacement de la paroi le long de la piste, est prédit pour la paroi. C’est cet effet que l’on a décidé de nommer *Automouvement*. D’autre part, même si le modèle 1D permet de rendre compte dans une certaine mesure de la dynamique de paroi, on peut se demander si cet effet ne dépend pas du fait que ce modèle a été développé pour une distribution 1D d’aimantation bien précise. Or il a été montré [84] que même si ce n’est pas le cas pour la deuxième équation du modèle 1D, la première se généralise pour tout type de distribution d’aimantation. En effet, par une simple manipulation vectorielle on peut réécrire LLG (eq IV.1) sous la forme :

$$\vec{H}_{eff} = \frac{1}{\gamma_0} \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} + \frac{\alpha}{\gamma_0} \frac{d\vec{m}}{dt} + \frac{1}{\gamma_0} \vec{m} \times ((\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m}) + \frac{\beta}{\gamma_0} (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m} + (\vec{m} \cdot \vec{H}_{eff}) \vec{m} \quad (\text{IV.31})$$

avec H_{eff} le champ effectif défini précédemment (§ II.1.2). D'autre part, l'énergie E de ce système s'écrit : $E = -\mu_0 M_S \int_V \vec{H}_{eff} \cdot \vec{m} dV$, on peut alors écrire la condition d'invariance de l'énergie en fonction de la position dans le cas où aucun courant n'est appliqué :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \mu_0 M_S \int_V \vec{H}_{eff} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} dV = 0 \quad (\text{IV.32})$$

d'où

$$\int_V (\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt}) \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} dV + \alpha \int_V \frac{d\vec{m}}{dt} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} dV = 0 \quad (\text{IV.33})$$

Il a été montré [84] que cette relation généralise l'équation IV.30. Effectivement, les auteurs définissent le second terme de l'équation IV.33 comme la dérivée temporelle de la position généralisée :

$$\frac{\Delta_T}{2S} \int_V \frac{d\vec{m}}{dt} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} dV = \frac{dq}{dt} \quad (\text{IV.34})$$

avec S la section de la nanopiste qui dans le cas de la paroi de Bloch est exactement la dérivée de la position (définie comme $\int m_x$). En remarquant que le terme précédent est la projection de la variation temporelle de l'aimantation sur $\partial \vec{m} / \partial x$, le second est sa projection suivant l'autre axe et est donc équivalent à l'angle de la paroi tel que :

$$\frac{1}{2S} \int_V (\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt}) \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} dV = \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{IV.35})$$

Par conséquent, pour toute distribution d'aimantation, il est possible de définir un angle généralisé, conjugué au sens hamiltonien de la position généralisée.

Comme expliqué au chapitre III, les parois étudiées lors de ce travail sont la paroi vortex (VW) et la paroi asymétrique transverse (ATW). Pour une ATW, l'angle généralisé n'est autre que l'angle entre l'aimantation dans la paroi et le plan de la piste (fig IV.7). Pour une VW on peut en première approche calculer l'angle associé à un vortex dans une piste dont la distribution d'aimantation est donnée par :

$$\vec{m}(r) = \begin{pmatrix} \sin(\theta(r)) \cdot y/r \\ -\sin(\theta(r)) \cdot x/r \\ \cos(\theta(r)) \end{pmatrix}$$

D'où, l'angle généralisé pour un vortex est donné par : $\phi = -p \cdot y_c \cdot \pi / w$ avec $p = \pm 1$ la polarité du cœur, y_c sa position transversale et w la largeur de la piste. Dans le cas général où plusieurs vortex ou anti-vortex peuvent être présents, l'angle généralisé devient alors la somme sur l'ensemble des sous-structures :

$$\phi = \sum_i -p_i q_i y_{ci} \frac{\pi}{w} \quad (\text{IV.36})$$

avec $q = \pm 1$ la vorticité.

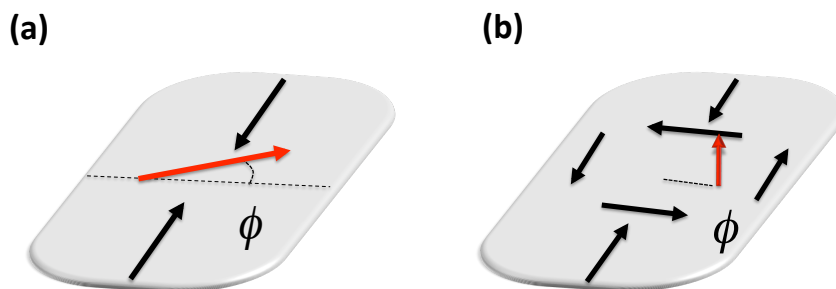


FIG. IV.7: (a) Représentation schématique de l'angle généralisé pour une paroi asymétrique transverse. Dans ce cas la flèche rouge représente le moment magnétique au centre de la paroi. (b) Représentation schématique de l'angle généralisé pour une paroi vortex. Dans ce cas la flèche rouge représente le moment magnétique du cœur de vortex.

Ce que nous avons appelé *automouvement*, a déjà été observé mais nommé de manière différentes : *overshoot*, *bias jump*, *automotion* ou encore *wall streaming*. Dans l'ensemble de ces travaux [85–88], les auteurs étudient le comportement dynamique de parois de Bloch, ou de bulles magnétiques, associé à la manipulation sous champ des lignes de Bloch dans la paroi. Par exemple, ils montrent qu'il est possible de déplacer une bulle en l'absence de gradient de champ (automotion) [86], ou encore par la réduction du nombre de lignes (bias jump) [85]. Dans les cas précédents, les systèmes étudiés sont des parois de Bloch dans des milieux infinis, pour lesquelles le modèle 1D est directement pertinent et le changement d'angle clairement relié au nombre de lignes. En revanche, dans les nanopistes, l'automouvement n'a encore jamais été mis en évidence expérimentalement pour des VWs et ATWs et son impact sur le STT, jamais discuté.

IV.2.2 La transformation

L'automouvement semble faire partie intégrante de la dynamique de l'aimantation. Le mettre en évidence et évaluer sa contribution au cours d'une expérience de transfert de spin ou de dynamique sous champ reste quelque chose d'assez difficile. Cependant on peut remarquer qu'en transformant une ATW en VW cela revient à un changement de $\pi/2$. Effectivement, une telle transformation revient à faire voyager le cœur de vortex du centre de la piste jusque sur le bord où il est annihilé (VW - ATW) ou nucléer le cœur sur un bord jusqu'au centre (ATW - VW) (fig IV.8).

On peut alors prédire qu'une telle transformation aura pour conséquence un déplacement qui peut être évalué d'après les équations décrites auparavant. En effet, s'il on considère une largeur de Thiele $\Delta_T = 27\text{nm}$ et un coefficient d'amortissement $\alpha = 0.02$ alors une transformation ATW-VW a pour conséquence un déplacement de

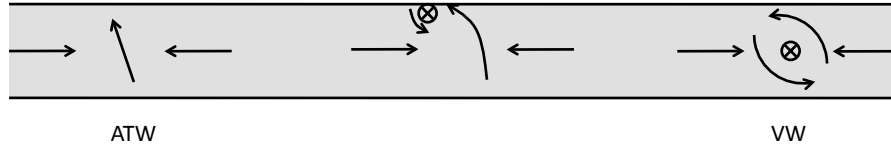


FIG. IV.8: Schéma du processus de transformation d'une ATW en VW.

$\Delta q = 2\mu m$ ce qui est loin d'être négligeable et devrait alors être mesurable. L'intérêt de cette configuration est que dans un certain régime d'épaisseur et de largeur, alors que la VW est stable, la ATW n'est que métastable. Le principe des expériences suivantes est de préparer l'état métastable puis de le transformer vers l'état stable en mesurant le déplacement. On a donc un système à deux niveaux d'énergie ayant chacun un angle généralisé ϕ .

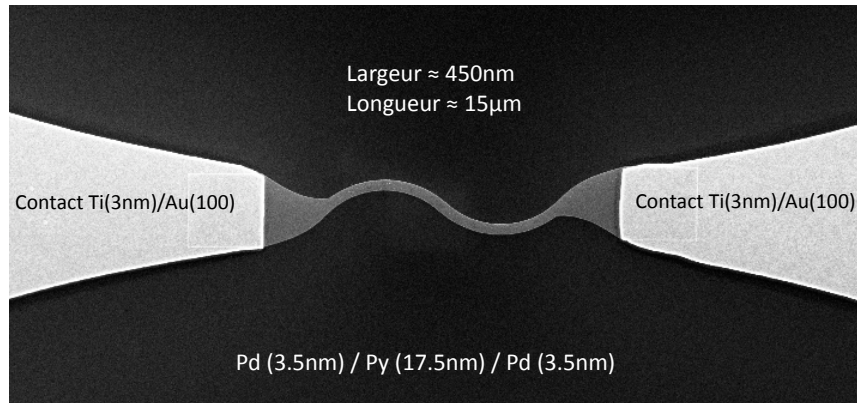


FIG. IV.9: Image MEB des nanostructures de Py fabriquées par une technique standard de "lift off". Les parties les plus claires sont les extrémités de la ligne de signal du guide d'onde coplanaire.

L'automouvement est étudié dans des nanostructures de Permalloy (fig IV.9) d'une épaisseur de 17.5 nm et d'une largeur de 430 à 500 nm. On peut remarquer qu'à ces dimensions la VW est bien plus stable que la ATW, respectivement 50.3 aJ et 67 aJ (fig IV.10).

La figure IV.11 présente le principe standard de nucléation de parois de domaines magnétiques dans les structures étudiées. On utilise la forme en "S" de la structure pour faciliter la nucléation de parois. Un fort champ magnétique transverse statique (≈ 1 kOe) est appliqué alignant tous les moments magnétiques de la structure. Une fois revenu à zéro, deux parois de domaines de polarités opposées sont automatiquement créées. A cause de la symétrie du champ magnétique appliqué, les ATW sont nucléées.

La transformation est déclenchée avec une courte impulsion de courant. C'est à dire que le transfert de spin est utilisé comme un "coup de pied" dans la paroi. Pour étudier l'automouvement, il est nécessaire d'avoir accès à la fois au déplacement et à la configuration complète de la paroi telle que la polarité du cœur de vortex. A

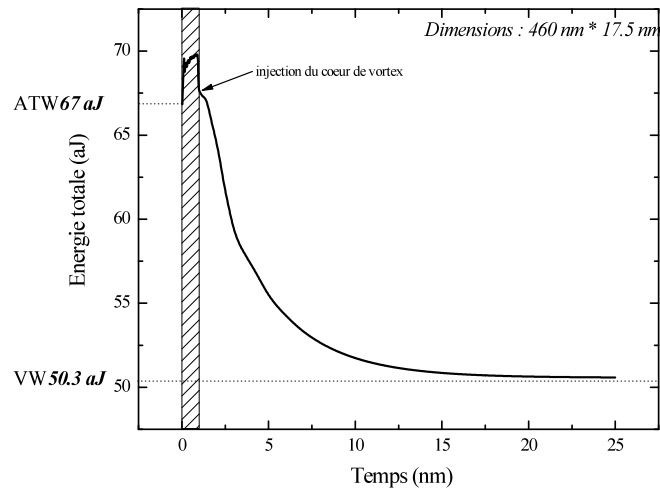


FIG. IV.10: Simulation micromagnétique de la variation d'énergie micromagnétique lors de la transformation du ATW en VW assistée par un courant de 2.86×10^{12} A/m² dans une piste de 460 nm de large et de 17.5 nm d'épaisseur. La partie hachurée marque le temps d'application du courant. On peut remarquer que l'injection du cœur coûte de l'énergie d'où la métastabilité de la ATW.

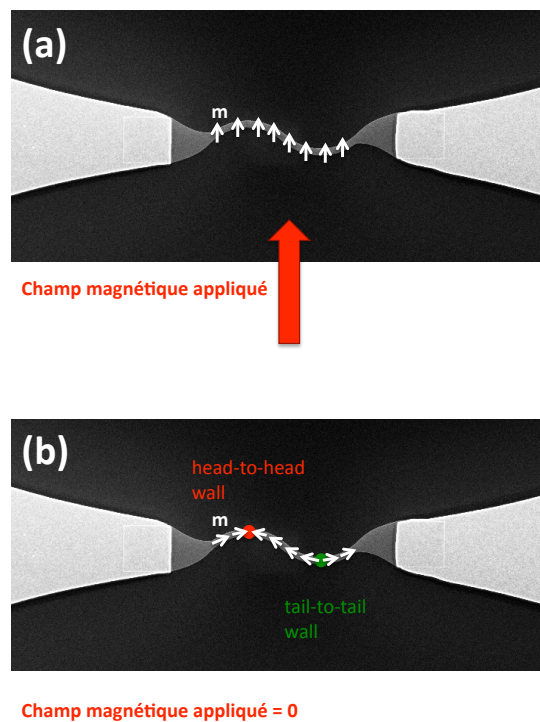


FIG. IV.11: Principe de nucléation des parois dans les nanostructures en forme de vague. Un fort champ magnétique transverse est appliqué ce qui aligne tous les moments magnétiques dans sa direction (a). En ramenant ce champ à zéro, deux parois magnétiques de polarités opposées sont créées (b).

ce jour, et en pratique, la microscopie à force magnétique est le meilleur compromis pour réaliser une telle étude.

L'expérience : On crée et on fait l'image MFM d'une ATW dont le demi vortex "hérissé" (§ III.1.2) est en aval de la paroi (fig IV.12(a)). Après avoir appliqué une impulsion de courant de 1 ns, d'une densité de 2.4×10^{12} A/m² et dont la direction est indiquée par la grande flèche noire, on re-fait l'image magnétique de la structure (fig IV.12(b)). Il est alors clair que non seulement la ATW s'est transformée en VW mais qu'elle a aussi effectué un déplacement de $1.4\mu\text{m}$. La figure IV.12(d) est la superposition des deux autres. La mesure du déplacement a été faite entre l'antivortex de la ATW et le cœur de vortex de la VW. Ce déplacement est trop important pour être dû simplement au transfert de spin, comme nous le verrons par la suite, et résulte par conséquent des deux effets : le STT et l'automouvement. De plus, pour une étude précise de ce dernier, le détail de la structure finale est capital. La figure IV.12(c) est un zoom sur la VW obtenue. En notant que c'est le contraste attractif qui est continu au niveau du cœur de vortex, on sait que sa polarité est la même que la charge globale de la paroi (§ III.1.2).

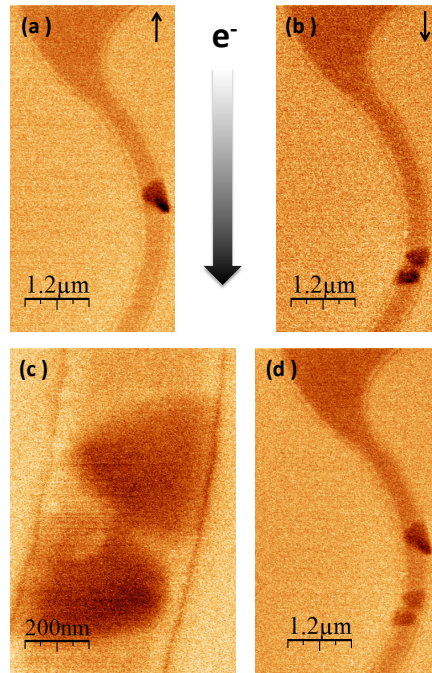


FIG. IV.12: Mise en évidence expérimentale de l'automouvement. Une ATW (a) est transformée en VW (b) après une impulsion de courant de 2.4×10^{12} A/m² (grosse flèche noire). (c) est un zoom de la VW obtenue. (d) est superposition de l'état initial (a) et l'état final (b). Notons que les petites flèches noires représentent le sens de balayage lent.

On recommence l'expérience et une ATW est nucléée dont le demi-vortex "hérissé" est en amont de la paroi (fig IV.13(a)). La même impulsion de courant est appliquée. La ATW a été transformée en VW et s'est déplacée de 700 nm dans l'autre sens :

c'est à dire dans le sens contraire à celui attendu par transfert de spin. Si on étudie la configuration finale (fig IV.13), on s'aperçoit qu'au niveau du cœur de vortex, c'est le contraste répulsif qui est continu. Par conséquent, la polarité du cœur de vortex est opposée à celle de la charge globale de la paroi. Ayant été nucléée avec le même champ magnétique (même direction), les parois des expériences 1 (fig IV.12) et 2 (fig IV.13) ont la même polarité globale et donc les cœurs de vortex de VWs ont des polarités opposées. Ceci est en parfait accord qualitatif avec le modèle analytique, à savoir que la variation d'angle est une quantité algébrique et que, en fonction de son signe, le sens de déplacement sera inversé. Comme montré dans les équations et prouvé par les expériences, son signe dépend de la polarité du cœur de vortex injecté.

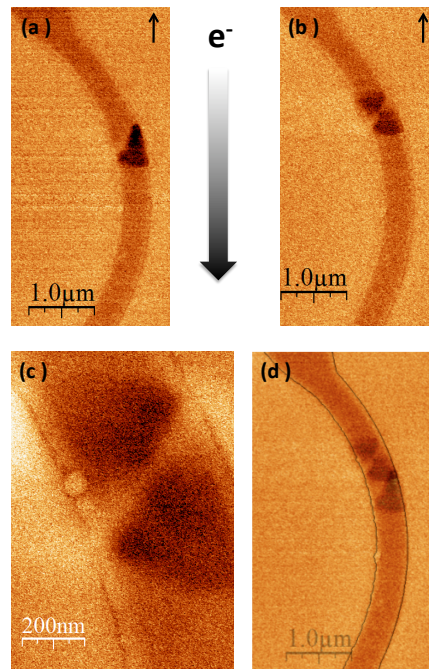


FIG. IV.13: Mise en évidence expérimentale de l'automouvement. Une ATW (a) est transformée en VW (b) après une impulsion de courant de $2.4 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ (grosse flèche noire). (c) est un zoom de la VW obtenue. (d) est superposition de l'état initial (a) et l'état final (b). Notons que les petites flèches noires représentent le sens de balayage lent.

Cependant, le sens de déplacement dépend aussi du sens de parcours du cœur dans la piste. Il est nucléé à partir du demi vortex "hérissou". Cela est intuitif et sera numériquement montré par la suite. La figure IV.14 présente une autre expérience de transformation où cette fois l'image MFM de l'ensemble de la structure a été réalisée. Un état avec deux ATW est initialement créé (fig IV.14(a)). Les pointes MFM ayant été optimisées, par retournement de leur aimantation, une interaction attractive est conservée entre elles et les parois. Pour cette raison, le contraste sur les deux parois ayant forcément des polarités opposées, apparaît attractif. Après avoir appliqué une impulsion de courant de 1 ns et d'une densité de $3.6 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ dont la direction est indiquée par la grande flèche noire, on fait de nouveau l'image MFM de

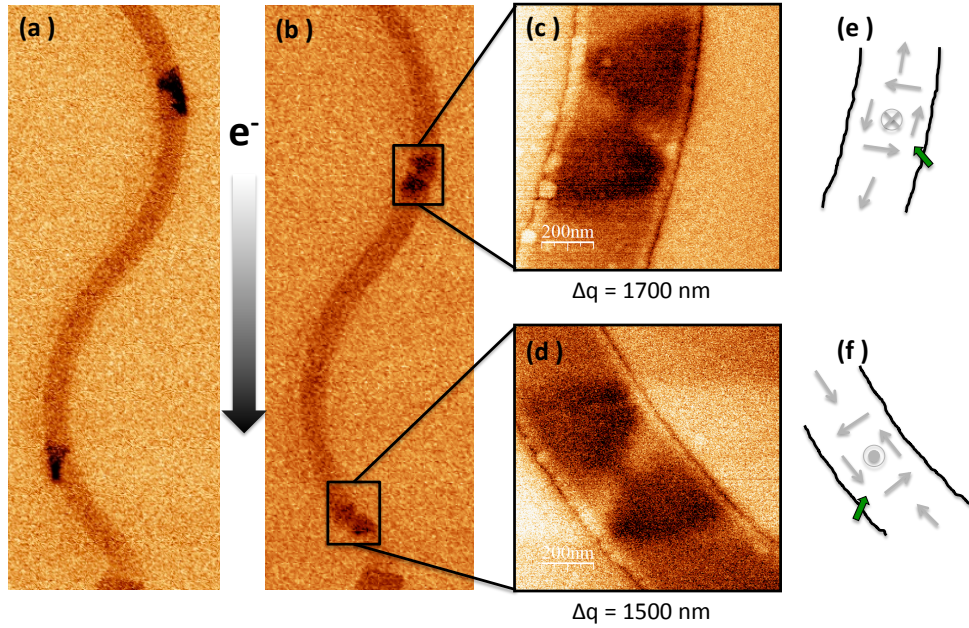


FIG. IV.14: Automouvement pour des parois de polarités opposées. Deux ATW (a) sont transformées en VW (b) après une impulsion de courant de 3.6×10^{12} A/m² et 1 ns (grosse flèche noire). (c) et (d) zooms sur les VW obtenus. (d) et (e) schémas des configurations finales (flèches grises). Les flèches vertes représentent l'endroit de nucléation et la direction des cœurs de vortex

l'état magnétique final de la structure. Les deux ATW se sont transformées en VW comme attendu (fig IV.14(b)). Cependant dans les deux cas, le contraste attractif est continu au niveau des cœurs (figs IV.14(c)&(d)) ce qui signifie qu'ils ont chacun la polarité de leur paroi respective. C'est à dire que les cœurs de vortex ont des polarités opposées. A noter que les demi vortex "hérisson" des deux parois ATWs initiales se situent sur les bords opposés. Pour la paroi du haut, le cœur de vortex est nucléé à partir du bord droit et se dirige vers le centre, tandis que pour la paroi du bas le cœur de vortex est nucléé sur le bord gauche puis se dirige vers le centre. Ils ont alors des polarités p opposées et des déplacements transversaux y_c opposés ce qui résulte au final en des déplacements effectués pour les parois dans le même sens : $\approx 1.7\mu\text{m}$ et $\approx 1.5\mu\text{m}$.

Les mesures ont été effectuées sur huit différents échantillons et reportées sur le graphe IV.15. Même si la dispersion due à la qualité des échantillons est loin d'être négligeable, l'effet d'automouvement est clairement mis en évidence sur ce graphe. Il présente les résultats expérimentaux dans le référentiel du transfert de spin. Cependant, les expériences étant menée pour les deux polarités de courant ($J > 0$ et $J < 0$), les différentes symétries du problèmes ont été vérifiées. Seul le champ de nucléation n'a jamais été inversé ce qui aurait renversé le sens de déplacement en fonction de la polarité du cœur de vortex puisque la précession de l'angle généralisé aurait été inversée.

Pour conclure, on s'aperçoit alors que non seulement une paroi qui se transforme peut effectuer un déplacement très important ($> 1 \mu\text{m}$), mais qu'il peut aussi être

opposé à l'action du courant. De plus une certaine corrélation entre l'inclinaison et le sens de déplacement semble ressortir de se graphe. Cependant aucune généralité ne peut en être tirée puisque pour une mesure cette affirmation ne tient pas, ce constat étant aussi appuyé par les calculs micromagnétiques.

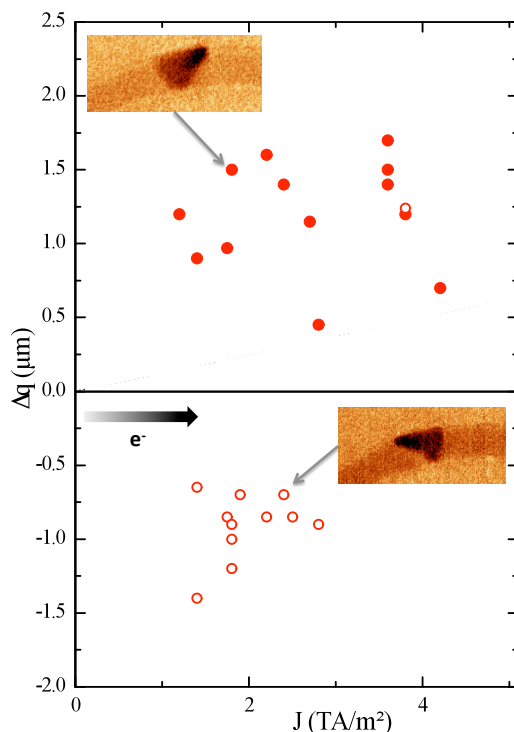


FIG. IV.15: Résultats des différents déplacements par automouvement observés sur huit échantillons différents. Les points pleins (vides) correspondent à une ATW initiale dont l'inclinaison est dans le sens (opposé) au flux d'électrons, c'est à dire au transfert de spin.

IV.2.3 Comparaison aux simulations micromagnétiques

Pour comprendre plus finement ce phénomène de transformation, des calculs micromagnétiques ont été effectués. Le code développé par le groupe a été utilisé ainsi que OOMMF (Object Oriented MicroMagnetic Framework) [89] pour la représentation des configurations magnétiques. Les termes adiabatiques et non-adiabatiques de transfert de spin ainsi que le champ d'Oersted généré par un courant uniforme parcourant la piste ont été ajoutés au calcul. Ce code nous permet de calculer en fonction du temps les différents paramètres et variables du problème (Δ_T , q , \dot{q} , ϕ , $\dot{\phi}$) ainsi que le nombre de cœur de vortex en présence et leur vorticité.

Les constantes magnétiques standard du Permalloy sont utilisées dans ce code. A savoir, une aimantation à saturation de 8×10^5 A/m, une constante d'échange de 10 pJ/m et un rapport gyromagnétique $\gamma_0 = 2.21 \times 10^5$ m/As. Techniquement, la maille utilisée est $3.68 \times 3.68 \times 17.5$ nm³. ainsi qu'un pas de temps de 25 fs. Ces

paramètres sont importants pour la bonne description du problème. Concernant le coefficient d'amortissement α , la valeur prise est d'une grande importance pour la discussion quantitative de l'effet de l'automouvement. Dans notre cas nous avons choisi $\alpha = 0.02$ qui est le plus vraisemblable pour les mesures de dynamique de paroi dans le Permalloy. Ceci n'est de toute évidence pas en accord avec la valeur mesurée par résonance ferromagnétique (FMR, § I.3.4) sur les couches continues et il n'y a aucune raison pour que cela le soit. Effectivement la FMR sonde les petites variations d'un état saturé par un fort champ magnétique. Elle nous a permis de s'assurer que le Py déposé en couches minces a bien les caractéristiques standard. De plus il a été récemment montré numériquement [90] que l'effet du désordre dans des nanostructures pouvait accroître le coefficient d'amortissement d'un facteur 2 dans le Py. D'autre part, on peut noter que les coefficients d'amortissement évalués par la vitesse de paroi sous champ dynamique est ≈ 30 plus important que celui mesuré par FMR, pour la même couche de GaMnAs [91]. Enfin, $\beta = 0.08$ a été utilisé, un choix qui sera expliqué par la suite.

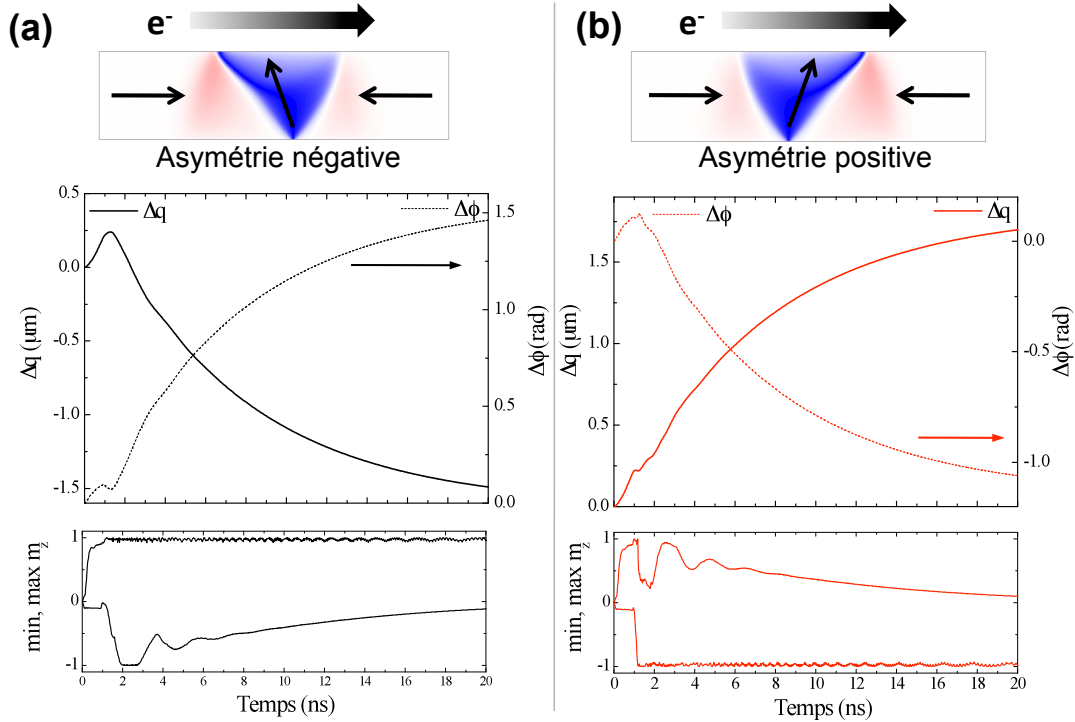


FIG. IV.16: Simulations micromagnétiques de transformation de deux ATWs d'inclinaisons opposées sous une impulsion de courant de 2.86 TA/m^2 , longue de 1 ns. Les configurations initiales sont rappelées en haut de la figure. Les graphes intermédiaires présentent les déplacements au cours du temps ainsi que les variations d'angle généralisé. Sur les graphes du bas sont représentées les valeurs maximales et minimales de la composante hors du plan de l'aimantation m_z .

Deux parois asymétriques transverses d'inclinaisons opposées ont été d'abord calculées (fig IV.16 a et b). On applique une impulsion de courant de 1 ns avec des

temps de montée et de descente de 100 ps similaires aux expériences. On définit les asymétries relatives des ATW par rapport au sens de parcours des électrons : une ATW d'asymétrie positive (négative) a l'inclinaison dans (contre) le sens du flux d'électrons. Pour la correspondance avec la vitesse de dérive de spin u , une polarisation de $P = 0.5$ conforme aux études précédentes [92] est utilisée. La figure IV.16 montre la transformation des deux ATWs après avoir été soumises à une impulsion de $2.86 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$. Le résultat final est dans un premier temps qualitativement identique aux expériences. C'est à dire que les ATWs se transformant en VWs effectuent un déplacement de $1.8 \mu\text{m}$ pour celle dont l'inclinaison est dans le sens du transfert de spin et de $1.6 \mu\text{m}$ pour l'autre. Ces valeurs sont extrapolées par un ajustement exponentiel à $t = \infty$. De plus, la composante normée de l'aimantation hors du plan m_z atteint 1 dans le premier cas et -1 dans le deuxième. Cela signifie que pour des déplacements de sens opposés, les VWs finales ont des cœurs de polarités opposées comme prédit par les calculs analytiques et montré par les expériences. Par ailleurs, même si c'est l'impulsion de courant qui déclenche la transformation, les cœurs de vortex sont nucléés à des temps supérieurs à 1 ns c'est à dire alors que plus aucun courant n'est appliqué à la structure.

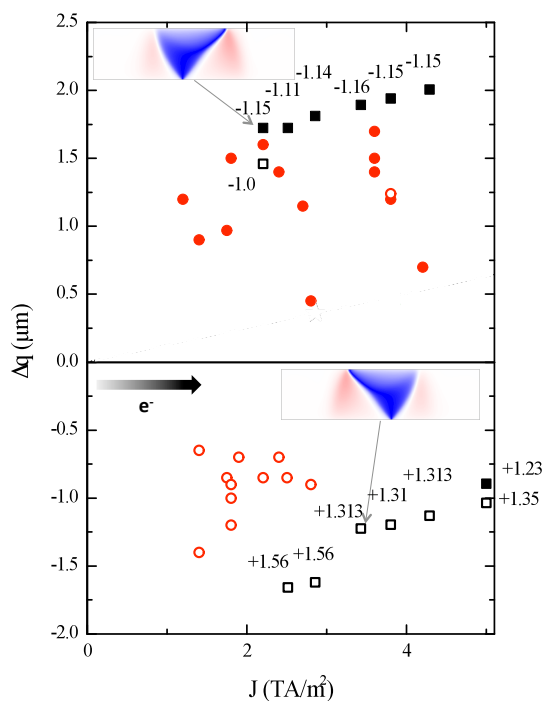


FIG. IV.17: Résultats des calculs micromagnétiques (carrés noirs) ajoutés aux valeurs observées expérimentalement de la figure IV.15. Les mêmes conventions ont été utilisées concernant l'asymétrie relative des ATWs. Les valeurs de la variation d'angle sont indiquées au dessus de chaque point calculé.

Des calculs ont été effectués pour différentes valeurs de courant allant de 1 à $5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$. Les valeurs finales de déplacement quand il y a eu transformation, ont été reportées sur la figure IV.17. Dans ces calculs où ni l'effet Joule ni la rugosité de bords n'ont été inclus, il semble qu'il y ait un seuil en courant pour déclencher

la transformation, à savoir entre 2 et 2.2×10^{12} A/m² pour les ATWs d'asymétrie négative et entre 1 et 2×10^{12} A/m² pour les positives.

Une fois l'ensemble des déplacements reportés on peut dans un premier temps comparer quantitativement les simulations aux expériences. Même si la plupart des déplacements expérimentaux observés sont supérieurs à $1 \mu m$ ils restent néanmoins inférieurs aux simulations. La cause la plus simple serait d'attribuer cela aux différents centres de piégeage. En effet, en fin de parcours, l'excès d'énergie potentielle de paroi étant très faible elle est alors facilement piégée par n'importe quel défaut.

Nous allons maintenant discuter le comportement des calculs obtenus. Dans le cas le plus simple en considérant l'effet du transfert de spin négligeable, deux valeurs de déplacement de même amplitude mais dans des sens opposés devraient être observées. Puis en considérant que le STT a un effet mais qu'il varie peu sur la gamme de courant étudié, on s'attend à une dissymétrie entre les deux directions de déplacement (contre ou avec le STT) comme on peut le remarquer dans le cas de la figure IV.16. Maintenant, on peut considérer que la variation de l'effet du STT sur la gamme de courant étudiée n'est pas négligeable. Par conséquent, une variation linéaire du déplacement dans le sens du STT devrait être aussi observable. Qu'en est-il ?

Les points de calcul micromagnétiques (fig IV.17) présentent une variation dans le sens du STT, cependant des accidents et des anomalies sont clairement présents. C'est le cas pour des déplacements négatifs entre 2.86 et 3.4×10^{12} A/m² où une brisure est observée dans la variation du déplacement en fonction du courant appliqué. De plus, de la même manière que pour les points expérimentaux, l'asymétrie initiale relative au sens du courant appliqué est indiquée par les carrés pleins ou vides. Dans les calculs on retrouve bien la corrélation pour les valeurs intermédiaires de courant entre l'asymétrie relative et le sens du déplacement, i.e. la polarité finale du cœur de vortex. Néanmoins, identiquement aux expériences, aucune généralité ne peut être tirée puisqu'à fort courant (5×10^{12} A/m²) et juste au dessus du seuil de transformation (2.2×10^{12} A/m²) cette corrélation n'est pas maintenue. Il est alors intéressant de remarquer que ces différents points peuvent être regroupés en familles par leur variation d'angle généralisé $\Delta\phi$. Les familles apparaissent alignées rectilignement sur la figure IV.17. Ceci signifie que chaque famille de points présente une série d'événements bien précis. Une première constatation importante est que finalement, dans seulement deux cas la variation d'angle généralisé $\Delta\phi = \pi/2$ (1.56) comme prédit par le modèle analytique. Pour les autres points, cette perte de ϕ signifie que des processus supplémentaires à l'injection d'un cœur de vortex entrent en jeu. Sur les figures IV.20, IV.21 et IV.22, les moments importants de la transformation ATW-VW ont été reportés pour trois valeurs de densité de courant différentes : 2.86, 5 et 2.2 TA/m² respectivement. On représente en couleur les composantes m_y et m_z pour chaque configuration.

Le cas où la variation $\Delta\phi$ atteint $\pi/2$ que nous déclarons "*normale*" est présenté figure IV.20. En effet, pour l'asymétrie négative (colonne de droite), un cœur de vortex est injecté sans problème dans la piste autour de 1.1 ns. Sa polarité et son sens de déplacement transversal impose alors un déplacement négatif de la paroi le long de la piste. A contrario, dans le cas de l'asymétrie positive, un cœur de vortex de même polarité que pour l'asymétrie négative est d'abord injecté. Ce dernier est

naturellement forcé par le STT (voir modèle 1D). Cependant la cuvette de polarité opposée au cœur de vortex, communément appelée “dip” devient vite très importante. Ce dernier apparaît lorsqu’un cœur de vortex est mis en mouvement à une certaine vitesse, par effet gyrotropique [93, 94]. La vitesse critique pour un cœur de vortex peut être définie comme la vitesse à laquelle la valeur de m_z dans le dip atteint -1 . A ce moment le dip se sépare en une paire vortex-antivortex et ce dernier s’annihile avec l’ancien vortex de polarité opposée par l’injection et le déplacement d’un point de Bloch [95]. Il reste alors un seul vortex de polarité opposée au vortex initial (fig IV.18).

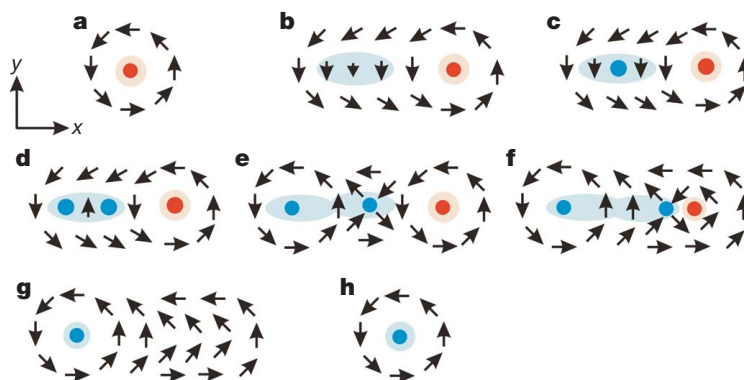


FIG. IV.18: Schéma du renversement de la polarité d’un cœur de vortex. Les deux polarités sont indiquées en bleu et rouge. Figure tirée de [93].

C’est exactement ce qui se passe entre les temps 1.21 et 1.25 ns pour la ATW d’asymétrie positive. La polarité du cœur de vortex final étant opposée à celle de l’ATW d’asymétrie négative, la paroi se déplace par automouvement dans le sens contraire de cette dernière. Cependant la valeur finale de la variation d’angle généralisé est -1.11 ce qui est différent de $\pi/2$. Cela se comprend bien en sommant les différentes contributions des cœurs de vortex. En effet le premier a une polarité $p_1 = -1$ et effectue un déplacement transversal $\Delta y_{c1} \approx -30$ nm ce qui donne une contribution $\Delta\phi_1 \approx 0.2$ rad. De plus le cœur de vortex nucléé à la suite de l’annihilation du premier parcourt une distance transversale de $\Delta y_{c2} = -w/2 - \Delta y_{c1} \approx -200$ nm avec une polarité $p_2 = 1$ d’où une contribution à l’angle généralisé de $\Delta\phi_2 = -1.36$ rad. Par conséquent la variation d’angle total de $\Delta\phi = \Delta\phi_1 + \Delta\phi_2 \approx -1.16$ rad ce qui est en très bon accord avec les valeurs de $\Delta\phi$ trouvées pour la famille de points supérieure pour lesquels un seul événement de retournement de cœur de vortex intervient. La troisième famille de points correspond à celle dont les parois effectuent un déplacement opposé à l’action du STT et ont une variation d’angle généralisé de $\Delta\phi \approx 1.31$ rad. Un exemple de transformation appartenant à cette famille est montré sur la figure IV.21 dans le cas le l’ATW d’asymétrie négative (colonne de droite). Le cœur de vortex est bien injecté au temps $t = 0.55$ ns avec une polarité $p = -1$ et relaxe jusqu’au centre de la piste. Sa contribution à ϕ est donc $\pi/2$. Cependant à partir du temps $t = 1.25$ ns un antivortex intègre la piste, retourne se polarité puis disparaît à $t = 2.29$ ns. Il a donc une contribution à $\Delta\phi$ non nulle. Considérant qu’il parcourt une distance transversale $\Delta y_{c2} \approx +30$ nm, qu’il a une

polarité $p_2 = 1$ mais une vorticité $q_2 = -1$ sa contribution à l'angle généralisé est donc $\Delta\phi_2 \approx -0.2$ rad. Par conséquent on obtient donc une variation d'angle totale de $\Delta\phi \approx 1.36$ rad comme calculé. Cela confirme la validité de l'expression IV.36. De plus à fort courant ou juste au dessus du seuil de transformation des événements plus complexes surviennent comme des doubles retournements (fig IV.21) ou des retournement tardifs (fig IV.22) de cœurs de vortex. Cependant, aussi complexe que la situation peut être, le sens de déplacement ne dépend toujours que de la polarité et du sens de déplacement transversal de cœur de vortex final. Sur la figure IV.19, on a reporté les valeurs de Δq extrapolées à $u = 0$ en fonction de $\Delta\phi$. Elles sont en très bon accord avec l'expression générale de l'Automouvement (eq. IV.30) mais pour une valeur de Δ_T légèrement inférieure celle d'une paroi au repos.

Le processus de retournement d'un cœur de vortex ou d'anti-vortex lorsque son "dip" atteint la polarité opposée est un phénomène connu expérimentalement et théoriquement. Néanmoins dans notre cas il est difficile de comprendre pourquoi en fonction de l'asymétrie de la ATW, pour un même courant appliqué, le cœur se retourne ou pas. Il est certain qu'une fois injecté, ce cœur possède une grande quantité d'énergie (fig IV.10).

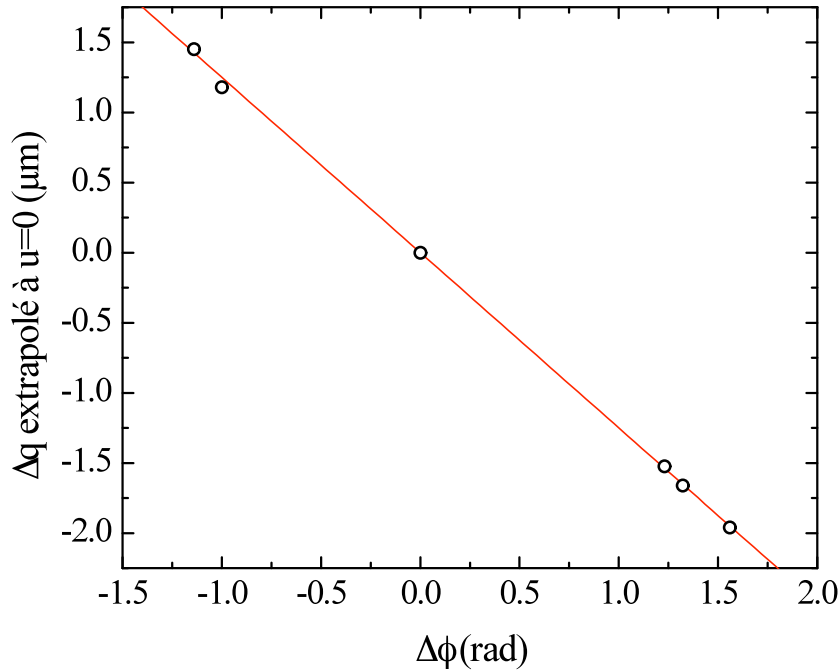


FIG. IV.19: Valeurs numériques du déplacement obtenu lors d'une transformation, extrapolée à courant nul, en fonction de la variation de l'angle généralisé $\Delta\phi$ (points). Ces valeurs sont à comparer à la droite attendue dans le cadre du modèle 1D analytique (ligne rouge) pour $\Delta_T = 25$ nm et $\alpha = 0.02$.

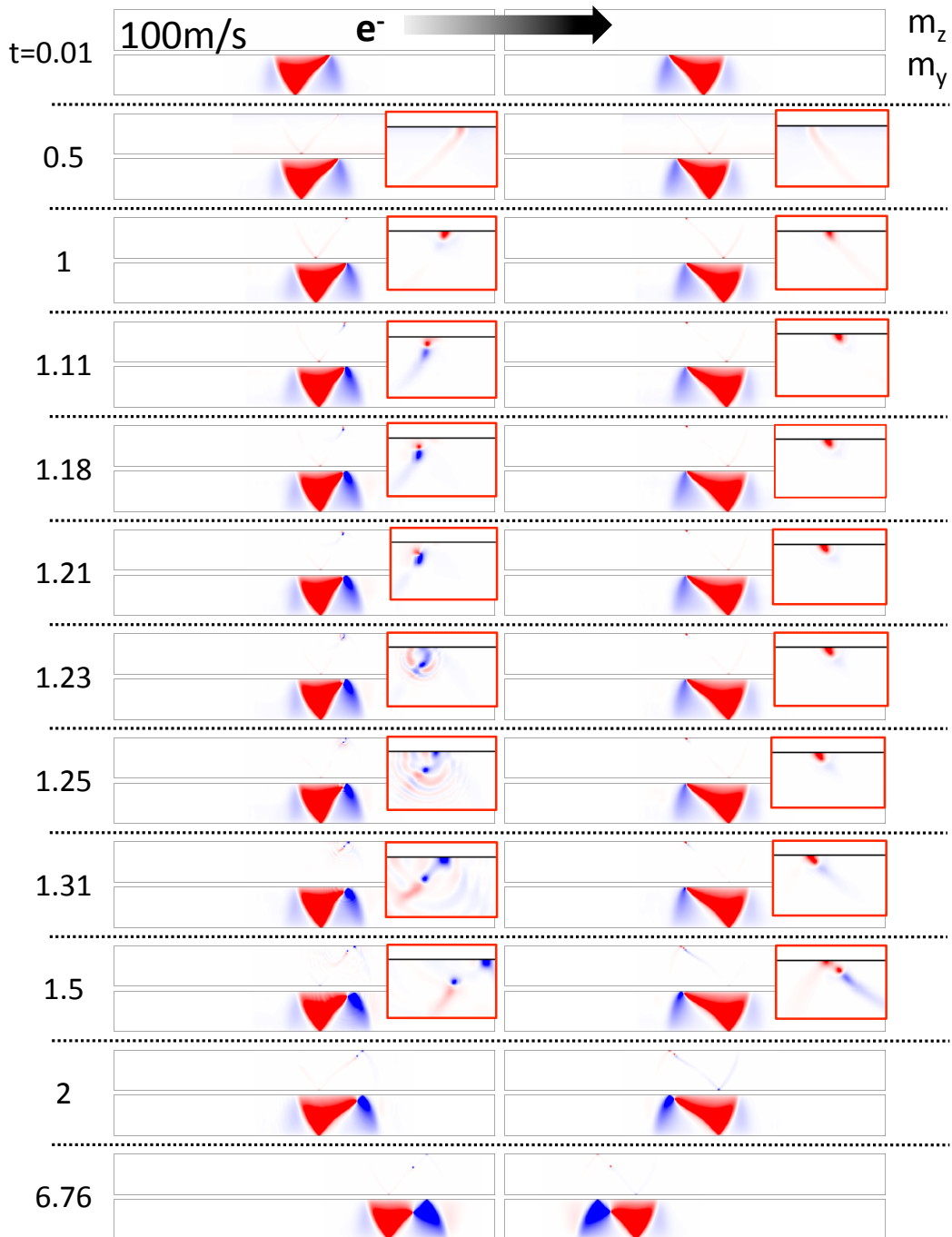


FIG. IV.20: Différentes configurations de la paroi au cours de sa transformation pour une densité de courant de 2.86×10^{12} A/m² (i.e. $u = 100$ m/s pour une polarisation en spin de 0.5). Le sens de dérive des électrons est indiqué par la flèche noire. On représente les composantes m_z et m_y . Les boîtes rouges sont des agrandissements de l'image en m_z .

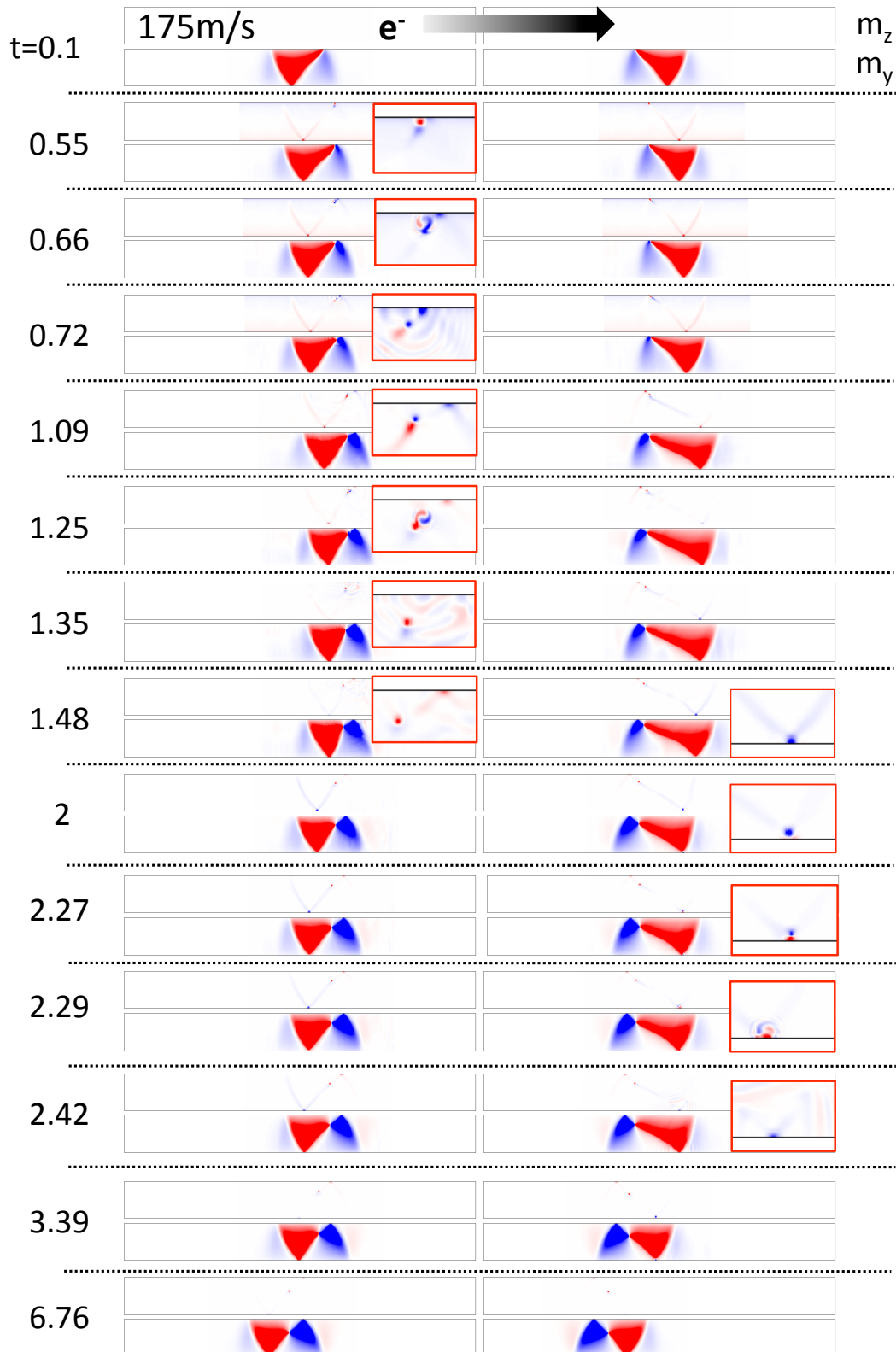


FIG. IV.21: Différentes configurations de la paroi au cours de sa transformation pour une densité de courant de 5×10^{12} A/m² (i.e. $u = 175$ m/s pour une polarisation en spin de 0.5). Le sens de dérive des électrons est indiqué par la flèche noire.

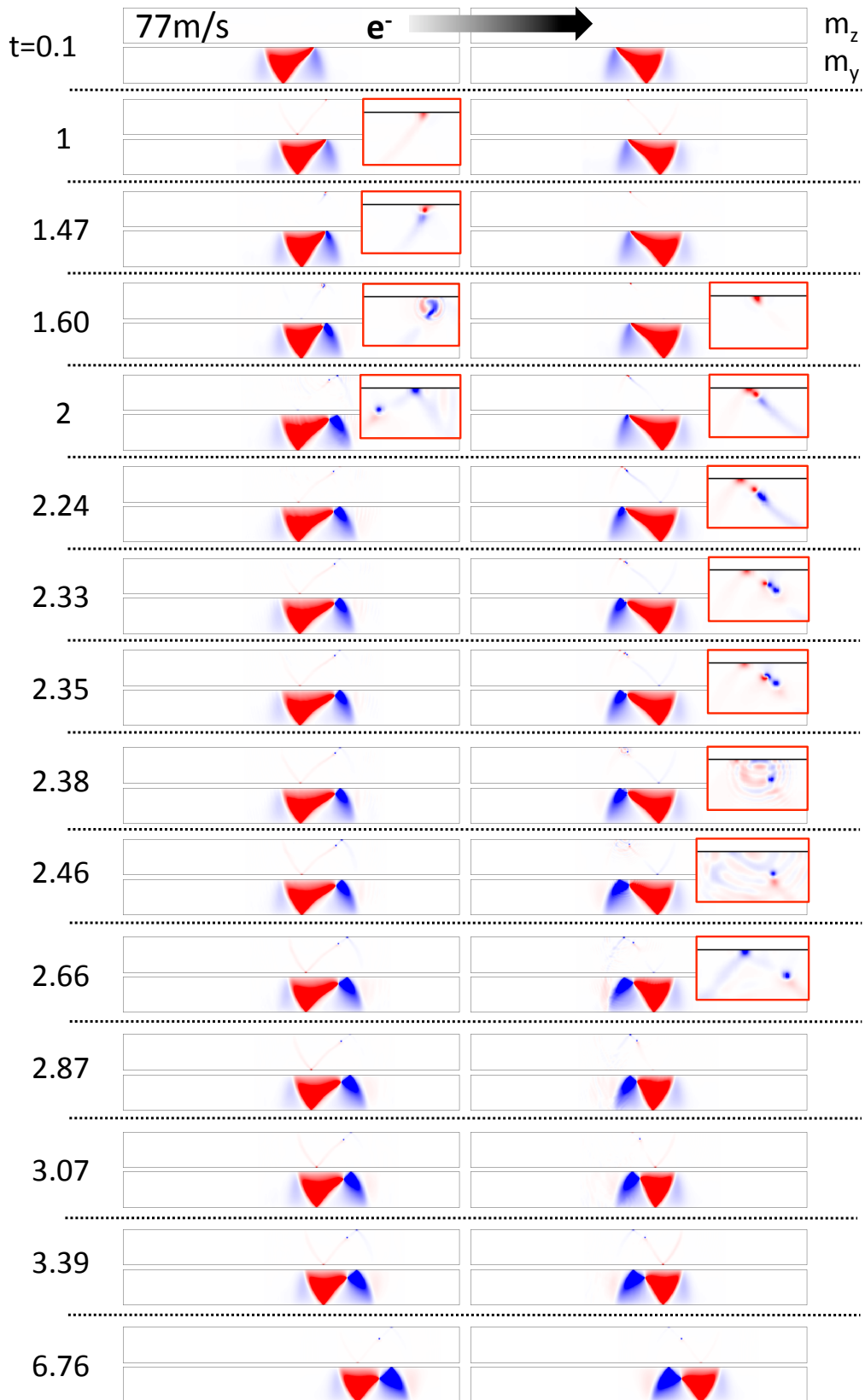


FIG. IV.22: Différentes configurations de la paroi au cours de sa transformation pour une densité de courant de $2.2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ (i.e. $u = 77 \text{ m/s}$ pour une polarisation en spin de 0.5). Le sens de dérive des électrons est indiqué par la flèche noire.

IV.2.4 Automouvement indépendant de l'excitation

Le déplacement par automouvement est un processus de dynamique intrinsèque à la paroi. Par conséquent les conséquences d'une transformation ATW-VW doivent être indépendante du type d'excitation utilisé pour la déclencher.

IV.2.4.1 Transformation par un champ transverse pulsé

Une première manière de déclencher la transformation est d'appliquer un champ magnétique transverse en tous points de la structure. Pour y parvenir, des nanostructures de même taille et en forme de "S" ont été fabriquées. Cependant, pour créer un champ transverse, on utilise le champ d'Ørsted généré par un courant circulant dans une couche d'Al superposée au Py. Pour s'assurer que le moins de courant possible passe dans la couche magnétique, on sépare le Py et l'Al par une couche de SiO. L'empilement est donc le suivant : sub/Pd (3.5nm)/Py (17.5nm)/SiO (10nm)/Al (30nm)/Pd(3.5nm). La figure IV.23 montre le calcul de la composante transverse du champ magnétique généré par un courant d'une densité de 1×10^{12} A/m² dans la couche de Al. La valeur obtenue au centre de la couche de Py est alors loin d'être négligeable, ici : ≈ 18 mT. Remarquons que du fait de la superposition quasi-parfaite de la piste de Al sur celle du Py car déposées en même temps, le champ d'Ørsted est en tous points transverse à la piste, et par conséquent n'est pas moteur pour qu'une paroi se déplace le long de la piste.

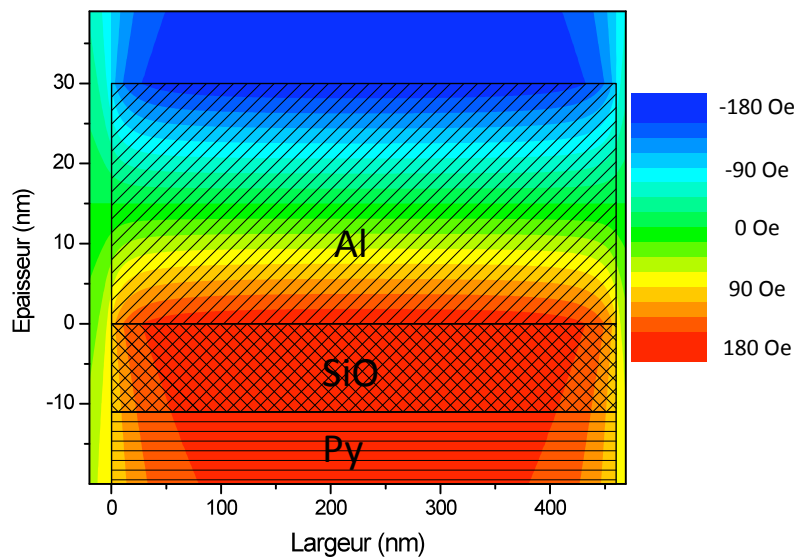


FIG. IV.23: Calcul de la composante transverse du champ d'Ørsted généré par un courant circulant dans la piste de Py. Le code de couleur est indiqué en Oersted.

On prépare alors des ATWs avec la même méthode que dans le paragraphe précédent (fig IV.24 (a) & (b)). On applique ensuite un courant qui génère un champ transverse de l'ordre de plusieurs dizaines de milliTeslas. L'évaluation de ce champ n'est pas aisée car les pistes ont été placées par paire dans les lignes coplanaires et donc l'estimation précise du courant dans chacune des pistes n'est pas évidente. Cependant dans les expériences de la figure IV.24 un champ de 45 mT est une bonne

estimation. Ce champ est appliqué pendant 1 ns. Les ATWs se sont alors transformées en VWs effectuant des déplacements de $1.76 \mu\text{m}$ (fig IV.24 (b)) et $-1.5 \mu\text{m}$ (fig IV.24 (b)). Concernant l'amplitude des déplacements, un comportement exactement similaire à la transformation sous courant est observé. Cependant, il n'est pas possible d'obtenir l'information sur le cœur de vortex car l'épaisseur des couches de SiO et d'Al réduisent fortement la résolution du microscope. Toutefois on note que les deux asymétries des ATW sont opposées au départ.

Ceci prouve bien que l'automouvement n'est pas lié à l'excitation mais est bien un phénomène intrinsèque de la dynamique de paroi.

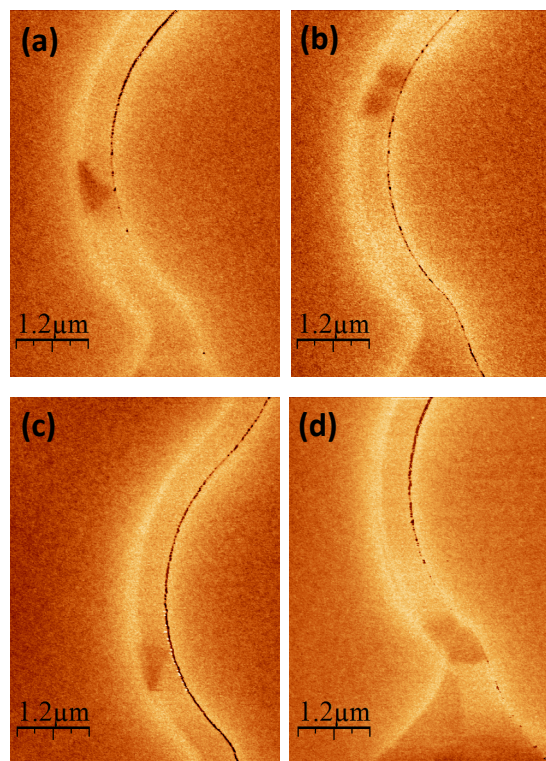


FIG. IV.24: Mise en évidence expérimentale de l'effet d'automouvement dans le cas de transformations ATW-VW induites par un champ magnétique transverse. Des ATWs d'asymétries opposées (a,c) sont transformées par champ transverse de 45 mT en VWs (b,d).

IV.2.4.2 Transformation par la perturbation de la pointe MFM

L'action de la pointe MFM sur la ATW est l'autre manière de déclencher une transformation. En effet, pour faire l'image d'une paroi au MFM il faut interagir avec elle. On est donc susceptible de créer une perturbation assez importante pour faire basculer la ATW vers son état stable (VW). La figure IV.25 met en évidence une telle situation. On commence par faire l'image magnétique de la structure qui présente alors deux parois : une ATW et en aval, une VW (fig IV.25 (a)). Le sens de balayage lent est indiqué par une flèche blanche. Prenant l'image retour, seule la VW reste (fig IV.25 (b)). Il n'y a aucune raison pour que la ATW disparaisse. On

peut en conclure qu'elle s'est transformée en cours d'image, permettant d'avoir les deux états de la paroi sur la même. Aucune excitation (ni champ, ni courant) n'a été appliquée entre les deux images. La seule excitation restante possible est donc la perturbation de la pointe.

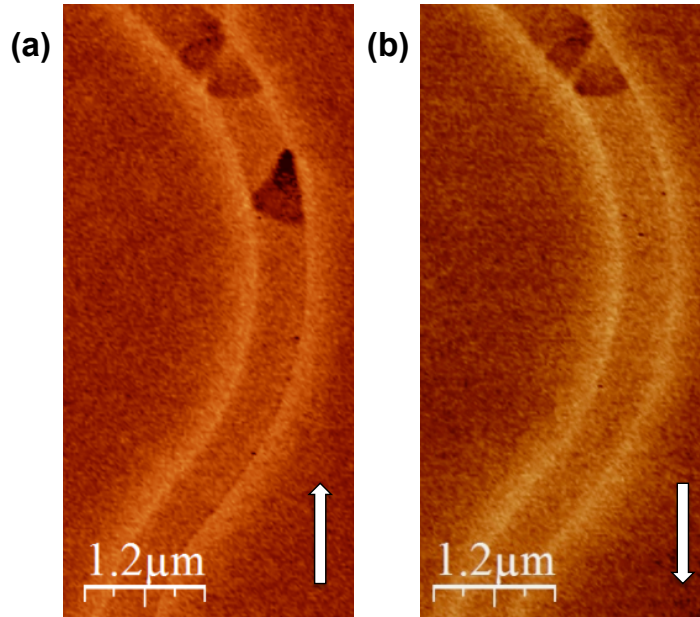


FIG. IV.25: Mise en évidence expérimentale de l'effet d'automouvement dans le cas de transformations ATW-VW induites par la pointe MFM. La première image (a) est prise de bas en haut puis l'image retour (b) de haut en bas. Les flèches blanches indiquent le sens de balayage lent.

Ce phénomène est plus visible sur la figure IV.26. Une première image magnétique de la structure complète est faite (fig IV.26 (a)). Elle présente deux ATWs. On recommence la même image dans le même sens de balayage (fig IV.26 (b)). Alors qu'un changement de contraste brutal est visible au niveau du demi-vortex "hérissé" de la ATW du bas, une VW apparaît en aval de la ATW. Une troisième image (fig IV.26 (c)) est faite après avoir appliqué une impulsion de courant de 3.8×10^{12} A/m² pendant 1 ns. La ATW du haut est alors transformée en VW en effectuant un déplacement par automouvement de $1.2 \mu\text{m}$. La ATW a disparu et la VW s'est déplacée de 470 nm attribué à la seule contribution du transfert de spin (STT).

La seule solution pour la disparition de la ATW du bas sur l'image (b) est qu'elle se soit transformée en VW sous l'action de la pointe MFM en effectuant un déplacement de $1.12 \mu\text{m}$ par automouvement comme dans le cas de la figure IV.25. Pour ces deux expériences de transformation des ATWs en VWs par la pointe MFM, l'amplitude des déplacements obtenus est du même ordre de grandeur que les déplacements obtenus par STT ou par champ magnétique transverse. Dans tous les cas où une transformation déclenchée par la pointe MFM a été observée, on a pu corrélérer l'inclinaison et le sens de déplacement. Cependant il faut faire attention au fait que la paroi en se transformant sous l'action de la pointe MFM évolue dans son

champ magnétique qui tend à diminuer le déplacement puisque l'interaction pointe-échantillon est attractive. Ceci est donc une situation légèrement différente des cas des sections précédentes.

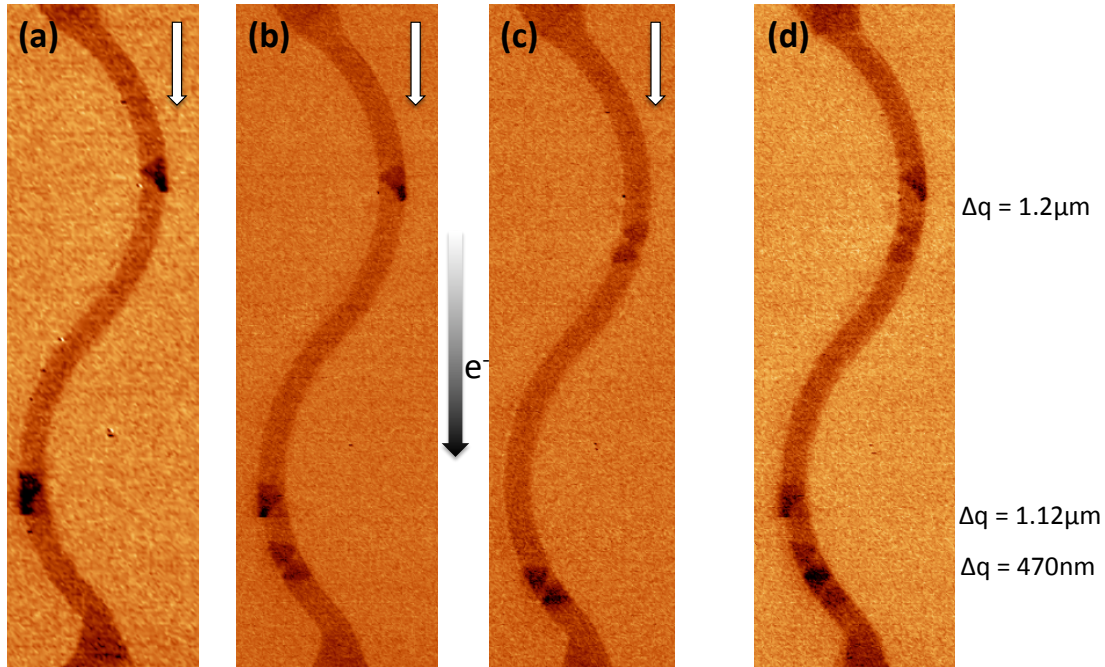


FIG. IV.26: Expérience réunissant trois déplacements de parois stimulés de manières différentes dans une nanopiste de Pd/Py/Pd de 460 nm de large et 17.5 nm d'épaisseur (couche magnétique). (a) image MFM de l'état initial. Au cours de l'image (b) la ATW est transformée en VW par la pointe et effectue un déplacement de $1.12 \mu\text{m}$ par automouvement. Une impulsion de courant de $3.8 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ est appliquée ce qui déclenche la transformation de la ATW du haut et déplace la VW du bas par pur STT (c). (d) est la superposition de (b) et (c) mettant en évidence les trois déplacements. Les flèches blanches représentent le sens lent de balayage du microscope.

La figure IV.26 (d) est la superposition des trois images (a), (b) et (c). Elle compare alors directement trois phénomènes qui peuvent mettre en mouvement une paroi : automouvement induit par une transformation ATW-VW déclenchée par STT ($\Delta q = 1.2 \mu\text{m}$), automouvement induit par une transformation ATW-VW déclenchée par la pointe MFM ($\Delta q = 1.12 \mu\text{m}$) et transfert de spin sur une VW ($\Delta q = 0.47 \mu\text{m}$) qui sera détaillé plus loin.

IV.3 Interaction avec un courant de spin

IV.3.1 Automouvement et Transfert de Spin

Considérant l'effet présenté auparavant (automouvement), il est important de comparer plus en détails le déplacement obtenu par la transformation ATW-VW et

celui dû à l'action du STT, évoqué au paragraphe précédent, aussi bien en amplitude qu'en direction.

IV.3.1.1 Sens du déplacement

Remarquons d'abord que le STT ne met en mouvement la paroi que dans le sens des électrons. Ceci est vrai pour certains matériaux mais n'est pas une généralité comme prouvé dans l'étude [63] mais dans tous les cas le STT est unidirectionnel. La figure IV.27 montre l'action du STT sur une VW : 5 impulsions de courant de 1 ns et d'une densité de -2.2×10^{12} A/m² sont appliquées sur une VW (fig. IV.27 (a)). La paroi effectue un déplacement de 400 nm (fig. IV.27 (b)). Ensuite 5 impulsions de courant de 1 ns et d'une densité de 3×10^{12} A/m² c'est à dire de polarité opposée sont appliquées sur la VW. La paroi effectue alors un déplacement de 400 nm dans la direction opposée (fig. IV.27 (c)).

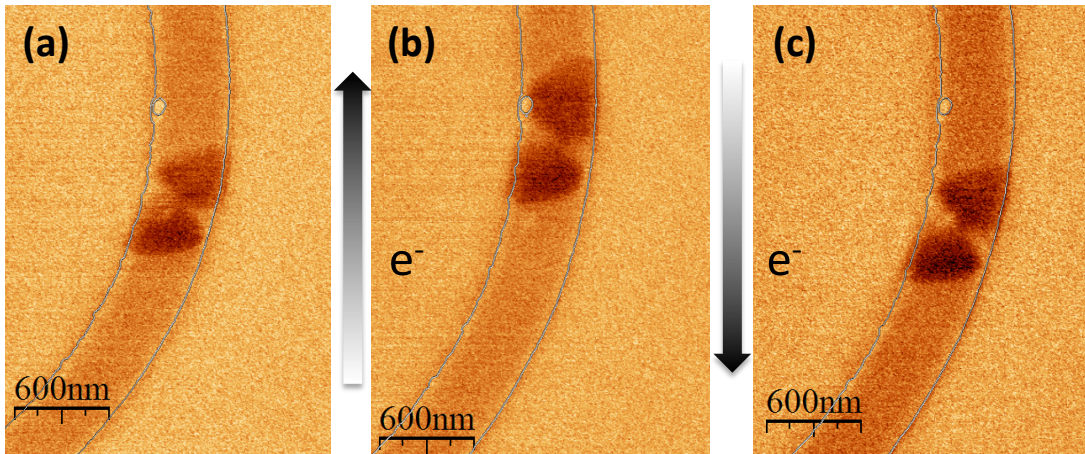


FIG. IV.27: Mise en évidence qualitative de l'effet du STT sur une VW. Une VW (a) est déplacée de 400 nm après 5 impulsions de 1 ns et de -2.2×10^{12} A/m² (b). Puis de 400 nm dans l'autre direction par 5 impulsions de 1 ns et de 3×10^{12} A/m² (c).

Cette expérience ne permet qu'une mise en évidence qualitative du STT car on ne peut pas prouver que les cinq impulsions ont une efficacité équivalente sur la paroi. Effectivement, la présence de centre de piégeage rend l'action du STT stochastique. On peut néanmoins évaluer que la contribution moyenne au déplacement de chacune des impulsions de ce cas serait de 80 nm.

IV.3.1.2 Amplitude du déplacement

L'amplitude du déplacement obtenu par automouvement et celui obtenu par pur transfert de spin ont été expérimentalement observés. Deux comparaisons directes entre ces deux phénomènes ont été effectuées. La première a été mentionnée auparavant (fig IV.26). Une ATW est transformée en VW en effectuant un déplacement de $1.12 \mu\text{m}$ par automouvement alors qu'une VW est déplacée de 470 nm par une même

impulsion de courant de 1 ns et 3.8×10^{12} A/m². Remarquons que la ATW a une asymétrie négative et se déplace dans le sens des électrons avec au final une polarité de cœur de vortex identique à la charge de la paroi. C'est une preuve expérimentale que l'inclinaison de la paroi n'est pas le facteur entièrement déterminant de la transformation.

La figure IV.28 présente la deuxième comparaison directe entre automouvement et STT. Pour cela, une ATW est nucléée (fig IV.28 (a)) puis transformée en VW par une impulsion de 3.8×10^{12} A/m² pendant 1 ns (fig IV.28 (b)). En se transformant, la paroi effectue un déplacement de 1.2 μ m. La même impulsion est de nouveau appliquée sur la VW ainsi obtenue. Elle effectue alors un déplacement de 400 nm soit 3 fois moins que l'automouvement dans ce cas.

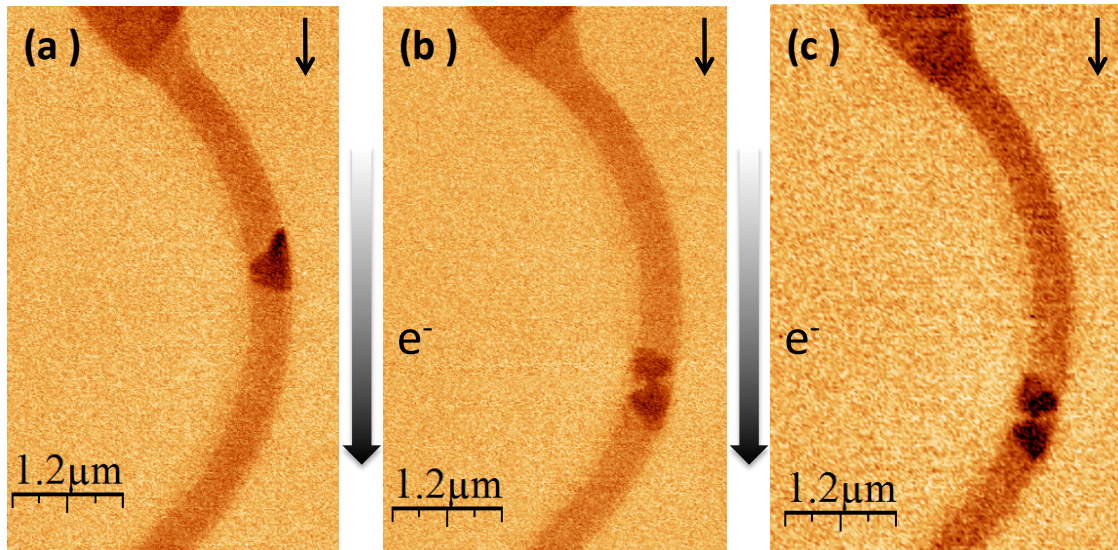


FIG. IV.28: Comparaison expérimentale de l'amplitude de déplacement obtenu par Automouvement ou par STT. Une ATW (a) est transformée en VW (b) après une impulsion de courant de 3.8×10^{12} A/m² pendant 1 ns. Elle effectue alors un déplacement de 1.2 μ m. A cette même paroi est appliquée exactement la même impulsion. Elle se déplace alors de seulement 400 nm (c).

Pour résumer, il a été prouvé expérimentalement que les déplacements obtenus par pur STT, i.e. de VW à VW sont alors de 400 nm et 470 nm tandis que ceux obtenus par transformation ATW-VW sont supérieurs, en moyenne, à 1 μ m, c'est à dire, plus de deux fois supérieur au STT. Par ailleurs, le déplacement dû au pur STT dans le Py n'est que selon le sens des électrons alors que l'automouvement est bipolaire.

IV.3.2 Transfert de spin aux impulsions courtes

Il est maintenant intéressant d'étudier plus précisément le déplacement d'une VW soumise à une impulsion courte de courant, à la lumière de l'automouvement et des expériences présentées précédemment. On applique exactement le même ensemble de paramètres micromagnétiques que celui utilisé pour décrire l'automouvement à

la section IV.2.3. La figure IV.29 (a) présente le déplacement d'une VW dans une piste de 460 nm de large et de 17.5 nm d'épaisseur en fonction de différentes valeurs de β . On applique une impulsion de courant de 1 ns avec des temps de montée et de descente de 100 ps, identique aux expériences. On utilise $u = 133$ m/s ce qui équivaut pour une polarisation en spin du courant $\mathcal{P} = 0.5$ à une densité de courant de 3.8×10^{12} A/m². Pour $\beta = 0.08$, i.e. $\beta = 4\alpha$, l'expérience et les calculs sont en très bon accord quantitatif.

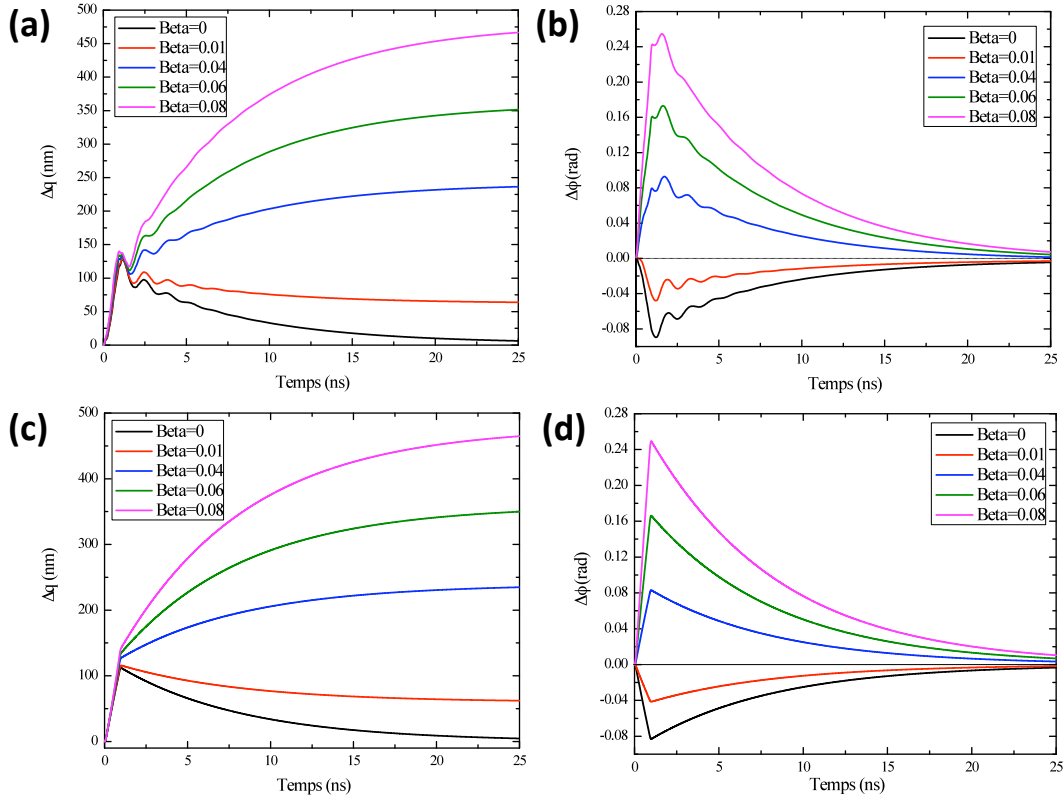


FIG. IV.29: Calculs micromagnétiques de l'action d'une impulsion de courant de 1 ns et de densité 3.8×10^{12} A/m² sur une VW dans une piste de 460 nm de large et 17.5 nm d'épaisseur. La maille utilisée est de $3.68 * 3.68 * 17.5$ nm³. Sont représentés, le déplacement Δq (a) et l'évolution de l'angle généralisé $\Delta\phi$ (b). Dynamique d'une VW dans le cadre du modèle 1D : (c) déplacement et (d) angle généralisé.

L'étude en fonction du paramètre β est aussi effectuée à partir du modèle 1D (§ IV.1.3) qui a déjà été largement utilisé dans les études précédentes. On peut s'interroger sur sa justification lorsqu'il est appliqué à une VW. Toute la difficulté réside dans l'évaluation du terme de champ correspondant à l'anisotropie de configuration H_K . Or, ce terme est responsable de la relaxation de la paroi vers son état d'équilibre en un temps caractéristique τ relié à H_K par :

$$\tau = \frac{1 + \alpha^2}{\alpha\gamma_0 H_K} \quad (\text{IV.37})$$

Interaction avec un courant de spin

Or $\tau = 7.1$ ns pour les VW dans les structures de $460 * 17.5$ nm², donc $\mu_0 H_K \approx 400$ mT.

Le deuxième terme à justifier est la largeur utilisée pour la paroi. Dans le cas de la paroi de Bloch on devrait impliquer la réelle largeur de Bloch $\Delta_B = \sqrt{A/K}$. Cependant, pour une VW dans un matériau comme le Py, cette largeur n'a pas de signification. On utilise donc la largeur de Thiele qui dans notre cas est égale à $\Delta_T = 27$ nm (§ III.1.1.2).

Une fois ces deux grandeurs entrées comme paramètre on obtient le déplacement et la variation d'angle pour une impulsion de 1 ns avec des temps de montée et descente de 100 ps (fig IV.29 (c) & (d)). On remarque alors que les comportements obtenus et les valeurs finales de déplacements sont très similaires à ceux obtenus par l'étude micromagnétique. Les deux études diffèrent seulement par les oscillations observées en micromagnétisme qui sont dues à la déformation de la paroi lors de son déplacement.

L'expression clé du STT est la valeur de la vitesse en régime stationnaire en fonction du courant appliqué i.e. $v = (\beta/\alpha) u$. Le déplacement effectué par la paroi s'obtient alors par l'expression suivante : $q = (\beta/\alpha) \int u(t) dt$. Par configuration cette expression n'est valable qu'une fois que la paroi a atteint son régime stationnaire. Or dans notre configuration, la longueur des impulsions (1 ns) est très courte par rapport au temps caractéristique de la VW (≈ 7 ns). On se trouve donc en plein régime transitoire et il n'y a, par conséquent, aucune raison pour que le déplacement obtenu soit $q = \beta/\alpha \int u(t) dt$. Et pourtant, le tableau IV.2 prouve le contraire. Les valeurs extrapolées à $t = \infty$ et celles attendues dans le régime stationnaire sont réellement très proches.

TAB. IV.2: Valeurs des déplacements obtenus par extrapolation des calculs micromagnétiques comparés aux résultats attendus en régime stationnaire en fonction de la valeur de β pour $\alpha = 0.02$. Les valeurs de déplacements sont données en nm.

β	0	0.01	0.04	0.06	0.08
Δq	0	59.4	238	357.4	477
$\beta/\alpha \int u(t) dt$	0	59.85	239.4	359.1	478.8
modèle 1D	0	59.85	239.4	359.1	478.9

On peut étudier le comportement de la paroi au cours du temps de manière plus précise. On remarque alors (fig IV.29 (a)) qu'au bout de 1 ns, indépendamment de la valeur de β , les VWs ont toutes parcouru le même chemin, i.e. ≈ 133 nm. Ceci n'a rien d'étonnant. La durée de 1 ns étant très courte devant le temps caractéristique de la paroi, elle peut être considérée comme se déplaçant à sa vitesse initiale. Or il a été montré [84] que la vitesse initiale d'une paroi soumise à une marche de courant est :

$$v_{ini} = \frac{1 + \alpha\beta}{1 + \alpha^2} u \quad (\text{IV.38})$$

C'est à dire, comme dans le Py le coefficient d'amortissement α et le terme β sont faibles $\approx 10^{-2}$: $v_{ini} \approx u$. Toute la différence se fait alors après la fin de l'impulsion. En effet, d'après l'équation IV.24, pendant l'impulsion de courant, la paroi emmagasine une variation d'angle généralisé $\Delta\phi_{STT}$ telle que :

$$\Delta\phi_{STT} = \frac{\beta - \alpha}{1 + \alpha^2} \cdot \frac{1}{\Delta_T} \cdot \int u(t)dt \quad (IV.39)$$

Les figures IV.29 (b) & (d) montrent la variation d'angle généralisé dans le cas d'un calcul micromagnétique et du modèle 1D respectivement. La valeur de $\Delta\phi$ (0.243 rad) à $t = 1$ ns pour $\beta = 0.08$ est très proche de celle calculée de la contribution du STT à savoir : $\Delta\phi_{STT} = 0.266$ rad pour une largeur de Thiele $\Delta_T = 27$ nm. Remarquons que le sens de variation de $\Delta\phi_{STT}$ est fixé par le signe de $\beta - \alpha$. Le courant excentre donc le cœur de vortex d'une valeur de ≈ 35 nm. A la fin de l'impulsion il doit alors relaxer vers le centre de la piste c'est à dire que la paroi subit une variation d'angle de $\Delta\phi = 0.26$ rad. Ceci induit, par automouvement, un déplacement $\Delta q = 351$ nm. Additionné à l'effet initial du STT, on retrouve une valeur de déplacement finale de 484 nm qui correspond à la valeur finale obtenue par le calcul micromagnétique. La figure IV.30 et le tableau IV.3 présentent les résultats des calculs micromagnétiques dans le cas où la longueur de l'impulsion a été changée. Toujours sur une VW dans une nanopiste de 460×17.5 nm³, on applique cette fois-ci une impulsion de courant dont l'amplitude correspond à $u = 35$ m/s. On note alors que le constat pour $u = 133$ m/s tient toujours. C'est à dire que pour les 5 impulsions, l'amplitude finale du déplacement correspond à celle attendue dans le régime stationnaire. De plus, on compare aussi la valeur du déplacement à la fin de l'impulsion avec la valeur attendue pour une paroi avançant à la vitesse u . On remarque que plus l'impulsion est longue et plus ces deux valeurs diffèrent. Ceci est bien en adéquation avec le fait qu'on ne peut plus considérer que le système est excité à sa vitesse initiale.

Par conséquent, la raison pour laquelle la valeur de déplacement du régime stationnaire est obtenue même pour des impulsions de courant appliquées dans le régime transitoire est que la paroi se déformant sous l'action du courant, restitue la variation d'angle emmagasiné et finit son déplacement par automouvement. La droite $q = (\beta/\alpha) \int u(t)dt$ tracée sur la figure IV.31 est alors justifiée.

Finalement, d'après les considérations précédentes, remarquons que la notion de vitesse est délicate. La définition de la vitesse de paroi comme $v = (\beta/\alpha)u$ n'est pas juste dans le cas d'impulsions de longueurs inférieures au temps caractéristiques de paroi. En effet, dans le cas d'une impulsion de 1 ns sur une VW, celle dernière ne se déplace jamais plus vite de u . Ceci a des conséquences directes sur la vitesse des parois dans des dispositifs. Effectivement, imaginons que l'on désire renverser l'aimantation d'un élément (par exemple GMR) par déplacement d'une paroi sous courant de spin. Alors la vitesse de commutation d'un état à l'autre sera gouverné par la vitesse réelle de la paroi et non par sa vitesse apparente ($\Delta q/\Delta t$). Or notre cas, il y a un facteur ≈ 4 entre les deux grandeurs.

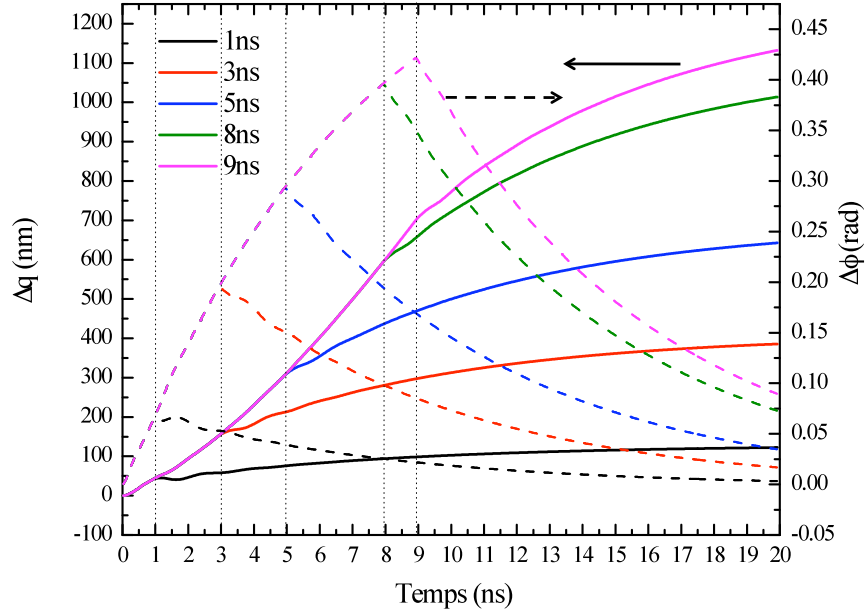


FIG. IV.30: Calculs micromagnétiques de l'action d'impulsions de courant de 1, 3, 5, 8 et 9 ns et de densité 1×10^{12} A/m² ($u = 35$ m/s) sur une VW dans une piste de 460 nm de large et 17.5 nm d'épaisseur avec $\beta = 0.08$ et $\alpha = 0.02$. La maille utilisée est de $3.68 \times 3.68 \times 17.5$ nm³. Sont représentés, le déplacement Δq (trait plein) et l'évolution de l'angle généralisé $\Delta\phi$ (pointillés).

Temps (ns)	1	3	5	8	9
Déplacement extrapolé (nm)	126.3	407.4	687.6	1107.5	1248.6
$\beta/\alpha \int u(t)dt$ (nm)	126	406	686	1106	1246
Fin impulsion (nm)	42.04	154.7	307.3	598.34	704.3
$\int u(t)dt$ (nm)	31.5	101.5	171.5	276.5	311.5

TAB. IV.3: Valeurs des déplacements obtenus par extrapolation des calculs micromagnétiques comparés au résultats attendus en régime stationnaire en fonction de la longueur de l'impulsion pour $\alpha = 0.02$ et $\beta = 0.08$. Ces valeurs sont à comparer à celles attendue dans le régime stationnaire. Les valeurs de déplacements sont données en nm.

IV.4 Résumé

Dans ce chapitre, après avoir fait l'état de l'art et un rappel général sur la physique du transfert de spin ainsi que sa description par les deux modèles actuels (micromagnétisme et modèle 1D), le couplage entre une variation d'angle généralisé et une variation de position d'une paroi de domaines magnétiques a été mis en évidence. C'est à dire qu'une paroi est mise en mouvement par la déformation ou la transformation de sa structure interne. Ceci est une vieille idée, jadis appelée *automouvement* dans les expériences de déplacement par précession dans des films continus à aimantation perpendiculaire. Nous avons alors repris cette idée dans les nanopistes et montré l'influence que ce phénomène peut avoir sur la dynamique de paroi dans le cadre actuel du *transfert de spin*.

L'expression analytique de l'automouvement sort naturellement des équations maîtresses de la dynamique de paroi. Définissant alors un angle généralisé pour tout type de distribution magnétique, on met en évidence l'impact d'une transformation de paroi (ATW-VW) sur son déplacement.

On s'est alors placé dans cette configuration pour montrer expérimentalement par microscopie à force magnétique (MFM) l'influence de l'automouvement dans les systèmes actuellement utilisés pour l'étude du transfert de spin.

Le premier point était de démontrer l'existence de ce phénomène dans une nanopiste de Py. Le cas d'une transformation ATW-VW est une bonne configuration pour une telle étude puisque, tout d'abord, ce type de transformation est couramment observé dans les différentes études reportées à ce jour. Deuxièmement, on est alors en présence d'un système à deux niveaux d'énergie pour lesquels les angles généralisés sont bien définis. La variation d'angle pour une telle transformation est alors connue et on peut estimer le déplacement attendu, c'est à dire quantifier expérimentalement l'automouvement.

La ATW étant fortement métastable dans nos systèmes, la transformation a été déclenchée de trois façons différentes : par courant, par champ magnétique et sous l'influence de la pointe du MFM. Dans tout les cas cette transformation a eu pour conséquence le déplacement de la paroi ce qui met clairement en évidence le caractère intrinsèque de cette dynamique.

Les transformations déclenchées par courant sont d'un intérêt particulier car elles permettent alors de comparer directement *transfert de spin* et *automouvement*. Il apparaît alors que, expérimentalement, non seulement le déplacement induit par une transformation (ATW-VW) est bien plus important que celui d'un simple déplacement de VW sous courant mais qu'aussi il est indépendant du sens des électrons. Contrairement au STT, il dépend simplement des configurations initiale et finale précises des parois. Par champ magnétique et sous l'influence de la pointe MFM, on retrouve des résultats similaires.

On s'est alors intéressé aux mécanismes de transformation et de déplacement de parois sous courant plus en détails. On note alors que la transformation est plus complexe qu'une simple nucléation de cœur de vortex. Tout d'abord, une certaine corrélation (mais pas générale) entre l'inclinaison de la ATW et la polarité finale du cœur de vortex de la VW semble être observée aussi bien dans les expériences que dans les calculs micromagnétiques. De manière générale, la polarité du cœur

à l'injection est fixée par le STT, mais dans le cas d'une asymétrie positive il se retourne au bout d'un temps relativement court. Ce phénomène est constaté mais pas encore expliqué. De plus, aux impulsions extrêmes, d'autres phénomènes interviennent comme des double retournements de cœur ou des injection et annihilation d'anti-vortex. Dans tous les cas ces phénomènes cassent la quantification de la variation de l'angle ϕ .

A la lumière de l'automouvement, il a été important de comparer directement les transformations et le déplacement d'une VW. Le comportement d'une VW sous impulsion de courant a donc été détaillé numériquement. L'observation principale est que, même si l'impulsion de courant excite la paroi dans son régime transitoire, il est possible d'appliquer les relations du régime stationnaire pour le déplacement final. La raison est alors reliée à l'automouvement. En effet, pendant l'impulsion, la paroi emmagasine du " ϕ " en se déformant qu'elle restitue sous forme de déplacement lors de la relaxation du cœur de vortex vers le centre de la piste. Il est alors intéressant de remarquer que la notion de vitesse est dangereuse car dans ce cas la paroi ne bouge jamais plus vite que u . Cependant, au final, on peut appliquer la relation $q = \beta/\alpha.u.\tau$.

La figure IV.31 est un résumé des expériences et des calculs effectués dans ce chapitre. Elle met clairement en évidence les différences entre la dynamique intrinsèque de paroi (automouvement) et celle due au transfert de spin.

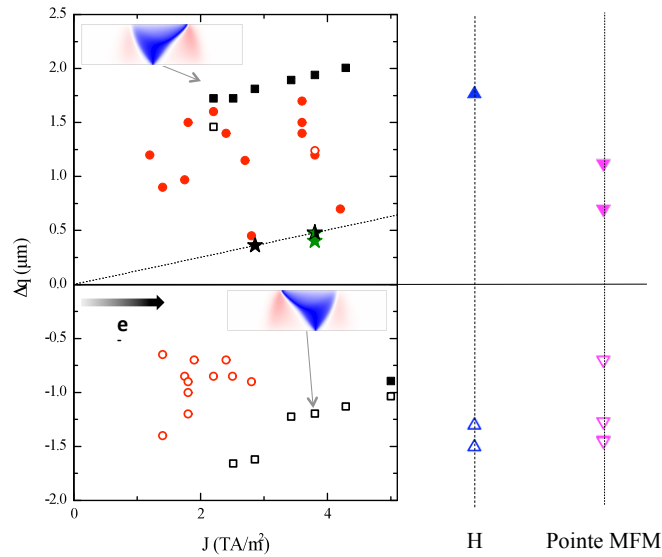


FIG. IV.31: Superposition des résultats de STT pur (étoiles) expérimentaux (couleur) et calculés (noir). La ligne en pointillés représente le déplacement attendu dans le cadre du modèle 1D i.e. : $\Delta q_{STT} = \beta/\alpha. \int u dt$

Ce travail n'étant que la mise en évidence du phénomène, les perspectives sont vastes. Il faut en premier augmenter la statistique pour s'abstraire des problèmes de piégeage. Ceci ne pourra être obtenu en utilisant la MFM qui n'est absolument pas adaptée à ce genre d'étude. En revanche, on pourrait penser à une expérience XMCD-PEEM dans laquelle un "peigne" de nanostructures serait réalisé ce qui permettrait d'imager un grand nombre de résultats en 1 coup. Cependant le but

de cette expérience serait simplement l'étude statistique de l'amplitude et du sens de déplacement car il ne serait alors pas possible d'avoir accès à la composante perpendiculaire et planaire en une seule image.

La deuxième étude concernerait le déplacement d'une VW en fonction de la longueur de l'impulsion de courant suivant qu'on se trouve au-dessus ou en-dessous du temps caractéristique de la paroi. Le chauffage de la structure étant modifié par la longueur de l'impulsion, le problème principal d'une telle expérience est la comparaison directe des valeurs obtenues.

Conclusion et Perspectives

Au cours de ce travail, nous nous sommes intéressés à la distribution d'aimantation de nanopistes magnétiques à anisotropie planaire de deux alliages de Ni différents : le NiPd et le NiFe (Py). Trois sujets expérimentaux, confortés par des calculs micromagnétiques, ont été menés.

Le premier concerne l'exploration de la surprenante distribution d'aimantation dans l'alliage de NiPd. Ce travail a été initié par des images de microscopie à force magnétique (MFM) dont le contraste exhibait les caractéristiques de structures dominées par une composante d'anisotropie transverse. Le MFM démontrant alors ses limites en matière d'exploration de nouvelles distributions d'aimantation, une étude d'imagerie directe a été réalisée en utilisant le XMCD-PEEM. Non seulement, une étude en fonction de la largeur et l'épaisseur a été faite mais aussi en fonction de la température. Cela a confirmé alors notre principale hypothèse concernant les causes de ce comportement : le couplage magnétostrictif entre l'aimantation et les déformations liées à la relaxation de contraintes thermiques aux bords de la nanostructures. Afin de simuler les distributions observées sur la base de nos hypothèses, un calcul de déformations a été entrepris. La carte d'anisotropie obtenue a montré que l'anisotropie magnétique est un phénomène secondaire par rapport à l'anisotropie perpendiculaire, et seulement localisée en bord de piste. Les différents calculs micromagnétiques effectués ont permis alors de retrouver la distribution en *weak stripes*. En revanche l'anisotropie reste trop faible pour expliquer la distribution transverse systématiquement observée. De plus, des premières études dynamiques ont été effectuées sous l'influence dominante du champ d'Oersted. Elles montrent les difficultés techniques qui va falloir résoudre pour réaliser des études de dynamique par transfert de spin (dépassement de la température de Curie, génération de champ d'Oersted...).

Le deuxième sujet a concerné l'étude statique et quasi-statique de parois de domaines magnétiques dans des nanopistes de matériaux doux, ici le permalloy (Py). Dans un premier temps le contraste magnétique obtenu par MFM pour les différents types de parois observées (VW, ATW) a été décrit de manière précise. Puis une technique d'analyse de leurs propriétés quasi-statiques a été proposée. Elle est basée sur la détection des parois par magnétorésistance anisotrope dans des anneaux de Py soumis un champ magnétique tournant dans le régime quasi-statique. Dans un cas parfait, cette technique nous permettrait d'obtenir le champ de propagation de différentes familles de parois en fonction de la déformation induite par la partie transverse du champ magnétique. Cependant, les contacts électriques nécessaires à la mesure semblent affecter fortement. En effet, l'étude du signal a montré que seules les parois asymétriques transverses étaient observées. Dès qu'elles se transforment

en parois vortex, elles sont piégées par les contacts. Leur champ de propagation ainsi que le caractère stochastique du système ont pu être étudiés.

Enfin, la troisième étude a été dédiée à la dynamique de parois, en particulier, la mise en évidence et l'influence de la dynamique intrinsèque dans le déplacement de parois sous courant de spin. On a montré, expérimentalement, le déplacement d'une paroi suite à son changement de configuration, que nous avons appelé *automouvement*. L'importance de ce phénomène, déjà observé dans des configurations particulières, a alors été démontrée pour la première fois dans les systèmes utilisés pour l'étude du transfert de spin. L'expérience a été réalisée par MFM, dans le cadre du transfert d'une ATW en VW déclenchée par une impulsion de courant. Dans ce cas de figure, la variation d'angle généralisé, pour une transformation continue, est connue ($\pi/2$). On peut alors comparer le déplacement obtenu par rapport à celui attendu. On trouve finalement un très bon accord sur le comportement général du système. Quantitativement, les déplacements observés expérimentalement sont inférieurs à ceux prédits par les calculs micromagnétiques ce qui est principalement dû à la présence de piégeage. Des transformations de parois déclenchées de manières différentes (champ magnétique transverse, influence de la pointe MFM) ont attesté du caractère intrinsèque de cette dynamique. A la lumière de cet effet, le déplacement d'une paroi de domaine soumise à une impulsion de courant a été ré-analysé. On montre alors que pour une VW standard, une impulsion de courant de 1 ns, bien en-dessous du temps caractéristique de la paroi, ne lui permet pas d'atteindre sa vitesse stationnaire. Au bout de l'impulsion, la paroi a alors parcouru une distance seulement égale à $\approx u\tau$. Cependant, le courant a déformé cette paroi en excentrant le cœur de vortex qui finalement relaxe vers le centre une fois l'impulsion finie. Cela est alors équivalent à une variation d'angle et par conséquent un déplacement (par automouvement). La valeur finalement atteinte correspond alors à $(\beta/\alpha) u\tau$, qui donnerait alors une vitesse apparente identique à celle du régime stationnaire : $(\beta/\alpha) u$. toutefois dans cette expérience, la paroi n'a jamais voyagé plus vite que u . Ces études montrent alors que des précautions sont à prendre quand la dynamique de paroi inclut sa déformation. Remarquons pour finir que l'absence d'automouvement, par exemple pour un cœur de vortex bloqué ou des impulsions successives répétées avec une fréquence d'échantillonnage courte, induirait forcément la conclusion : $\beta = \alpha$. Cette valeur a été obtenue dans plusieurs études expérimentales [48, 57, 65, 76, 79] et prise à la lettre. Notre étude montre qu'il faut être plus prudent avant de tirer de telles conclusions.

Le cadre général de ce travail est la manipulation des textures et des parois magnétiques par un courant électrique. Les nanostructures de NiPd ouvrent la voie vers l'étude du transfert de spin dans un alliage dont l'un des principaux constituant exhibe un fort couplage spin-orbite : *le palladium*. Remarquons que l'anisotropie transverse reste quantitativement inexplicée. Le palladium pourrait-il en être le responsable? Des images magnétiques de nanostructures de nickel pur amorceraient la réponse. Quoiqu'il en soit, les caractéristiques particulières de cet élément (*presque* magnétique) peuvent laisser supposer un comportement dynamique intéressant. Les perspectives de cette étude sont clairement le déplacement de parois dans cet alliage et l'étude de l'effet du palladium sur l'efficacité du terme non-adiabatique, une fois les difficultés techniques résolues. Nous avons déjà montré qu'à basses températures

l'anisotropie transverse se renforçait. La largeur des parois doit alors varier avec la température. On pourrait alors envisager une mesure des paramètres de transfert de spin en fonction de cette largeur pour une même paroi. Des études ont déjà montré les différences de comportement entre des parois vortex et des parois asymétriques transverses. Il serait alors possible de faire une étude en variant la largeur de manière continue sans pour autant atteindre la limite du transfert de spin "réellement" non adiabatique décrit dans la référence [60].

Les deux autres études étant liées, leurs perspectives sont communes. Le résultat principal est l'influence de la dynamique intrinsèque d'une paroi sur le transfert de spin. Deux directions sont à envisager. La première est la mesure de l'automouvement dans des nanopistes à aimantation perpendiculaire. Les parois dans ces systèmes sont des parois de Bloch ou de Néel. Le passage d'une ligne dans ces parois équivaut à un changement d'angle de π et par conséquent un déplacement devrait être observé. Ces systèmes étant de plus en plus étudiés (GaMnAs, CoNi), de tels résultats devraient avoir un impact important. La difficulté majeure est l'observation précise des différentes configurations de parois. La deuxième direction est évidemment la mesure résolue en temps de la transformation et par conséquent de l'automouvement. La difficulté principale est que seules des expériences de stroboscopie sont pour le moment envisageables. Toutefois, pour les expériences de transformation, la difficulté sera la renucléation de l'état de départ (même position, même configuration).



Bibliographie

- [1] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange, *Phys. Rev. B* **39**(7), 4828 (1989).
- [3] K. Babcock, D. M., M. S., and E. V., *Mat. Res. Soc. Symp.* **355**, 313 (1995).
- [4] A. Hubert, W. Rave, and S. Tomlinson, Imaging magnetic charges with magnetic force microscopy, *Phys. Stat. Sol. (b)* **204**, 817 (1997).
- [5] J. Garcia, A. Thiaville, J. Miltat, K. Kirk, J. Chapman, and F. Alouges, Quantitative interpretation of magnetic force microscopy images from soft patterned elements, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 656 (2001).
- [6] F. Brisset, *Microscopie électronique à balayage et Microanalyse*, EDP sciences, Les Ulis, 2006.
- [7] S. Yasin, M. Khalid, and H. G., Reduction in Roughness of Resist Features in PMMA due to the Absence of a Rinse, *Jap. J. of Appl. Phys.* **43**, 6984 (2004).
- [8] A. Richardt and I. Richardt, *Les évaporations sous vide*, In fine, Paris, 2000.
- [9] J. Stohr and H. Siegmann, *Magnetism, from fundamentals to nanoscale dynamics*, Springer Verlag, Berlin, 2006.
- [10] W. Kuch, *Imaging magnetic microspectroscopy*, Springer Verlag, Berlin, 2003.
- [11] C. T. Chen, F. Sette, Y. Ma, and S. Modesti, Soft-x-ray magnetic circular dichroism at the $L_{2,3}$ edges of nickel, *Phys. Rev. B* **42**(11), 7262 (1990).
- [12] N. Bergeard, Thèse Université Paris Sud, Orsay, 2010.
- [13] J. Smit, Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures, *Physica* **16**, 612 (1951).
- [14] L. Berger, Influence of spin-orbit interaction on the transport processes in ferromagnetic nickel alloys, in the presence of a degeneracy of the $3d$ band, *Physica* **30**, 1141 (1964).
- [15] I. Campbell, A. Fert, and J. Jaoul, The spontaneous resistivity anisotropy in Ni-based alloys, *J. of Phys C/ supp. Metal Physics* **1**, S95 (1970).
- [16] F. Gardiol, *Microstrip Circuits*, Wiley-Interscience Publication, New York, 1994.
- [17] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains*, Springer Verlag, Berlin, 1998.

-
- [18] H. Hurdequint, FMR studies of single Fe layers sandwiched by Ag, *J. Magn. Magn. Mat.* **93**, 336 (1991).
- [19] H. Hurdequint, FMR studies of ultrathin permalloy layers sandwiched by Al₂O₃, *J. Magn. Magn. Mat.* **242**, 521 (2002).
- [20] H. Hurdequint, non-publié.
- [21] C. G. Shull and Y. Yamada, Neutron Diffraction Study of Magnetic Materials, *J. Phys. Soc. Jap.* **17**(Supplement B-III), 1 (1962).
- [22] H. A. Mook, Magnetic Moment Distribution of Nickel Metal, *Phys. Rev.* **148**, 495 (1966).
- [23] R. M. Moon, Distribution of Magnetic Moment in Hexagonal Cobalt, *Phys. Rev.* **136**, A195 (1964).
- [24] L. Dobrzynski, R. J. Papoular, and M. Sakata, Internal Magnetization Density Distribution of Iron and Nickel by the Maximum Entropy Method, *J. Phys. Soc. Jap.* **65**, 255 (1996).
- [25] J. Friedel, *Electronic structure of the d-band. Its role in the crystalline and magnetic structures.*, Cambridge University Press, Cambridge, 1969.
- [26] W. Brown, Jr., *Micromagnetics*, Interscience Publishers, New York, 1963.
- [27] A. Aharoni, Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms, *J. Appl. Phys.* **83**, 3432 (1998).
- [28] D. Weller, J. Stöhr, R. Nakajima, A. Carl, M. G. Samant, C. Chappert, R. Mégy, P. Beauvillain, P. Veillet, and G. A. Held, Microscopic Origin of Magnetic Anisotropy in Au/Co/Au Probed with X-Ray Magnetic Circular Dichroism, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3752 (1995).
- [29] P. Bruno, Tight-binding approach to the orbital magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy of transition-metal monolayers, *Phys. Rev. B* **39**, 865 (1989).
- [30] C. Chappert, K. L. Dang, P. Beauvillain, H. Hurdequint, and D. Renard, Ferromagnetic resonance studies of very thin cobalt films on a gold substrate, *Phys. Rev. B* **34**, 3192 (1986).
- [31] A. Biehler, M. Kläui, M. Fonin, C. König, G. Güntherodt, and U. Rüdiger, Domain structures and the influence of current on domains and domain walls in highly spin-polarized CrO₂ wire elements, *Phys. Rev. B* **75**, 184427 (2007).
- [32] C. Hassel, F. M. Römer, R. Meckenstock, G. Dumpich, and J. Lindner, Magnetization reversal in epitaxial Fe nanowires on GaAs(110), *Phys. Rev. B* **77**, 224439 (2008).
- [33] T. Jungwirth, J. Sinova, J. Mašek, J. Kučera, and A. H. MacDonald, Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 809 (2006).
- [34] M. Hansen, *Constitution of binary alloys*, McGraw-Hill Book company, inc., New York, 1958.
- [35] C. Feuillet-Palma, T. Delattre, P. Morfin, J. M. Berroir, G. Feve, D. C. Glattli, B. Placais, A. Cottet, and T. Kontos, *Phys. Rev. B* **81**(11) (2010).
- [36] I. Petković and M. Aprili, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 157003 (2009).

BIBLIOGRAPHIE

- [37] I. Petković, M. Aprili, S. E. Barnes, F. Beuneu, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **80**, 220502(R) (2009).
- [38] P. Flanders and C. Graham, DC and low-frequency magnetic measuring techniques, *Rep. Prog Phys* **56**, 431 (1993).
- [39] I. Beardsley, Reconstruction of the magnetization in a thin-film by a combination of lorentz microscopy and external-field measurements, *IEEE Trans. Magn.* **25**, 671 (1989).
- [40] R. Cowburn, D. Koltsov, A. Adeyeye, and M. Welland, *J. Appl. Phys.* **87**, 7067 (2000).
- [41] N. Vukadinovic, M. Labrune, J. B. Youssef, A. Marty, J. C. Toussaint, and H. Le Gall, Ferromagnetic resonance spectra in a weak stripe domain structure, *Phys. Rev. B* **65**, 054403 (2001).
- [42] Y. Nakatani, A. Thiaville, and J. Miltat, Head-to-head domain walls in soft nano-strips : a refined phase diagram, *J. Magn. Magn. Mat.* **290-291**, 750 (2005).
- [43] A. Thiaville and Y. Nakatani, *Spin dynamics in confined magnetic structures III*, Topics in applied physics, volume 101, Springer Verlag, Berlin, 2006.
- [44] M. Laufenberg, D. Bedau, H. Ehrke, M. Kläui, U. Ruediger, D. Backes, L. J. Heyderman, F. Nolting, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, T. Kasama, R. E. Dunin-Borkowski, S. Cherifi, A. Locatelli, and S. Heun, Quantitative determination of domain wall coupling energetics, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 212510 (2006).
- [45] O. Tchernyshyov and G. Chern, Fractional Vortices and Composite Domain Walls in Flat Nanomagnets, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 197204 (2005).
- [46] N. Schryer and L. Walker, *J. Appl. Phys.* **45**, 5406–5421 (1974).
- [47] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. Rothman, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, and E. Cambril, Domain Wall Pinning in Narrow Ferromagnetic Ring Structures Probed by Magnetoresistance Measurements, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 097202 (2003).
- [48] M. Hayashi, L. Thomas, Y. B. Bazaliy, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang, and 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.* **96**, 197207 (2006).
- [49] U. Ebels, A. Radulescu, Y. Henry, L. Piraux, and K. Ounadjela, Spin Accumulation and Domain Wall Magnetoresistance in 35 nm Co Wires, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 983 (2000).
- [50] L. Berger, Exchange interaction between ferromagnetic domain wall and electric current in very thin metallic films, *J. Appl. Phys.* **55**, 1954 (1984).
- [51] P. P. Freitas and L. Berger, Observation of s-d exchange force between domain walls and electric current in very thin Permalloy films, *J. Appl. Phys.* **57**, 1266 (1985).
- [52] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo, Real-Space Observation of Current-Driven Domain Wall Motion in Submicron Magnetic Wires, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 077205 (2004).

-
- [53] N. Vernier, D. A. Allwood, D. Atkinson, M. D. Cooke, and R. P. Cowburn, Domain wall propagation in magnetic nanowires by spin-polarized current injection, *Europhys. Lett.* **65**, 526 (2004).
- [54] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, and L. J. Heyderman, Domain wall motion induced by spin polarized currents in ferromagnetic ring structures, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 105 (2003).
- [55] J. Grollier, P. Boulenc, V. Cros, A. Hamzić, A. Vaurès, and A. Fert, Switching a spin-valve back and forth by current-induced domain wall motion, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 509–511 (2003).
- [56] M. Kläui, P.-O. Jubert, R. Allenspach, A. Bischof, J. A. C. Bland, G. Faini, U. Rüdiger, C. A. F. Vaz, L. Vila, and C. Vouille, Direct Observation of Domain-Wall Configurations Transformed by Spin Currents, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 026601 (2005).
- [57] S. Yang and J. L. Erskine, Spin-transfer-torque-driven domain-wall dynamics in Permalloy nanowires, *Phys. Rev. B* **75**, 220403 (2007).
- [58] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and Y. Suzuki, Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires, *Europhys. Lett.* **69**, 990 (2005).
- [59] S. Zhang and Z. Li, Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 127204 (2004).
- [60] J. Xiao, A. Zangwill, and M. D. Stiles, Spin-transfer torque for continuously variable magnetization, *Phys. Rev. B* **73**, 054428 (2006).
- [61] I. Garate, K. Gilmore, M. D. Stiles, and A. H. MacDonald, Nonadiabatic spin-transfer torque in real materials, *Phys. Rev. B* **79**, 104416 (2009).
- [62] S. Lepadatu, J. S. Claydon, C. J. Kinane, T. R. Charlton, S. Langridge, A. Potenza, S. S. Dhesi, P. S. Keatley, R. J. Hicken, B. J. Hickey, and C. H. Marrows, Domain-wall pinning, nonadiabatic spin-transfer torque, and spin-current polarization in permalloy wires doped with vanadium, *Phys. Rev. B* **81**, 020413 (2010).
- [63] T. A. Moore, I. M. Miron, G. Gaudin, G. Serret, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Pizzini, J. Vogel, and M. Bonfim, High domain wall velocities induced by current in ultrathin Pt/Co/AlOx wires with perpendicular magnetic anisotropy, *Appl. Phys. Lett.* **93**(26), 262504 (2008).
- [64] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, Y. Bazaliy, and S. S. P. Parkin, Current Driven Domain Wall Velocities Exceeding the Spin Angular Momentum Transfer Rate in Permalloy Nanowires, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 037204 (2007).
- [65] L. Heyne, J. Rhensius, A. Bisig, S. Krzyk, P. Punke, M. Kläui, L. J. Heyderman, L. L. Guyader, and F. Nolting, Direct observation of high velocity current induced domain wall motion, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 032504 (2010).
- [66] V. Uhler, S. Pizzini, N. Rougemaille, J. Novotny, V. Cros, E. Jimenez, G. Faini, L. Heyne, F. Sirotti, C. Tieg, A. Bendounan, F. Maccherozzi, R. Belkhou, J. Grollier, A. Anane, and J. Vogel, Current-induced motion and pinning of domain walls in spin-valve nanowires studied by XMCD-PEEM, *Phys. Rev. B* **81**, 224418 (2010).

BIBLIOGRAPHIE

- [67] S. Pizzini, V. Uhler, J. Vogel, N. Rougemaille, S. Laribi, V. Cros, E. Jimenez, J. Camarero, C. Tieg, E. Bonet, M. Bonfim, R. Mattana, C. Deranlot, F. Petroff, C. Ulysse, G. Faini, and A. Fert, High Domain Wall Velocity at Zero Magnetic Field Induced by Low Current Densities in Spin Valve Nanostripes, *Appl. Phys. Exp.* **2** (2009).
- [68] L. Bocklage, B. Krüger, T. Matsuyama, M. Bolte, U. Merkt, D. Pfannkuche, and G. Meier, Dependence of Magnetic Domain-Wall Motion on a Fast Changing Current, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 197204 (2009).
- [69] G. S. D. Beach, C. Knutson, C. Nistor, M. Tsoi, and J. L. Erskine, Nonlinear Domain-Wall Velocity Enhancement by Spin-Polarized Electric Current, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 057203 (2006).
- [70] L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, and S. S. P. Parkin, Oscillatory dependence of current-driven magnetic domain wall motion on current pulse length, *Nature* **443**, 197 (2006).
- [71] R. Moriya, L. Thomas, M. Hayashi, Y. Bazaliy, C. Rettner, and S. S. P. Parkin, Probing vortex-core dynamics using current-induced resonant excitation of a trapped domain wall, *Nature Physics* **4**, 368 (2008).
- [72] S. Lepadatu, M. C. Hickey, A. Potenza, H. Marchetto, T. R. Charlton, S. Langridge, S. S. Dhesi, and C. H. Marrows, Experimental determination of spin-transfer torque nonadiabaticity parameter and spin polarization in permalloy, *Phys. Rev. B* **79**, 094402 (2009).
- [73] T. A. Moore, M. Kläui, L. Heyne, P. Möhrke, D. Backes, J. Rhensius, U. Rüdiger, L. J. Heyderman, J.-U. Thiele, G. Woltersdorf, C. H. Back, A. Fraile Rodríguez, F. Nolting, T. O. Mentès, M. A. Niño, A. Locatelli, A. Potenza, H. Marchetto, S. Cavill, and S. S. Dhesi, Scaling of spin relaxation and angular momentum dissipation in permalloy nanowires, *Phys. Rev. B* **80**, 132403 (2009).
- [74] L. Heyne, M. Kläui, D. Backes, T. A. Moore, S. Krzyk, U. Rüdiger, L. J. Heyderman, A. F. Rodríguez, F. Nolting, T. O. Mentès, M. A. Niño, A. Locatelli, K. Kirsch, and R. Mattheis, Relationship between Nonadiabaticity and Damping in Permalloy Studied by Current Induced Spin Structure Transformations, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 066603 (2008).
- [75] M. Yamanouchi, D. Chiba, F. Matsukura, T. Dietl, and H. Ohno, Velocity of Domain-Wall Motion Induced by Electrical Current in the Ferromagnetic Semiconductor (Ga,Mn)As, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 096601 (2006).
- [76] J.-P. Adam, N. Vernier, J. Ferré, A. Thiaville, V. Jeudy, A. Lemaître, L. Thevenard, and G. Faini, Nonadiabatic spin-transfer torque in (Ga,Mn)As with perpendicular anisotropy, *Phys. Rev. B* **80**, 193204 (2009).
- [77] C. Burrowes, A. P. Mihai, D. Ravelosona, J. V. Kim, C. Chappert, L. Vila, A. Marty, Y. Samson, F. Garcia-Sanchez, L. D. Buda-Prejbeanu, I. Tudosa, E. E. Fullerton, and J. P. Attane, Non-adiabatic spin-torques in narrow magnetic domain walls, *Nature Physics* **6**, 17 (2010).
- [78] J. Heinen, O. Boule, K. Rousseau, G. Malinowski, M. Kläui, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, C. Ulysse, and G. Faini, Current-induced domain wall motion

- in Co/Pt nanowires : Separating spin torque and Oersted-field effects, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 202510 (2010).
- [79] G. Meier, M. Bolte, R. Eiselt, B. Krüger, D. Kim, and P. Fischer, Direct Imaging of Stochastic Domain-Wall Motion Driven by Nanosecond Current Pulses, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 187202 (2007).
- [80] I. M. Miron, P.-J. Zermatten, G. Gaudin, S. Auffret, B. Rodmacq, and A. Schuhl, Domain Wall Spin Torquemeter, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 137202 (2009).
- [81] Y. B. Bazaliy, B. A. Jones, and 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* **57**, R3213 (1998).
- [82] A. Malozemoff and J. Slonczewski, *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials*, Academic Press, New York, 1979.
- [83] A. Thiaville, J. Garcia, and J. Miltat, Domain wall dynamics in nanowires, *J. Magn. Magn. Mat.* **242**, 1061 (2002).
- [84] A. Thiaville, Y. Nakatani, F. Piéchon, J. Miltat, and T. Ono, Transient domain wall displacement under spin-polarized current pulses, *Eur. Phys. J. B* **60**, 15 (2007).
- [85] A. Malozemoff and S. Maekawa, Detection of stored momentum in magnetic bubbles by a bias jump effect, *J. Appl. Phys.* **47**, 3321 (1976).
- [86] B. Argyle, S. Maekawa, P. Dekker, and J. Slonczewski, Gradientless propulsion and state switching of bubble domains, *AIP Conf. Proc.* **34**, 131 (1976).
- [87] K. Stein and E. Feldtkeller, Wall streaming in ferromagnetic thin film, *J. Appl. Phys.* **38**, 4401 (1967).
- [88] L. Zimmermann and J. Miltat, Instability of bubble radial motion associated with chirality changes, *J. Magn. Magn. Mat.* **94**, 207 (1991).
- [89] OOMMF is a free software (in fact, an open framework for micromagnetics routines) developed by M.J. Donahue and D. Porter mainly, from NIST. It is available at <http://math.nist.gov/oommf>.
- [90] H. Min, R. McMichael, M. Donahue, J. Miltat, and M. D. Stiles, Effects of Disorder and Internal Dynamics on Vortex Wall Propagation, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 217201 (2010).
- [91] A. Dourlat, V. Jeudy, A. Lemaitre, and C. Gourdon, Field-driven domain-wall dynamics in (Ga,Mn)As films with perpendicular anisotropy, *Phys. Rev. B* **78** (2008).
- [92] V. Vlaminck and M. Bailleul, Current-induced spin-wave Doppler shift, *Science* **322**, 410 (2008).
- [93] B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tylliszczak, R. Hertel, M. Faehnle, H. Brueckl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back, and G. Schuetz, Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field, *Nature* **444**, 461 (2006).

BIBLIOGRAPHIE

- [94] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, A. Thiaville, and T. Ono, Electrical switching of the vortex core in a magnetic disk, *Nature Materials* **6**, 269 (2007).
- [95] A. Thiaville, J. M. García, R. Dittrich, J. Miltat, and T. Schrefl, Micromagnetic study of Bloch-point-mediated vortex core reversal, *Phys. Rev. B* **67**, 094410 (2003).