

Dynamique de parois de domaines magnétiques chirales en présence de défauts

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay

École doctorale n° 564 Physique en Île-de-France (PIF)
Spécialité de doctorat : physique
Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CNRS, Laboratoire de Physique
des Solides, 91405, Orsay, France
Réfèrent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 8 juillet 2021, par

Pierre GÉHANNE

Composition du jury :

Catherine Gourdon Directrice de recherche, Institut des Nanosciences de Paris (UMR 7588)	Rapportrice
Stefania Pizzini Directrice de recherche, Institut Néel (UPR 2940)	Rapportrice
Jean-Paul Adam Chargé de Recherche, Centre de Nanosciences et Nanotechnologies (UMR 9001)	Examineur
Daniel Lacour Chargé de recherche, Institut Jean Lamour (UMR 7198)	Examineur
Pierre Le Doussal Directeur de recherche, Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure (UMR 8023)	Examineur
André Thiaville Directeur de recherche, Laboratoire de Physique des Solides (UMR 8502)	Directeur
Vincent Jeudy Professeur des universités, Laboratoire de Physique des Solides (UMR 8502)	Invité
Stanislas Rohart Chargé de recherche, Laboratoire de Physique des Solides (UMR 8502)	Invité

Dédicace éventuelle

Remerciements

Ici les remerciements

Table des matières

Introduction	1
1 Parois de domaines et DMI : statique, dynamique, universalité	7
Introduction	7
1.1 Théorie micromagnétique des parois de domaines de Dzyaloshinskii . . .	8
1.1.1 Énergétique des domaines et des parois	8
1.1.1.a Énergie d'échange, ordre ferromagnétique	9
1.1.1.b Champ démagnétisant et anisotropie de forme	9
1.1.1.c Énergie d'anisotropie effective	11
1.1.1.d Interaction Dzyaloshinskii-Moriya interfaciale	12
1.1.2 Statique de parois de domaines magnétiques	14
1.1.2.a Domaines et parois	14
1.1.2.b Calcul du profil de paroi	15
1.1.2.c Paroi de Bloch, paroi de Néel	16
1.1.2.d Terme d'énergie Zeeman	18
1.1.2.e Champ équivalent de DMI	19
1.1.3 Dynamique de paroi dans un milieu parfait	21
1.1.3.a Équation de Landau–Lifshitz–Gilbert	21
1.1.3.b Équations de Slonczewski du mouvement de paroi	22
1.1.3.c Régimes de vitesse	23

1.1.3.d	Instabilité du régime de mobilité négative	27
1.1.3.e	Application aux parois de domaines en présence de champ DMI et d'un champ dans le plan	27
1.1.3.f	Largeur de Thiele	29
1.1.3.g	Largeur de Hubert	31
1.2	Dynamique de parois de domaines en présence de défauts	31
1.2.1	Théorie des systèmes élastiques désordonnés pour les parois de domaines	33
1.2.1.a	Terme élastique	34
1.2.1.b	Terme de piégeage	34
1.2.1.c	Longueur de Larkin	35
1.2.1.d	Terme Zeeman et champ de dépiégeage	35
1.2.2	Description empirique de la dynamique de paroi en présence de défauts	36
1.2.2.a	Régime de reptation et caractère universel de la dynamique	36
1.2.2.b	Régime de dépiégeage et universalité	38
1.2.2.c	Régime d'écoulement	40
1.2.3	Paramètres microscopiques de piégeage	40
1.2.3.a	Évènements individuels de déplacement de paroi	41
1.2.3.b	Expression des paramètres macroscopiques	42
1.2.3.c	Variation des paramètres microscopiques	42
1.3	Discussion de la dynamique de parois avec DMI, avancées récentes	44
1.3.1	Premiers modèles empiriques	44
1.3.1.a	Je <i>et al.</i> (2013) : l'énergie de paroi, fonction du champ perpendiculaire	44
1.3.1.b	Énergie d'activation et énergie de paroi	45
1.3.1.c	Balk <i>et al.</i> (2017) : préfacteur de la vitesse fonction du champ perpendiculaire	46
1.3.2	Modèles à tension de surface variable	47
1.3.2.a	Lau <i>et al.</i> (2016) : étude de la dépendance angulaire de l'énergie de paroi	47
1.3.2.b	Pellegren <i>et al.</i> (2017) : introduction de la raideur de paroi	47

1.3.2.c	Hartmann <i>et al.</i> (2019) : intégration de DMI dans le régime de reptation	48
	Conclusion	49
2	Méthodes expérimentales et traitement de données	51
	Introduction	51
2.1	Microscope à effet Kerr pour l'étude de la dynamique de parois sous champ plan	51
2.1.1	Principe de l'effet Kerr magnéto-optique	52
2.1.1.a	Effet Kerr polaire	52
2.1.1.b	Contraste	53
2.1.2	Montage optique	54
2.1.3	Porte-objectif et porte-échantillon	54
2.1.4	Génération de champ magnétique par microbobine	56
2.2	Fabrication et caractérisation de couches magnétiques ultraminces	58
2.2.1	Fabrication de couches magnétiques ultraminces	58
2.2.2	Mesures de l'aimantation à saturation	59
2.2.2.a	Magnétométrie par effet Kerr	60
2.2.2.b	Magnétométrie SQUID	62
2.2.3	Mesure du champ d'anisotropie effective : anisométrie Kerr	63
2.2.4	Tableaux récapitulatifs des données des échantillons	65
2.3	Exploitation des données : de l'image de domaines au déplacement de paroi	65
2.3.1	Protocole de mesure des déplacements de parois	66
2.3.2	Limites et imprécisions	68
2.3.3	Détermination de la direction d'aimantation, signe du DMI d'interface	69
2.3.4	Zoologie des domaines magnétiques	70
2.4	Méthodes d'analyse des courbes de vitesse	72
2.4.1	Calibration du champ perpendiculaire	72
2.4.2	Calibration du champ planaire	73
2.4.3	Procédure d'ajustement des comportements universels ; extraction des paramètres spécifiques aux échantillons	73
	Conclusion	75

3	Profil d'une paroi de Dzyaloshinskii par le modèle du petit cercle	77
	Introduction	77
3.1	Contexte, énergies limites	78
3.1.1	Notations	78
3.1.2	Expressions limites des énergies de paroi	79
3.2	Cas d'un champ normal à la paroi	82
3.2.1	Modèle du petit cercle	82
3.2.1.a	Hypothèses	82
3.2.1.b	Paramétrage	83
3.2.1.c	Densités d'énergie	85
3.2.1.d	Densité d'énergie dans les domaines et énergie de paroi :	87
3.2.1.e	Grand arc et petit arc	88
3.2.2	Études de cas et diagramme de phase	89
3.2.2.a	Structure d'équilibre en champ nul ($H_x = 0$)	89
3.2.2.b	Comportement en fonction du champ plan et du DMI	90
3.2.3	Largeur de paroi de Thiele	95
3.3	Validité et extensions du modèle du petit cercle	97
3.3.1	Comparaison avec des simulations micromagnétiques	97
3.3.2	Expression de l'énergie dans le cas dépendant de β	99
	Conclusion	101
4	Étude de la dynamique de parois chirales sous champ plan	103
	Introduction	103
4.1	Description universelle des mesures de dynamique de paroi	104
4.1.1	Caractéristiques vitesse-champ perpendiculaire en l'absence de champ plan	104
4.1.1.a	Ajustement des régimes de vitesse	104
4.1.1.b	Des échantillons non symétriques	105
4.1.2	Caractéristiques vitesse-champ perpendiculaire pour différentes valeurs de champ plan	106
4.1.2.a	Effets du champ plan	108

4.1.2.b	Limites expérimentales à l'étude de la dynamique sous champ plan	108
4.1.2.c	Validité de l'ajustement	109
4.1.3	Universalité de la dynamique de paroi sous champ plan	109
4.1.3.a	Exposant universel de reptation	109
4.1.3.b	Barrière d'énergie universelle pour des parois chirales . .	111
4.1.4	Paramètres de piégeage effectif en fonction de la chiralité et du champ plan	112
4.1.4.a	Paramètres macroscopiques de dépiégeage	112
4.1.4.b	Champ et température de dépiégeage	114
4.2	Description non universelle de la dynamique de parois	114
4.2.1	Identification du régime d'écoulement : méthodologie	115
4.2.2	Cas de Pt/Co/Pt	116
4.2.3	Cas de Pt/Co/Au	117
4.2.4	Cas de Au/Co/Pt	118
4.2.5	Conclusion	119
4.3	Dynamique en fonction du champ plan	120
4.3.1	Caractéristiques vitesse-champ planaire d'un échantillon asymétrique Au/Co/Pt	120
4.3.2	Évaluation(s) de la constante de DMI	121
4.3.2.a	Méthode du maximum d'énergie	121
4.3.2.b	Corrections par la théorie du petit cercle	122
4.3.2.c	Méthode du minimum de largeur de paroi	123
4.3.3	Mesure de la constante de DMI pour chaque échantillon	124
	Conclusion	125
5	Caractéristiques de l'interaction paroi/désordre en présence d'un champ planaire.	127
	Introduction	127
5.1	Analyse de la pente du régime de reptation	128
5.2	Longueur de corrélation du désordre et densité de défauts	130
5.3	Analyse de la force de piégeage	132
	Conclusion	134

Conclusion	137
A Paramètres	141
Bibliographie	143

Introduction

Stockage magnétique et parois de domaines

LE magnétisme à l'échelle microscopique est une branche de la physique qui est intimement liée aux innovations techniques. Elle est à l'origine de développements technologiques ayant marqué le XX^{ème} siècle, notamment par l'invention de méthodes de stockage : des mémoires à tores de ferrite [1] servant de mémoire vives aux ordinateurs des années 60, en passant par les VHS de mon enfance, les disques durs exploitant la magnétorésistance géante [2, 3] me permettent aujourd'hui de stocker les quelques 8000 photographies prises au cours de ma thèse sur un disque tenant dans ma poche.

Les techniques magnétiques de stockage d'informations reposent pour la plupart sur la structure en domaines de Weiss des matériaux ferromagnétiques : à l'échelle microscopique, le matériau est divisé en domaines de même aimantation, séparés par des parois où l'aimantation transite d'une direction à l'autre. Si le disque dur repose sur le déplacement d'une tête de lecture pour mesurer la direction d'aimantation des domaines, il est également possible de mouvoir les domaines eux-mêmes, sous l'action d'un champ magnétique extérieur ou d'un courant polarisé en spin. L'idée de convoier l'information magnétique sans déplacer le support permettrait de développer de nouvelles formes de stockage, telle la *racetrack memory* [4], et motive par conséquent de nombreux travaux de recherche visant à manipuler la structure et la dynamique des parois de domaines magnétiques.

Ces développements technologiques sont accompagnés par l'avancée des techniques de nanofabrication. Ces dernières permettent aujourd'hui de former des matériaux complexes, composés de couches successives dont l'épaisseur est contrôlée à l'atome près. À ces échelles, de nouveaux effets physiques apparaissent, dus au confinement ou aux effets d'interface. Parmi ces effets nouveaux, certaines couches magnétiques ultraminces

(de l'ordre du nanomètre) présentent l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya. Cette interaction d'échange antisymétrique [5, 6] a été découverte dans les années 1960 grâce au ferromagnétisme faible dans les matériaux massifs.

L'interaction Dzyaloshinskii-Moriya dans les couches magnétiques, dite *interfaciale*, a trouvé un récent regain d'intérêt [7] car elle permet d'apparition de nouveaux types de textures magnétiques dans les matériaux sans symétrie d'inversion : parois de domaines chirales [8, 9] et skyrmions [10]. Elle est également à l'origine de propriétés dynamiques nouvelles : les parois chirales atteignent des vitesses largement supérieures aux parois « classiques » [11], et pourraient permettre la construction de mémoires magnétiques très performantes. L'étude de ces parois, également nommées parois de Dzyaloshinskii [12], dans les matériaux à anisotropie perpendiculaire est l'objet de ce travail de thèse.

Théories de la dynamique de paroi

Les parois de domaines sont des objets dont la dynamique pose encore de nombreuses questions. Elles sont décrites par deux théories distinctes : le micromagnétisme et la théorie des systèmes élastiques désordonnés.

Le système étudié par le micromagnétisme [13] est l'aimantation locale dans un matériau. En exprimant les couples s'exerçant sur cette aimantation, il est possible entre autres de calculer le profil à l'équilibre d'une paroi et d'exprimer de façon exacte sa vitesse. La pertinence de cette théorie est de nos jours renforcée par l'apparition de codes de calculs [14] permettant de simuler les configurations d'aimantation.

La théorie des systèmes élastiques désordonnés est une théorie statistique, développée à l'origine pour décrire le comportement de vortex dans les matériaux supraconducteurs de type II [15]. Ce cadre théorique décrit plus généralement le comportement d'objets élastiques (lignes, surfaces) ancrés par un potentiel aléatoire dû aux défauts du matériau [16]. Du fait de la présence de nombreux défauts dans les couches magnétiques ultraminces, les parois de domaines magnétiques sont très bien décrites par cette théorie, à tel point qu'elles en constituent un « système modèle » permettant de tester les prédictions théoriques [17]. Enfin, la théorie des systèmes élastiques désordonnés est dite universelle, car ses prédictions s'appliquent à de nombreux systèmes expérimentaux. Travailler sur les parois de domaines magnétiques permet donc de faire avancer la connaissance sur les déplacements de vortex dans les supraconducteurs, les fronts de mouillage ou la polymérisation.

Interaction Dzyaloshinskii-Moriya et dynamique de parois

Du point de vue micromagnétique, l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya prend la forme d'un champ équivalent, s'appliquant selon la normale aux parois de domaines

dans le plan de l'échantillon, et dont la valeur dépend du gradient l'aimantation dans la paroi.

Expérimentalement, appliquer d'un champ magnétique externe dans le plan des films magnétiques permet donc de manipuler la structure des parois chirales et d'estimer le champ équivalent en mesurant la vitesse des parois de domaines [18-21]. L'interprétation de ces expériences est cependant loin d'être simple, comme le montre la grande variabilité des résultats obtenus dans la littérature.

Les expériences réalisées durant mon travail de thèse suivent cette démarche, mais avec des échantillons présentant une interaction Dzyaloshinskii-Moriya plus importante que dans la plupart des expériences rapportées dans la littérature, et nécessitant donc de plus forts champ planaires pour être mise en évidence. Nous avons également travaillé avec des vitesses de parois plus importantes. Ces particularités nous ont permis d'identifier des limites des descriptions théoriques actuellement proposées et de mettre en évidence de nouveaux effets.

Contribution de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya à la statique de parois magnétiques soumises à un champ magnétique planaire

En premier lieu, les descriptions théoriques actuellement proposées dans la littérature simplifient la structure des parois, en ne considérant que leur orientation par rapport au champ plan. En particulier, elles ne tiennent pas compte de l'inclinaison de l'aimantation dans les domaines de part et d'autres des parois. Ces approximations rendent difficile la mesure fiable de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya à l'aide du déplacement de parois magnétiques et la comparaison des résultats obtenus avec d'autres techniques.

Notre première problématique, d'ordre théorique, fut donc de savoir s'il est possible d'obtenir une description plus rigoureuse de la structure des parois, de leur énergie et de leur variation avec un champ magnétique planaire en présence d'interaction Dzyaloshinskii-Moriya. Pour y répondre, nous avons développé un nouveau modèle théorique, qui est détaillé dans les chapitres 1 et 3 de ce manuscrit.

Étude des différents régimes dynamiques de déplacement de parois magnétiques de différentes chiralités

En second lieu, la plupart des expériences de la littérature se limitent à la mesure de la dynamique de paroi à faible champ perpendiculaire. Dans le cadre de la théorie des systèmes élastiques, ceci correspond au régime de reptation de la dynamique de parois. Ce régime présente un intérêt certain car les parois de domaines magnétiques en l'absence de champ planaire et d'interaction Dzyaloshinskii-Moriya constituent en effet

un système modèle pour la théorie, et présentent de fait un régime dynamique universel [17].

Cependant, des résultats récents ont étendu la plage de validité de la description universelle des parois de domaines à l'ensemble du régime de reptation [22] et au régime de dépiégeage, qui intervient pour des champs appliqués plus importants [23]. Notre équipe a développé une description auto-cohérente des régimes de reptation et de dépiégeage, qui permet d'extraire des informations sur les mécanismes de piégeage à l'œuvre dans la dynamique de parois.

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés aux trois régimes dynamiques prévus par la théorie des systèmes élastiques désordonnés : reptation, dépiégeage et écoulement. Nous avons cherché à déterminer si la dynamique de paroi en présence de défauts (reptation et dépiégeage) conservait son caractère universel et pouvait être décrite de la même manière en présence d'interaction Dzyaloshinskii-Moriya et de champ planaire qu'en leur absence. En particulier, nous avons cherché à déterminer si la classe d'universalité à laquelle appartient la dynamique de paroi était modifiée. Cette problématique est explorée dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

Interaction entre parois de domaines magnétiques chirales et désordre

Enfin, un des objectifs de l'étude de l'influence de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya sur la dynamique en présence de défauts est à terme de pouvoir concevoir des matériaux où le piégeage des parois (ou des skyrmions) est contrôlé. À ce jour, ces tentatives d'ingénierie des matériaux magnétiques restent empiriques, et des questions très fondamentales telles que celle de la mesure de la portée et de la force des interactions entre les parois et les défauts restent ouvertes.

La grande majorité des interprétations expérimentales rapportées dans la littérature supposent d'une part que l'interaction entre les parois et les défauts est indépendante de la structure de la paroi (largeur, énergie) et d'autre part que les contributions de degrés de libertés internes de la paroi sont négligeables.

Du point de vue théorique, le modèle minimal des descriptions universelles de la dynamique ignore la structure exacte de l'interface : le mouvement des parois dans les films magnétiques ultraminces est habituellement présenté comme celui d'une simple ligne élastique en présence de défauts. De plus, le lien entre les paramètres de la description théorique des défauts (force d'ancrage, longueur de corrélation du désordre) et les caractéristiques physiques du désordre de l'échantillon est loin d'être évident.

Nous présentons dans le chapitre 5 de cette thèse une étude de l'interaction entre les parois et les défauts. Les résultats obtenus sont basés sur l'analyse de la dynamique des parois, l'utilisation de prédictions micromagnétiques pour les variations de la largeur

et de l'énergie des parois sous champ planaire, et le raffinement d'un modèle en lois d'échelles. Ce modèle relie les paramètres qui contrôlent la dynamique (les paramètres micromagnétiques), aux paramètres qui contrôlent l'ancrage des parois. Nous verrons dans quelle mesure il est possible de tirer des informations sur les mécanismes d'ancrage à partir de la dynamique de parois chirales sous champ planaire.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est divisé en cinq chapitres et une annexe. Le premier chapitre fait le point sur les théories existantes et les derniers résultats expérimentaux concernant la dynamique de parois chirales. Le deuxième chapitre décrit les méthodes que nous avons utilisées pour mesurer la vitesse des parois de domaines dans trois échantillons de couches magnétiques ultraminces. Pour accéder à la structure des parois nous avons développé un nouveau modèle micromagnétique, dit du petit cercle, qui est présenté dans le chapitre trois. Le chapitre quatre présente nos résultats expérimentaux de dynamique de parois, ainsi que l'analyse universelle permettant d'en extraire les paramètres macroscopiques décrivant le désordre et la valeur de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya. Enfin, le cinquième chapitre présente nos conclusions sur l'interaction entre la structure des parois de domaine et son ancrage par l'échantillon.

Les travaux présentés dans cette thèse font l'objet de deux publications :

- P. Géhanne, S. Rohart, A. Thiaville et V. Jeudy, « Strength and length-scale of the interaction between domain walls and pinning disorder in thin ferromagnetic films » (2020), *Physical Review Research*, 2, 043134 [24].
- P. Géhanne, A. Thiaville, S. Rohart, V. Jeudy, « Chiral magnetic domain walls under transverse fields : a semi-analytical model » (2021), *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* doi : 10.1016/j.jmmm.2021.167916, à paraître. [25]

Chapitre 1

Parois de domaines et interaction Dzyaloshinskii-Moriya : statique, dynamique, universalité

Introduction

L'OBJECTIF de ce premier chapitre est la mise de place des outils théoriques qui vont nous servir à interpréter la dynamique de parois de domaines chirales sous champ plan. Ceux-ci proviennent de deux cadres théoriques distincts mais dialoguant : le micromagnétisme et la théorie des systèmes élastiques désordonnés.

Le premier est le plus ancien; il s'attache à décrire les structures qui émergent des interactions entre moments magnétiques dans un solide possédant une aimantation locale spontanée (matériaux ferromagnétiques, mais aussi ferrimagnétiques ou antiferromagnétiques). C'est une théorie d'échelle intermédiaire, faisant le lien entre l'échelle quantique et les phénomènes macroscopiques, et basée sur une description continue de l'aimantation locale.

Le second, plus récent, prend racine dans l'étude des phénomènes stochastiques. Il cherche à décrire le comportement d'objets élastiques (lignes, surfaces...) dans des paysages d'énergie aléatoires au moyen de lois d'échelles. Son niveau d'abstraction et son approche lui permettent d'être universel, et bien qu'il fut développé à l'origine pour les

supraconducteurs de type II, il s'avère être particulièrement pertinent pour les parois de domaines magnétiques [17].

La première partie de ce chapitre est dédiée à la description des parois de domaines du point de vue micromagnétique. Elle débute par la construction de l'énergie des parois, qui comprend un terme dû à l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya, puis donne des éléments théoriques de statique et de dynamique qui seront utiles dans le cadre de la description universelle. Elle comprend à la fois des éléments déjà présents dans la littérature et des travaux inédits.

La seconde partie rassemble les prédictions de la théorie des systèmes élastiques désordonnés pour les parois de domaine en présence de défauts. On y détaille les différents régimes de vitesse observés expérimentalement, et on y fait le lien entre les différentes échelles de description des défauts mobilisées par cette théorie universelle.

La troisième partie consiste en une revue de la littérature récente s'attaquant au problème de l'intégration de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya à la description universelle des parois de domaines. Elle pose les bases sur lesquelles nous formerons notre discussion des résultats expérimentaux aux chapitres 4 et 5.

1.1 Théorie micromagnétique des parois de domaines de Dzyaloshinskii

Le micromagnétisme est une théorie d'échelle mésoscopique, continue, reposant sur des principes de physique classique [26]. Son objet d'étude est l'aimantation locale \vec{M} d'un matériau, qui est la moyenne des moments magnétiques individuels par unité de volume. Son module M_S , appelé aimantation spontanée, est en général supposé constant pour une température donnée, et on étudie l'évolution spatiale et temporelle de sa direction $\vec{m} = \vec{M}/M_S$. Cette échelle de description permet d'ignorer le moment magnétique atomique et ses règles d'addition quantiques tout en décrivant localement les structures magnétiques mésoscopiques qui donnent naissance aux phénomènes macroscopiques : domaines de Weiss, parois de domaines, skyrmions...

1.1.1 Énergétique des domaines et des parois

L'aimantation locale dans un matériau ferromagnétique est soumise à de nombreuses interactions. L'objectif de cette première partie est de lister les termes d'énergies pertinents dans le cas d'une couche de cobalt ultrafine (autour d'un nanomètre d'épaisseur).

1.1.1.a Énergie d'échange, ordre ferromagnétique

Le magnétisme trouve son origine au niveau quantique : dans un matériau ferromagnétique tel le fer ou le cobalt, les moments magnétiques individuels sont très fortement couplés *via* l'interaction d'échange d'Heisenberg. Celle-ci, due à la combinaison de l'interaction coulombienne entre électrons voisins et du principe de Pauli, s'exprime par le hamiltonien de Heisenberg :

$$\mathcal{H}_H = - \sum_{i,j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j. \quad (1.1)$$

On considère en général pour les corps purs que la constante de couplage est constante ($J_{ij} = J$), et que la somme se fait sur les plus proches voisins. Si $J > 0$ un ordre ferromagnétique est favorisé et si $J < 0$ un ordre antiferromagnétique est favorisé¹. En passant à une description continue, on remplace les spins \vec{S}_i par l'aimantation locale $M_S \vec{m}(x, y, z)$, et un développement de Taylor à l'ordre 2 permet de montrer que le hamiltonien est remplacé par l'énergie d'échange de Heisenberg [27, 28] :

$$e_A = A \left[\left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial z} \right)^2 \right], \quad (1.2)$$

où la raideur de l'échange A dépend du type de réseau cristallin. Pour le cobalt ultramine (d'épaisseur environ 1 nm) on utilise en général la valeur $A = 16 \text{ pJ} \cdot \text{m}^{-1}$ [29], qui est légèrement supérieure à la valeur pour du cobalt pur en phase cubique [30] mais inférieure à celle du Cobalt hexagonale compact.

L'énergie d'échange favorise une configuration d'aimantation uniforme et est à l'origine du ferromagnétisme lorsqu'elle est supérieure à l'énergie thermique. La compétition entre A et $k_B T$ explique la transition de phase ferromagnétique/paramagnétique et la variation de l'aimantation spontanée avec la température. Mesurer la variation de $M_S(T)$ est ainsi un moyen d'accéder à la valeur de A [31, 32].

1.1.1.b Champ démagnétisant et anisotropie de forme

L'aimantation locale est liée au champ magnétique \vec{H} et au champ d'induction magnétique \vec{B} , qui obéissent aux équations de Maxwell :

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad \text{et} \quad \text{rot } \vec{H} = \vec{j}_{\text{libre}} \quad (1.3)$$

et à l'équation constitutive :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}), \quad (1.4)$$

1. Dans le cas d'alliages ou de corps composés il est possible d'avoir plusieurs constantes de couplage, ce qui donne lieu à des ordres particuliers tels le ferrimagnétisme.

où \vec{j}_{libre} désigne les courants de charges électriques non liés à l'aimantation \vec{M} du matériau. Dans une approche coulombienne de la magnétostatique, nous supposons que le champ magnétique est la somme d'un champ « externe », appliqué au matériau, et d'un champ « démagnétisant » dû à l'aimantation du matériau lui-même : $\vec{H} = \vec{H}_{\text{ext}} + \vec{H}_D$. Les équations de Maxwell peuvent alors se réécrire :

$$\begin{cases} \operatorname{div} \vec{H}_{\text{ext}} = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{H}_{\text{ext}} = \vec{j}_{\text{libre}} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \operatorname{div} \vec{H}_D = -\operatorname{div} \vec{M} \\ \operatorname{rot} \vec{H}_D = \vec{0}. \end{cases} \quad (1.5)$$

Le champ démagnétisant \vec{H}_D obéit à des équations semblables à celles de l'électrostatique. Il est issu d'un potentiel de « charges » magnétiques φ_m :

$$\vec{H}_D = -\overrightarrow{\operatorname{grad}} \varphi_m. \quad (1.6)$$

Ce potentiel est lié à une distribution de charges magnétiques de volume $\rho_m = -\operatorname{div} \vec{M}$ et de surface $\sigma_m = \vec{M} \cdot \vec{n}$, et obéit à l'équation de Poisson $\Delta \varphi_m + \rho_m = 0$. Il est possible de montrer en utilisant ce formalisme que l'énergie totale due au champ démagnétisant s'écrit [26] :

$$E_D = \frac{\mu_0}{2} \iiint \vec{H}_D^2 dV = -\frac{\mu_0}{2} \iiint \vec{M} \cdot \vec{H}_D dV, \quad (1.7)$$

où la somme s'étend sur tout l'espace. Il est plus aisé d'évaluer la deuxième intégrale car l'aimantation est nulle en dehors du matériau. Dans le cas d'une aimantation uniforme, le champ démagnétisant est relié à \vec{M} par le coefficient démagnétisant \mathcal{N} (matriciel), qui dépend de la géométrie : $\vec{H}_D = -\mathcal{N} \vec{M}$. De plus, quand le matériau a la forme d'un ellipsoïde, H_D est uniforme, ce qui permet de le calculer analytiquement.

Une conséquence du champ démagnétisant est le terme dit d'« anisotropie de forme » de l'énergie électromagnétique totale. Considérons une plaque infinie située dans le plan (O, x, y) , d'épaisseur finie selon z et aimantée uniformément. Lorsque l'aimantation est dirigée selon z , $\vec{M} = M_S \vec{e}_z$, le problème est analogue à celui d'un condensateur en électrostatique, et l'on montre que $\vec{H}_D = -\vec{M}$. On comprend bien ici l'appellation de champ démagnétisant car \vec{H}_D est en tout point égal et opposé à l'aimantation. Si maintenant l'aimantation forme un angle θ avec l'axe Oz , les charges magnétiques de surface sont données par $\sigma_m = \vec{M} \cdot \vec{e}_z = M_S \cos \theta$, et on a :

$$\vec{H}_D = -M_S \cos \theta \vec{e}_z = -M_S m_z \vec{e}_z, \quad (1.8)$$

où m_z désigne la composante du vecteur \vec{m} selon z . L'énergie totale est alors :

$$E_D = \frac{\mu_0 M_S^2}{2} \iiint m_z^2 dV. \quad (1.9)$$

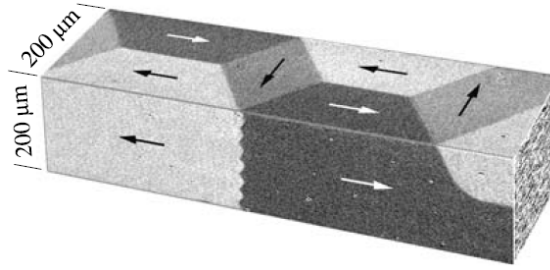


FIGURE 1.1 – Figure tirée de [27]. Domaines à la surface d'un monocristal de fer.

Il est donc préférable du point de vue énergétique que l'aimantation soit située dans le même plan que la plaque ($m_z = 0$). On parle d'anisotropie de forme pour désigner ce phénomène.

Ainsi, l'aimantation d'un matériau magnétique est à l'origine d'une énergie due au champ démagnétisant. Cette énergie est maximale quand le matériau est aimanté uniformément, mais peut être réduite si le matériau s'organise en domaines de directions d'aimantation différentes (voir figure 1.1). Dans ce cas, les charges magnétiques à l'extrémité des différents domaines s'écrantent mutuellement et l'énergie totale diminue.

1.1.1.c Énergie d'anisotropie effective

L'anisotropie de forme due au champ démagnétisant n'est pas la seule énergie définissant une direction privilégiée pour l'aimantation. Dans un solide ordonné, les interactions entre le réseau cristallin et les fonctions d'onde des électrons mènent à l'apparition de l'anisotropie magnétocristalline, qui conduit à l'existence d'un ou plusieurs « axes faciles » pour l'aimantation, liés aux plans cristallins. Le cobalt en phase ϵ est organisé selon un réseau hexagonal compact, qui correspond à une anisotropie uniaxiale [27] :

$$e_{K_u} = K_u \sin^2 \theta, \quad (1.10)$$

où θ est l'angle entre l'aimantation et l'axe facile, qui dans notre cas est l'axe \vec{e}_z (voir figure 1.3).

Dans le cas des couches magnétiques ultraminces, il faut également prendre en compte un terme d'anisotropie dû à la présence d'interfaces avec les autres métaux [33] :

$$e_{K_s} = \frac{K_s^{(1)} + K_s^{(2)}}{t} (1 - m_z^2) = \frac{K_s^{(1)} + K_s^{(2)}}{t} \sin^2 \theta, \quad (1.11)$$

où les énergies par unité de surface $K_s^{(1)}$ et $K_s^{(2)}$ sont les énergies d'anisotropie dues aux deux interfaces (en haut et en bas), t l'épaisseur de la couche et m_z la composante de l'aimantation normale au plan de la couche.

Enfin, la couche magnétique étant elle-même assimilable à une plaque aimantée perpendiculaire à \vec{e}_z , elle possède une énergie volumique de champ démagnétisant (voir équation 1.9)

$$e_{\text{demag}} = \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 m_z^2 = \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 (1 - \sin^2 \theta). \quad (1.12)$$

La somme de ces contributions donne l'énergie d'anisotropie effective e_{K_0} :

$$e_{K_0} = K_0 \sin^2 \theta, \quad \text{avec} \quad K_0 = K_u + \frac{K_s^{(1)} + K_s^{(2)}}{t} - \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2, \quad (1.13)$$

où K_0 est la constante d'anisotropie effective. Dans le cas des couches de cobalt ultramincées, le terme de surface domine à faible épaisseur et la direction d'aimantation privilégiée est la normale à la couche (ici \vec{e}_z). On parle de matériaux à anisotropie perpendiculaire. Cette anisotropie fixe la direction de l'aimantation dans les domaines magnétiques, ici les domaines seront orientés vers les z positifs (domaines \uparrow) ou négatifs (domaines \downarrow).

On définit également le champ d'anisotropie effective :

$$H_{K_0} = \frac{2K_0}{\mu_0 M_S}. \quad (1.14)$$

Ce champ correspond au champ qu'il faut appliquer dans le plan de l'échantillon pour forcer l'aimantation à s'aligner dans ce plan. Si l'on augmente l'épaisseur t des couches, ce champ diminue, et tombe à 0 quand l'énergie du champ démagnétisant compense complètement les termes d'anisotropie, c'est la transition de réorientation [34]. Pour des épaisseurs plus importantes, l'aimantation repose dans le plan.

1.1.1.d Interaction Dzyaloshinskii-Moriya interfaciale

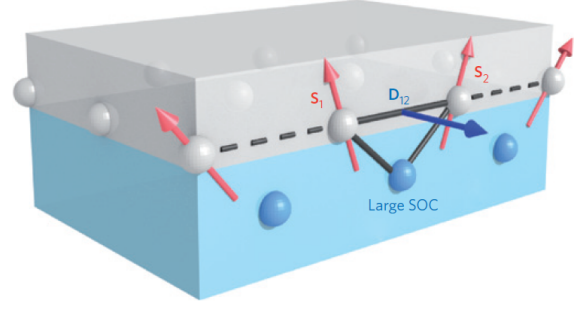
L'énergie d'échange (voir partie 1.1.1.a) est une interaction dite symétrique : elle est invariante par échange des spins \vec{S}_i et \vec{S}_j . Par symétrie, un hamiltonien qui ne vérifierait pas cette propriété serait *a priori* identiquement nul. Cependant, en 1958, I. Dzyaloshinskii [5] a montré qu'une interaction d'échange antisymétrique est possible dans certaines structures cristallines. Cette interaction est de la forme :

$$\mathcal{H}_{\text{DMI}} = \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{d}_{ij} \cdot (\vec{S}_i \times \vec{S}_j), \quad (1.15)$$

où $\langle \rangle$ désigne une sommation sur les premiers voisins. Le vecteur \vec{d}_{ij} n'est non nul que dans certains cas de faible symétrie, qui ont été répertoriés par T. Moriya² [6]. En

2. On parle donc d'interaction Dzyaloshinskii-Moriya, dont l'acronyme anglais est *DMI*. Nous utiliserons en français cet acronyme (au masculin : « le DMI ») pour désigner à la fois l'interaction Dzyaloshinskii-

FIGURE 1.2 – Figure tirée de [36]. Schéma représentant les moments magnétiques atomiques et le vecteur \vec{d}_{ij} à l'interface entre un matériau ferromagnétique et un métal possédant une forte interaction spin-orbite, nécessaire pour obtenir un fort DMI [35]



particulier, \vec{d}_{ij} est non nul s'il n'y a pas de centre de symétrie d'inversion du réseau cristallin à mi-chemin des deux spins considérés. Dans le cadre des couches magnétiques ultraminces, il est facile de vérifier cette condition en se plaçant à l'interface entre deux matériaux différents, tels le platine et le cobalt. Dans ce cas, suivant les règles de Moriya, le vecteur \vec{d}_{ij} est parallèle à l'interface et perpendiculaire au vecteur unitaire \hat{u}_{ij} indiquant la direction reliant les deux spins (voir figure 1.2) :

$$\vec{d}_{ij} = d\hat{u}_{ij} \times \vec{e}_z \quad (1.16)$$

où \vec{e}_z est la direction perpendiculaire aux couches atomiques. A. Fert et P. Lévy [35] ont proposé un modèle basé sur l'interaction spin-orbite pour expliquer l'origine d'un tel DMI d'interface.

Avec le même type de raisonnement que pour l'échange de Heisenberg, on peut montrer que l'expression micromagnétique du DMI dans le cas d'une interface s'écrit [37-39] :

$$e_{\text{DMI}} = D \left[\left(m_x \frac{\partial m_z}{\partial x} - m_z \frac{\partial m_x}{\partial x} \right) + \left(m_y \frac{\partial m_z}{\partial y} - m_z \frac{\partial m_y}{\partial y} \right) \right]. \quad (1.17)$$

De la même façon que J est remplacé par la raideur de l'échange A , d_{ij} est remplacé par la constante de DMI D , qui varie comme l'inverse de l'épaisseur t de la couche ferromagnétique de par son origine interfaciale. La valeur et le signe de D dépendent des matériaux situés de part et d'autre de l'interface, mais l'ordre de grandeur pour le couple cobalt/platine est de 1 mJ.m^{-2} , et l'ordre de grandeur de Dt pour une couche magnétique de 1 nm d'épaisseur est donc de 1 pJ.m^{-1} , ce qui est dix fois plus faible que l'interaction d'échange. On comprend ainsi que dans ce matériau, le terme DMI va modifier légèrement les structures magnétiques créées par l'échange, mais ne va pas être à l'origine de structures totalement différentes.

Il est intéressant de remarquer qu'au contraire du terme d'échange, l'expression du terme DMI (1.17) change lorsque l'on inverse le signe de l'une des directions de l'espace. En particulier, si l'on opère une symétrie par rapport au plan horizontal ($m_z \leftrightarrow -m_z$), le

Moriya et le terme qui la représente dans la densité d'énergie d'une texture magnétique.

signe du terme DMI est inversé. On parle d'interaction chirale. Cette propriété s'étend aux textures magnétiques qui apparaissent en présence de DMI, qui sont également dites chirales : parois de Néel [40], skyrmions [41, 42], *etc.*

En pratique, on prend en compte ce changement de signe en inversant le signe de la constante de DMI D lorsque l'interface change d'orientation. Ainsi, l'interface Pt/Co (platine en bas, cobalt en haut) possède un DMI $D_{\text{Pt/Co}} < 0$ et l'interface Co/Pt (cobalt en bas, platine en haut) possède un DMI égal et opposé : $D_{\text{Co/Pt}} = -D_{\text{Pt/Co}} < 0$. Cette égalité est exacte uniquement si les interfaces sont structurellement identiques. Dans le cas d'empilements Pt/Co/Pt, les interfaces Pt/Co et Co/Pt sont très similaires [43] et les contributions des deux termes de DMI s'annulent. À l'inverse, pour des échantillons asymétriques tels Au/Co/Pt ou Pt/Co/Au, la croissance d'une interface Pt/Co est différente de la croissance d'une interface Co/Pt, ce qui provoque une variation de la valeur absolue de la constante de DMI.

1.1.2 Statique de parois de domaines magnétiques

Après avoir listé les termes d'énergie, l'objectif de cette partie est de présenter les éléments de statique connus pour les parois de domaines magnétiques chirales. Cette partie est l'occasion d'explicitier les approximations habituelles et de définir une partie des variables et notations qui seront utilisées dans la suite de cette thèse.

1.1.2.a Domaines et parois

La combinaison de l'énergie d'échange, de l'énergie d'anisotropie effective et de l'énergie du champ démagnétisant a plusieurs conséquences. Les configurations d'aimantation uniforme et dirigées selon l'axe facile satisfont à la fois le terme d'échange et le terme d'anisotropie. L'énergie du champ démagnétisant mène à la formation de domaines magnétiques d'aimantation uniforme, séparés par une paroi de domaine où l'aimantation passe continûment d'une orientation à l'autre. L'énergie d'échange tend à élargir les parois pour diminuer le gradient d'aimantation locale, tandis que l'anisotropie tend à réduire la région où l'aimantation n'est pas dirigée suivant l'axe facile. Cette compétition détermine la largeur des parois. On montrera plus bas que le paramètre de largeur de paroi s'écrit :

$$\Delta_0 = \sqrt{\frac{A}{K_0}}. \quad (1.18)$$

La taille des domaines quant à elle, dépend de l'énergie des parois de domaines. Dans les matériaux avec très peu de défauts, tels les grenats ferromagnétiques, on observe la formation de domaines en bandes de largeur déterminée par le coût énergétique des parois et le gain d'énergie de champ démagnétisant. Dans les couches magnétiques

à anisotropie perpendiculaire, la taille d'équilibre dépend de l'épaisseur de la couche. Dans notre cas, cette taille d'équilibre est très grande devant la celle de la zone observée sur l'échantillon. Les domaines à l'équilibre sont cependant rarement observables car la propagation des parois est entravée par les défauts.

1.1.2.b Calcul du profil de paroi

Dans les couches magnétiques ultraminces à anisotropie perpendiculaire, on peut se contenter de décrire l'aimantation dans le plan de la couche, et considérer que la configuration de l'aimantation est invariante par translation le long de la perpendiculaire à ce plan. Il est possible de montrer que cette approximation est vérifiée tant que l'épaisseur t est inférieure à la longueur d'échange $\Lambda = \sqrt{2A/(\mu_0 M_S^2)}$, qui caractérise la taille de possibles sous-structures à l'intérieur de la paroi (lignes de Bloch). Pour nos échantillons cette longueur est de l'ordre de 3 nm et l'épaisseur inférieure à 1 nm. Nous pouvons donc ignorer les effets d'épaisseur, et considérer la texture magnétique invariante par translation selon z .

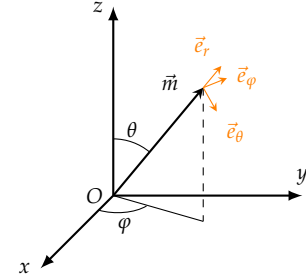


FIGURE 1.3 – Coordonnées sphériques pour l'aimantation.

Pour décrire géométriquement une paroi de domaine, le plus simple est de commencer par le cas d'une paroi droite, perpendiculaire à Ox . La configuration d'aimantation est alors invariante par translation selon y et z . En prenant en compte tous les termes précédemment énumérés à l'exception du DMI et en utilisant les coordonnées sphériques (figure 1.3), la densité d'énergie micromagnétique s'écrit :

$$e_{\text{tot}} = A [(d_x \theta)^2 + (\sin \theta d_x \varphi)^2] + K_0 \sin^2 \theta, \quad (1.19)$$

où $d_x \theta$ désigne la dérivée de θ par rapport à x . Déterminer le profil d'équilibre de la paroi revient à trouver les fonctions $\theta(x)$ et $\varphi(x)$ minimisant cette énergie totale. De ce point de vue, $e_{\text{tot}}(x, \theta, d_x \theta, \varphi, d_x \varphi)$ est une fonctionnelle de x et des angles θ et φ , on utilise donc pour la minimiser les équations d'Euler-Lagrange :

$$\frac{\delta e_{\text{tot}}}{\delta \theta} = \frac{\partial e_{\text{tot}}}{\partial \theta} - \frac{d}{dx} \frac{\partial e_{\text{tot}}}{\partial (d_x \theta)} = 0, \quad (1.20)$$

$$\frac{\delta e_{\text{tot}}}{\delta \varphi} = \frac{\partial e_{\text{tot}}}{\partial \varphi} - \frac{d}{dx} \frac{\partial e_{\text{tot}}}{\partial (d_x \varphi)} = 0. \quad (1.21)$$

Un bref regard en arrière sur l'expression (1.19) suffit à se convaincre qu'une famille de solutions peut être trouvée en posant $\varphi(x) = \text{cste}$. Avec cette condition, la relation (1.21)

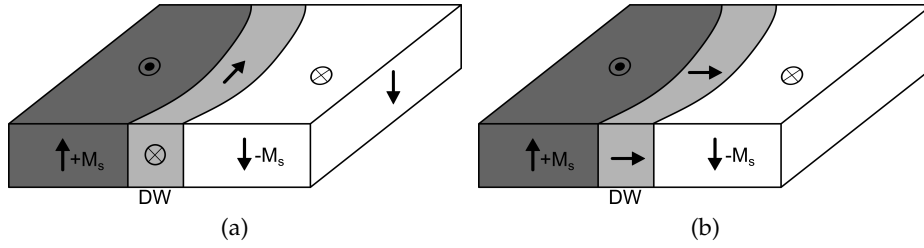


FIGURE 1.4 – Domaines magnétiques séparés par (a) une paroi de Bloch et (b) une paroi de Néel.

est trivialement vérifiée et (1.20) conduit à l'équation du profil de paroi

$$\Delta_0^2 \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 = \sin^2 \theta + \mathcal{C}, \quad (1.22)$$

où Δ_0 est le paramètre de largeur de paroi précédemment défini en (1.18) et \mathcal{C} une constante. Pour poser les conditions aux limites, on considère que la paroi sépare un domaine \uparrow en x négatif ($\theta(x \rightarrow -\infty) = 0$) d'un domaine \downarrow en x positif ($\theta(x \rightarrow +\infty) = \pi$). Dans ce cas $\mathcal{C} = 0$ et on obtient alors le *profil de Bloch* :

$$\theta(x) = 2 \arctan \left[\exp \left(\frac{x - q}{\Delta_0} \right) \right], \quad (1.23)$$

$$\varphi(x) = \psi. \quad (1.24)$$

q est la position du centre de la paroi sur l'axe x , et $\psi = cste$ est l'angle de l'aimantation dans la paroi.

En réinjectant cette solution dans l'expression de l'énergie totale (1.19) et en intégrant sur x , on obtient l'énergie de la paroi par unité de surface :

$$\sigma_0 = 4\sqrt{AK_0} \quad (1.25)$$

1.1.2.c Paroi de Bloch, paroi de Néel

L'expression du profil de Bloch ne donne aucune contrainte sur l'angle ψ . Or l'expérience [44] montre que selon les échantillons, ψ prend en général pour valeur $\pi/2[\pi]$ (rotation autour de l'axe Ox) ou $0[\pi]$ (rotation de l'aimantation autour de l'axe Oy). Le premier cas correspond à une paroi de Bloch³ (figure 1.4a) et le second à une paroi de Néel (figure 1.4b). Ces deux configurations se différencient par un terme d'anisotropie de forme.

3. Nous ferons dans cette thèse la distinction entre le profil de Bloch, qui désigne toute paroi respectant les équations (1.23) et (1.24), et la paroi de Bloch, qui désigne le cas particulier $\psi = \pi/2$.

En effet, de manière similaire au cas de la plaque aimantée discuté précédemment, une paroi de domaine magnétique dans un matériau à anisotropie perpendiculaire présente une anisotropie de forme qui dépend de sa structure magnétique. En première approximation, l'énergie du champ démagnétisant favorise une paroi de Bloch, dont l'aimantation au centre est contenue dans le plan de la paroi, par rapport à une paroi de Néel, dont l'aimantation au centre est normale au plan de la paroi. Le terme d'énergie du champ démagnétisant de la paroi, supposée d'extension infinie selon les axes y et z , s'écrit

$$e_K = \frac{\mu_0 M_S^2}{2} (m_x - m_{x,0})^2 = \frac{\mu_0 M_S^2}{2} (\cos \varphi \sin \theta - m_{x,0})^2 \quad (1.26)$$

où $m_{x,0}$ dénote une éventuelle composante de l'aimantation dans les domaines. Ce terme s'ajoute à l'énergie totale de la paroi.

De plus, il a été démontré que dans les films ultrafins (d'épaisseur très inférieure à la longueur d'échange et à la largeur de paroi), le facteur démagnétisant est réduit d'un facteur $N_x = t \ln 2 / (\pi \Delta_0)$, où t est l'épaisseur de l'échantillon [45], dans le cas où la paroi présente un profil de Bloch. On a finalement, en prenant également en compte la possibilité d'une réduction des charges magnétiques par une composante non nulle $m_{x,0}$ de l'aimantation dans les domaines selon x :

$$e_K = K (m_x - m_{x,0})^2 = \frac{t \ln 2}{\pi \Delta_0} \frac{\mu_0 M_S^2}{2} (m_x - m_{x,0})^2. \quad (1.27)$$

Pour des domaines à 180° , où $m_{x,0} = 0$, l'énergie devient donc :

$$e_{\text{tot}} = A [(d_x \theta)^2 + (\sin \theta d_x \varphi)^2] + K_0 \sin^2 \theta + K \sin^2 \theta \cos^2 \varphi. \quad (1.28)$$

Ce cas se résoud de façon similaire au cas précédent en remplaçant K_0 par $K_0 + K \cos^2 \psi$. On obtient ainsi une largeur de paroi :

$$\Delta(\psi) = \frac{\Delta_0}{\sqrt{1 + \kappa \cos^2 \psi}}, \quad (1.29)$$

où $\kappa = K/K_0$, et une énergie :

$$\sigma(\psi) = \sigma_0 \sqrt{1 + \kappa \cos^2 \psi}. \quad (1.30)$$

Ce terme tend à favoriser la paroi de Bloch ($m_x = 0$ dans tout l'échantillon) par rapport à la paroi de Néel. Si pour une raison quelconque la paroi est tout de même Néel, son paramètre de largeur Δ sera modifié, ainsi que son énergie. Cette dernière peut s'exprimer plus simplement dans le cas (très généralement vérifié dans les couches minces) où

$K/K_0 \ll 1$ en développant au premier ordre :

$$\sigma(\psi) \simeq \sigma_0 + 2\Delta_0 K \cos^2 \psi. \quad (1.31)$$

Notons que notre définition de l'anisotropie de forme est une approximation : si le paramètre de largeur de paroi Δ est différent de Δ_0 (par exemple ici si la paroi est Néel), le facteur démagnétisant N_x l'est aussi, ce qui modifie $K(\psi)$. Prendre en compte cette variation reviendrait à refaire le calcul de la référence [45] pour chacun des cas développés dans les chapitres qui suivent, ce qui serait extrêmement lourd. Les corrections à la largeur de paroi étant *a priori* assez faibles [12], nous ferons l'approximation de prendre $K = cste = N_x \mu_0 M_S^2 / 2$ dans tous les cas.

De même que l'on avait défini le champ d'anisotropie effective d'une couche mince magnétique H_{K_0} (voir expression (1.14)), on peut définir le champ d'anisotropie de forme d'une paroi H_K :

$$H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_S}. \quad (1.32)$$

1.1.2.d Terme d'énergie Zeeman

Lorsqu'un champ magnétique extérieur \vec{H}_{ext} est appliqué à l'échantillon, le terme d'énergie associé, dit de Zeeman, est :

$$e_Z = -\mu_0 M_S \vec{m} \cdot \vec{H}_{\text{ext}}. \quad (1.33)$$

Étant donné que le champ magnétique extérieur est produit par l'expérimentateur par des moyens à son échelle (bobines, électroaimants), il sera toujours supposé constant et uniforme à l'échelle de l'aimantation locale.

Le champ extérieur peut être séparé en deux composantes. La première est la composante perpendiculaire à l'échantillon, qui participe à l'énergie Zeeman par un terme :

$$e_{Z,z} = -\mu_0 M_S H_z \cos \theta. \quad (1.34)$$

Lorsque cette composante est non nulle, la paroi est mise en mouvement. Nous étudierons ce cas dans la partie 1.1.3. La seconde composante est la composante dans le plan de l'échantillon, que nous prendrons toujours⁴ colinéaire à \vec{e}_x , c'est-à-dire normale à la paroi :

$$e_{Z,x} = -\mu_0 M_S H_x \cos \psi \sin \theta. \quad (1.35)$$

Le champ dans le plan H_x a ainsi un effet sur l'angle ψ de l'aimantation dans la paroi

4. À l'exception de la partie 3.3.2, où un angle est introduit entre \vec{H}_x et la normale à la paroi.

et sur l'angle θ , qui décrit à la fois l'aimantation dans la paroi et dans les domaines. Si H_x est supérieur au champ d'anisotropie de forme H_K (équation (1.32)), la paroi sera de type Néel ($\psi = 0$ ou π). Si par contre il est comparable au champ H_{K_0} (équation (1.14)), l'aimantation dans les domaines sera inclinée et la paroi élargie, ce qui complique sensiblement l'étude de la statique et de la dynamique des parois.

Dans les cas les plus courants, l'anisotropie de forme est faible par rapport à l'anisotropie effective : $K \ll K_0$. Pour des champs plans appliqués assez faibles, on suppose que l'aimantation dans les domaines reste parallèle à l'axe Oz et que le profil de paroi n'est pas modifié. Dans ce cas, on peut intégrer l'énergie totale selon x pour obtenir l'énergie de la paroi en fonction de l'angle ψ :

$$\sigma(\psi) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[A d_x^2 \theta + K_0 \sin^2 \theta + K \sin^2 \theta \cos^2 \psi - \mu_0 M_S H_x \cos \psi \sin \theta \right] dx, \quad (1.36)$$

ce qui conduit à :

$$\sigma(\psi) = \sigma_0 \sqrt{1 + \kappa \cos^2 \psi} - \frac{\pi \Delta_0}{\sqrt{1 + \kappa \cos^2 \psi}} \mu_0 M_S H_x \cos \psi, \quad (1.37)$$

que l'on simplifie en supposant $\kappa \ll 1$ afin d'obtenir une expression solvable analytiquement :

$$\sigma(\psi) \simeq \sigma_0 + 2\Delta_0 K \cos^2 \psi - \pi \Delta_0 \mu_0 M_S H_x \cos \psi, \quad (1.38)$$

où l'on a utilisé l'égalité $\sigma_0 = 4\Delta_0 K_0$ pour écrire le deuxième terme.

1.1.2.e Champ équivalent de DMI

De même que pour les autres contributions, il est possible d'exprimer l'énergie volumique de DMI dans le cas du profil de Bloch : $e_{\text{DMI}} = -D \cos \psi \partial_x \theta$. Ce terme a la particularité de ne pas modifier l'établissement du profil de paroi (1.22), une fois intégré sur le profil de Bloch il s'exprime comme [12] :

$$\sigma_{\text{DMI}}(\psi) = -\pi D \cos \psi = -\pi \Delta_0 \mu_0 M_S H_{\text{DMI}} \cos \psi \quad (1.39)$$

où l'on a défini le champ équivalent de DMI par analogie avec la contribution du terme Zeeman (le paramètre de largeur de paroi est encore supposé constant) :

$$H_{\text{DMI}} = \frac{D}{\mu_0 M_S \Delta_0}. \quad (1.40)$$

Le champ équivalent de DMI est une grandeur qui dépend à la fois de la valeur de la constante de DMI D (intrinsèque au matériau) et du paramètre de largeur de paroi. Ce

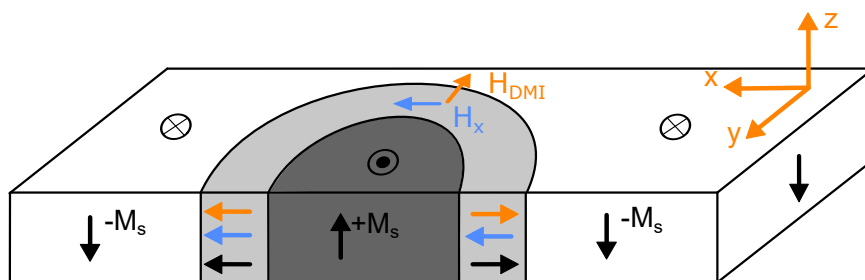


FIGURE 1.5 – Représentation schématisée d'un domaine magnétique entouré de parois de Néel droites ($\varepsilon = +1$) soumis à un champ planaire H_x dans un milieu présentant un DMI positif. Le champ équivalent H_{DMI} (en orange) suit dans ce cas la direction de l'aimantation locale (en noir) tandis que le champ extérieur H_x (en bleu) est fixé.

champ sera donc amené à varier si la paroi est modifiée par d'autres facteurs.

De plus, si nous avons ici effectué le calcul pour une paroi de Bloch perpendiculaire à \vec{e}_x , il est possible de montrer *via* l'équation (1.17) que le champ équivalent de DMI a des propriétés de symétrie différentes du champ extérieur. Le figure 1.5 illustre le champ équivalent de DMI dans le cas d'un domaine entouré de parois de Néel dites « droites », où l'aimantation pointe des domaines \uparrow vers les domaines \downarrow . L'orientation du champ équivalent dépend de celle de la paroi : pour D positif, le champ DMI sera toujours orienté des domaines \uparrow vers les domaines \downarrow , et inversement.

En résumé, le champ de DMI est associé au sens de rotation de la paroi de Néel :

- Pour $D > 0$, le champ de DMI favorise les parois droites : $\downarrow \leftarrow \uparrow \rightarrow \downarrow$.
- Pour $D < 0$, le champ de DMI favorise les parois gauches : $\downarrow \rightarrow \uparrow \leftarrow \downarrow$.

Bien qu'il ne soit pas un véritable champ magnétique, le champ équivalent de DMI a l'avantage de rendre manifeste l'intérêt d'utiliser un champ externe pour révéler le DMI. Selon que le champ externe H_x s'ajoute ou s'oppose au champ équivalent H_{DMI} , les parois n'auront pas la même énergie.

Au final, l'énergie totale d'une paroi sous champ avec DMI s'écrit de façon approchée :

$$\sigma(\psi) \simeq \sigma_0 + \Delta_0 \mu_0 M_S [H_K \cos^2 \psi - \pi(H_{DMI} + H_x) \cos \psi], \quad (1.41)$$

où l'on a exprimé chaque terme en utilisant les champs effectifs. La suite de ce chapitre utilisera cette approximation, tandis que les conséquences de l'inclinaison de l'aimantation dans les domaines et de la variation du paramètre de largeur seront développées dans le chapitre 3.

En dérivant l'expression 1.41 par rapport à l'angle ψ , on montre [12] que l'équilibre

correspond à :

$$\cos \psi = \begin{cases} \frac{\pi}{2} \frac{H_{\parallel}}{H_K} & \text{si } \frac{\pi}{2} |H_{\parallel}| \leq H_K, \\ \pm 1 & \text{si } \frac{\pi}{2} |H_{\parallel}| > H_K, \end{cases} \quad (1.42)$$

où l'on a défini $H_{\parallel} = H_{\text{DMI}} + H_x$. Dans le premier cas, l'anisotropie de forme K favorise une paroi de type Bloch (si les deux champs dans H_{\parallel} sont égaux et opposés) ou de configuration intermédiaire. Dans le deuxième cas, la paroi est de type Néel, de chiralité déterminée par les importances relatives de H_{DMI} et H_x .

1.1.3 Dynamique de paroi dans un milieu parfait

Après avoir décrit la statique des parois, nous passons maintenant à la description de leur dynamique.

1.1.3.a Équation de Landau–Lifshitz–Gilbert

La vitesse de déplacement d'une paroi de domaines dépend de l'évolution au cours du temps de la structure magnétique de la paroi. Elle présente, même sans considérer l'influence des défauts, des comportements non linéaires décrits par le modèle $q - \psi$, où q est la position du centre de la paroi et ψ l'angle de l'aimantation dans la paroi.

Ce modèle découle de l'équation de Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG) [28, 46], qui exprime la relation entre la variation de l'aimantation et les couples s'exerçant sur elle :

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \times \dot{\vec{M}}, \quad (1.43)$$

où la constante $\gamma_0 = \mu_0 e / (2m_e)$ est le produit du facteur gyromagnétique de l'électron, défini positif, et de la perméabilité magnétique du vide. Le premier terme du membre de droite comprend tous les couples qui s'exercent sur l'aimantation et le second terme représente l'amortissement de manière phénoménologique. Si on applique cette équation à une collection de moments magnétiques indépendants les uns des autres et sans amortissement soumise à un champ magnétique extérieur \vec{H}_0 constant, on obtient une précession de \vec{M} autour de ce champ extérieur à la pulsation de Larmor $\omega = \gamma_0 H_0$.

Les termes de l'équation LLG sont représentés sur la figure 1.6. Le champ magnétique effectif \vec{H}_{eff} comprend l'ensemble des contributions à la précession de l'aimantation, hors amortissement. Il comprend aussi bien le champ extérieur appliqué que les champs « internes » dus aux interactions entre moments magnétiques à l'intérieur de l'échantillon. On l'écrit comme la variation de la densité d'énergie avec \vec{M} :

$$\mu_0 \vec{H}_{\text{eff}} = - \frac{\delta e_{\text{tot}}}{\delta \vec{M}}, \quad (1.44)$$

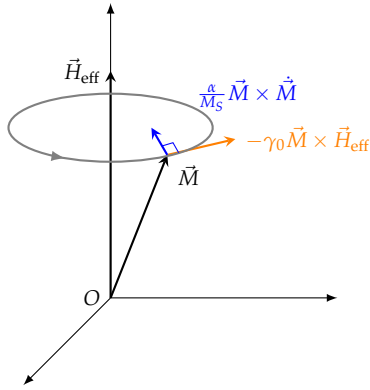


FIGURE 1.6 – Représentation graphique de l'équation LLG. L'aimantation \vec{M} précesse autour du champ effectif (vecteur orange et trajectoire grise). S'il existe un facteur d'amortissement α non nul, le couple associé est perpendiculaire au plan formé par \vec{M} et $\dot{\vec{M}}$, et tend à ramener l'aimantation vers le champ effectif.

où δ dénote une dérivée fonctionnelle.

Le terme d'amortissement est perpendiculaire à l'aimantation elle-même et à sa dérivée. Il tend à réaligner l'aimantation vers le champ effectif autour duquel celle-ci précesse. Son amplitude est mesurée par le facteur d'amortissement de Gilbert α , dont les valeurs s'étendent entre 10^{-2} pour certains grenats et 0,5 pour certaines couches minces magnétiques.

Ainsi, l'équation de LLG s'écrit de manière vectorielle

$$\dot{\vec{m}} = \frac{\gamma_0}{\mu_0 M_S} \vec{m} \times \frac{\delta e_{\text{tot}}}{\delta \vec{m}} + \alpha \vec{m} \times \dot{\vec{m}}, \quad (1.45)$$

et sa projection en coordonnées sphériques est (figure 1.3)

$$\begin{cases} \dot{\theta} + \alpha \dot{\varphi} \sin \theta = -\frac{\gamma_0}{\mu_0 M_S} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\delta e_{\text{tot}}}{\delta \varphi} \\ -\alpha \dot{\theta} + \dot{\varphi} \sin \theta = \frac{\gamma_0}{\mu_0 M_S} \frac{\delta e_{\text{tot}}}{\delta \theta} \end{cases}. \quad (1.46)$$

1.1.3.b Équations de Slonczewski du mouvement de paroi

Dans notre convention, la paroi est parallèle au plan (O, y, z) et se déplace vers les x positifs. Si l'on suppose que la paroi conserve un profil de Bloch au cours de son mouvement, on peut écrire θ et φ comme des fonctions de la position $q(t)$ du centre de la paroi et de l'angle $\psi(t)$ de l'aimantation dans la paroi⁵ :

$$\begin{cases} \theta(x, t) = 2 \arctan \left[\exp \left(\frac{x - q(t)}{\Delta_0} \right) \right], \\ \varphi(x, t) = \psi(t) \end{cases}, \quad (1.47)$$

5. On utilise ici la notation ψ au lieu de φ pour insister sur le fait que l'angle ne dépend pas de x . Si l'on prend un instantané de la paroi à un instant t , l'aimantation locale fait partout dans l'échantillon un angle ψ avec l'axe Ox .

ce profil correspond à une paroi de Bloch pour $\psi = \pm\pi/2$ et à une paroi de Néel pour $\psi = 0$ ou π . Il vérifie de plus l'équation :

$$\Delta_0 \frac{d\theta}{dx} = \sin \theta. \quad (1.48)$$

En effectuant le changement de variable et en intégrant selon x pour obtenir l'énergie surfacique $\Sigma = \int e_{\text{tot}} dx$, on obtient les équations de Slonczewski [47] :

$$\begin{cases} \frac{1}{\Delta_0} \dot{q} - \alpha \dot{\psi} = \frac{\gamma}{2M_S} \frac{1}{\Delta_0} \frac{\partial \Sigma}{\partial \psi} \\ \frac{\alpha}{\Delta_0} \dot{q} + \dot{\psi} = -\frac{\gamma}{2M_S} \frac{\partial \Sigma}{\partial q}. \end{cases} \quad (1.49)$$

Ce système d'équation couplées permet de déterminer le mouvement des parois si l'on connaît l'énergie $\Sigma(q, \psi)$. Cette énergie est égale à la somme de l'énergie de paroi σ , que nous avons calculée précédemment dans le cas statique, et de l'énergie des domaines magnétiques :

$$\mathcal{E} = \iiint e_{\text{tot}} dx dy dz = wt\Sigma = wt \left[\sigma(\psi) + \int (e_{\uparrow} + e_{\downarrow}) dx \right], \quad (1.50)$$

où w et t sont les dimensions de l'échantillon en y et z , respectivement, et où e_{\uparrow} et e_{\downarrow} désignent la densité d'énergie dans les domaines, qui ne dépend que du terme Zeeman perpendiculaire (1.33). Pour un échantillon de taille infinie, l'énergie Σ diverge, mais sa dérivée peut être calculée simplement. Lorsque la paroi se déplace vers les x positifs, le domaine \uparrow grandit au détriment du domaine \downarrow :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial q} = e_{\uparrow} - e_{\downarrow} = -2\mu_0 M_S |m_z| H_z. \quad (1.51)$$

Cette expression correspond à la force (surfactive) exercée par le champ perpendiculaire. Lorsque l'aimantation est alignée selon l'axe z dans les domaines, on a :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial q} = -2\mu_0 M_S H_z. \quad (1.52)$$

1.1.3.c Régimes de vitesse

Lorsque le champ extérieur ne possède pas de composante perpendiculaire nous avons montré que l'énergie d'une paroi vérifiant le profil de Bloch s'écrit en fonction de l'angle ψ :

$$\sigma(\psi) \simeq \sigma_0 + 2\Delta K \cos^2 \psi. \quad (1.53)$$

La variation d'énergie associée est alors

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial \psi} = \frac{\partial \sigma}{\partial \psi} = -\frac{\gamma_0}{2} H_K \sin(2\psi) \quad (1.54)$$

où l'on utilisé $H_K = 2K/(\mu_0 M_S)$. Ce terme correspond à un couple de rappel (surfactive) sur l'aimantation, qui est provoqué par le surcoût en énergie de la paroi de Néel par rapport à la paroi de Bloch.

Finalement on peut réécrire (1.49) comme :

$$\begin{cases} \frac{1}{\Delta} \dot{q} - \alpha \dot{\psi} = -\frac{\gamma_0}{2} H_K \sin(2\psi) \\ \frac{\alpha}{\Delta} \dot{q} + \dot{\psi} = \gamma_0 H_z. \end{cases} \quad (1.55)$$

Pour résoudre ce système, on commence par combiner les deux équations pour éliminer \dot{q} , ce qui donne l'expression de la dérivée temporelle de l'angle de la paroi :

$$\dot{\psi} = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha^2} [H_z + \frac{\alpha}{2} H_K \sin 2\psi]. \quad (1.56)$$

Dans le cas $H_z \leq \alpha H_K/2$, il existe deux solutions telles que $\dot{\psi} = 0$. Ces solutions correspondent à une paroi se déplaçant en restant identique à elle-même au cours du temps : on parle de régime *stationnaire*. La vitesse de la paroi s'exprime simplement en utilisant la deuxième équation de (1.55) :

$$\dot{q} = v_{\text{sta}} = \frac{\gamma_0 \Delta}{\alpha} H_z \quad (1.57)$$

et l'angle de l'aimantation vérifie

$$\sin(2\psi) = \frac{2H_z}{\alpha H_K}. \quad (1.58)$$

Dans notre cas, la solution stable est située dans l'intervalle $[\pi/4; 3\pi/4]$. La configuration $\psi = \pi/2$ est celle au repos (c'est la paroi de Bloch qui minimise l'anisotropie de forme), puis l'angle augmente quand un champ $H_z > 0$ est appliqué, jusqu'à atteindre $3\pi/4$ quand H_z atteint le champ de Walker [48] :

$$H_W = \frac{\alpha H_K}{2} = \frac{\alpha}{2} N_x M_S, \quad (1.59)$$

qui correspond à la vitesse de Walker :

$$v_W = \frac{\gamma_0 \Delta}{\alpha} H_W = \frac{\gamma_0 \Delta}{2} N_x M_S. \quad (1.60)$$

Ce champ correspond à la limite haute du régime stationnaire.

Dans le cas $H_z > \alpha H_K/2 = H_W$, il n'y a plus de solution à angle constant. On obtient l'expression complète de la vitesse en injectant l'expression de $\dot{\psi}$ dans (1.55) :

$$\dot{q} = \frac{\gamma_0 \Delta}{\alpha(1 + \alpha^2)} H_W [\alpha^2 h_z - \sin(2\psi)]. \quad (1.61)$$

Le premier terme du membre de droite correspond à une translation de la paroi, et le second terme à une oscillation. L'aimantation dans la paroi tourne au cours du mouvement, et on parle de régime *précessionnel*. En général, le facteur d'amortissement α est inférieur à 1 et la vitesse instantanée de la paroi peut être négative. La vitesse moyenne de la paroi est donc fortement réduite par rapport au régime stationnaire. Pour décrire le mouvement, il faut résoudre l'équation (1.56), ce qui amène à [49] :

$$\frac{1}{\sqrt{h_z^2 - 1}} \arctan \left(\frac{h_z \tan \psi + 1}{\sqrt{h_z^2 - 1}} \right) = \frac{\gamma_0 H_W}{1 + \alpha^2} t + cste \quad (1.62)$$

où l'on a défini $h_z = H_z/H_W$ ($h_z > 1$ dans le régime précessionnel). Cette relation donne une expression de l'évolution de l'angle ψ au cours du mouvement. La fonction $\psi(t)$ n'est pas monotone, mais elle est 2π -périodique, on peut donc utiliser (1.62) pour montrer que lorsque ψ parcourt $[-\pi/2; \pi/2]$, c'est-à-dire lors d'une demi-période de la rotation, le temps écoulé est

$$\frac{T}{2} = \pi \frac{1 + \alpha^2}{\gamma_0 H_W \sqrt{h_z^2 - 1}}. \quad (1.63)$$

Par définition de la période, on a donc

$$\langle \dot{\psi} \rangle = \frac{2\pi}{T} = \frac{\gamma_0 H_W}{1 + \alpha^2} \sqrt{h_z^2 - 1}, \quad (1.64)$$

et en injectant dans (1.55), on obtient la vitesse moyenne de la paroi en régime précessionnel :

$$\langle \dot{q} \rangle = \frac{\gamma_0 \Delta}{\alpha(1 + \alpha^2)} H_W \left[h_z(1 + \alpha^2) - \sqrt{h_z^2 - 1} \right] \quad (1.65)$$

Cette expression montre que passé H_W , la vitesse diminue fortement suivant un régime de mobilité négative, puis augmente de nouveau jusqu'à approcher un régime quasi-linéaire, qualifié de régime *précessionnel asymptotique*. Ce dernier correspond à $H_z \gg H_W$, et la vitesse tend vers :

$$\lim_{h_z \rightarrow \infty} \langle \dot{q} \rangle = v_{\text{prec}} = \frac{\gamma_0 \Delta \alpha}{1 + \alpha^2} H_z. \quad (1.66)$$

Pour des champs appliqués suffisamment forts, il est possible de dépasser la vitesse de Walker, mais la mobilité $m = \langle \dot{q} \rangle / H_z$ en régime précessionnel est toujours inférieure à celle en régime stationnaire. La figure 1.7 montre la vitesse calculée pour un échantillon de Pt/Co/Pt pour deux valeurs de α différentes. Les pentes du régime stationnaire et du régime précessionnel asymptotique sont d'autant plus différentes que α est petit, et le

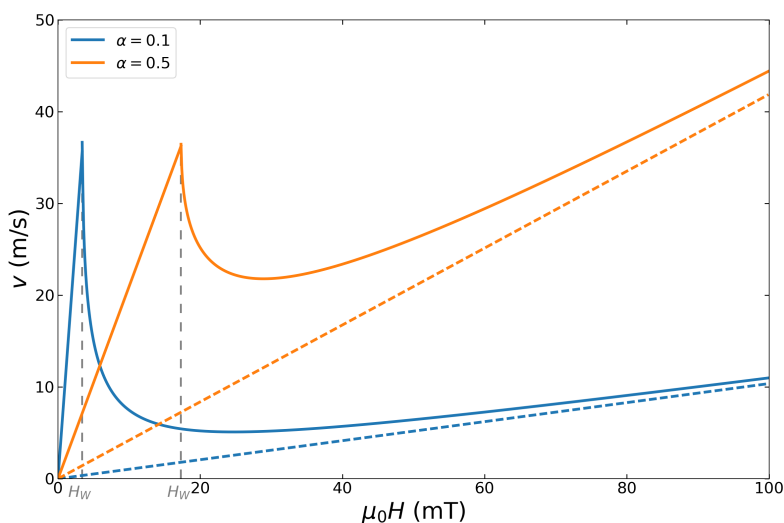


FIGURE 1.7 – Vitesse moyenne de la paroi en fonction du champ extérieur appliqué selon le modèle $q - \psi$ pour deux valeurs de α . Les autres paramètres micromagnétiques choisis sont ceux de l'échantillon de Pt/Co/Pt étudié par la suite : $\mu_0 H_K = 69$ mT, $\Delta = 5,8$ nm. Les droites pointillées correspondent au régime précessionnel asymptotique.

champ de Walker augmente avec α . Dans le régime stationnaire, la mobilité m diminue lorsque α augmente, et à l'inverse, en régime précessionnel, m augmente avec α , tant que $\alpha \leq 1$, après quoi elle diminue.

L'existence de ces régimes de vitesse et du champ de Walker a été démontrée pour différents systèmes expérimentaux, parmi lesquels des nanofils de permalloy [50] et des couches minces de (Ga,Mn)/As [51].

Au long de cette étude, nous avons supposé que le paramètre de largeur de paroi restait constant au cours du mouvement. En réalité, la largeur de la paroi dépend de l'angle de l'aimantation ψ : si la paroi est de type Néel, l'attraction des charges magnétiques situées de part et d'autre de la paroi tend à diminuer sa largeur :

$$\Delta(\psi) = \frac{\Delta_0}{\sqrt{1 + \kappa \cos^2 \psi}} \quad (1.67)$$

où l'on a défini $\Delta_0 = \sqrt{A/K_0}$ et $\kappa = K/K_0$. Ainsi, dans le régime stationnaire, la largeur diminue au fur et à mesure que le champ appliqué s'approche du champ de Walker, et dans le régime précessionnel lorsque l'aimantation de la paroi tourne, la largeur oscille. Cette oscillation donne lieu à une dissipation additionnelle qui réduit la vitesse par rapport au modèle présenté [49], mais celle-ci est négligeable pour $\kappa \ll 1$, ce qui est le cas pour nos échantillons.

1.1.3.d Instabilité du régime de mobilité négative

Le modèle de déplacement de parois que nous avons présenté ici est valable quand on peut supposer que la paroi de domaine est bien décrite par une seule coordonnée d'espace (ici x). On parle de « modèle 1D ». Ceci est vérifié dans les nanofils, où la largeur de l'échantillon (en y) est comparable à l'épaisseur (en z). Dans de tels systèmes intrinsèquement unidimensionnels, le modèle 1D est vérifié, on peut mesurer le champ de Walker et observer le régime de mobilité négative [50].

Cependant, dans les couches minces, la paroi de domaine n'est pas confinée en y , et il faut prendre cette variable en compte (on parle de cas 2D). En particulier, en présence de défauts, les parois de domaines possèdent un aspect rugueux [52]. Il est possible de montrer par un calcul de variation que si la paroi de domaine étudiée n'est pas parfaitement droite, alors le régime de mobilité négative mène à une instabilité [53].

Cet argument théorique, auquel s'ajoute le manque criant d'observations du régime de mobilité négative dans des couches minces, permet de douter fortement de la possibilité d'appliquer notre calcul à des cas réels. De fait, la vitesse après le champ de Walker ne présente pas forcément un régime de mobilité négative [51]. En présence de DMI, des plateaux de vitesse peuvent apparaître à partir de H_W . Ces plateaux font l'objet d'une première étude reportée dans [54].

1.1.3.e Application aux parois de domaines en présence de champ DMI et d'un champ dans le plan

Nous cherchons maintenant à appliquer les résultats connus décrits précédemment au cas de parois en présence de DMI et de champ plan. Dans ce cas, l'énergie des parois s'écrit en première approximation (voir [12] et l'équation (1.41)) :

$$\sigma(\psi) = \sigma_0 + \Delta\mu_0 M_S [H_K \cos^2 \psi - \pi H_{\parallel} \cos \psi], \quad (1.68)$$

où l'on a utilisé $H_{\parallel} = H_{\text{DMI}} + H_x$. La force exercée par le champ perpendiculaire reste la même. Dans ce cas les équations se réécrivent :

$$\begin{cases} \frac{1}{\Delta} \dot{q} - \alpha \dot{\psi} = \gamma_0 H_K [\eta - \cos \psi] \sin \psi \\ \frac{\alpha}{\Delta} \dot{q} + \dot{\psi} = \gamma_0 H_z, \end{cases} \quad (1.69)$$

où l'on a défini $\eta = \frac{\pi}{2} H_{\parallel} / H_K$. La différence principale entre ce cas et le précédent est la modification du champ de Walker. Le champ H_{\parallel} a pour effets de modifier l'angle de la paroi en régime stationnaire par rapport au cas habituel et d'augmenter la valeur de champ de Walker sans changer la mobilité. Il est possible de montrer que la limite du

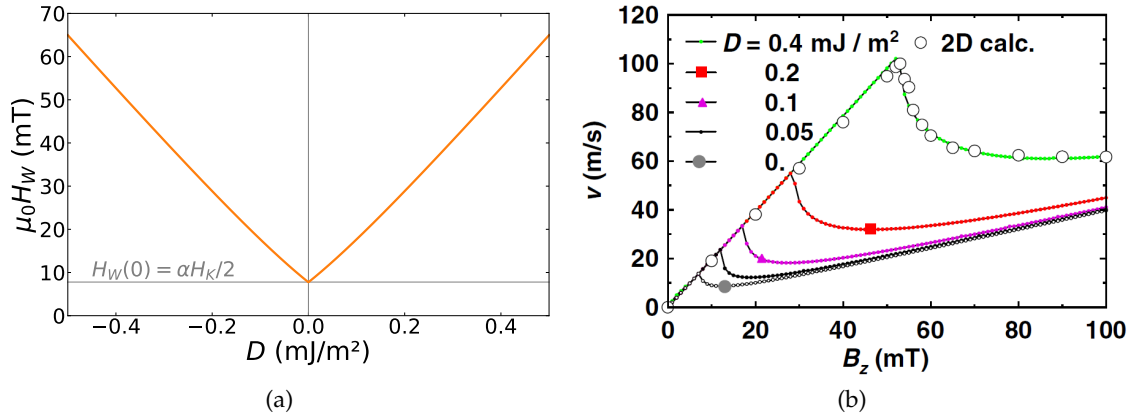


FIGURE 1.8 – (a) Champ de Walker calculé à partir de l’expression (1.70) en fonction de la constante de DMI, avec les paramètres de la référence [12]. (b) figure tirée de [12] : courbes vitesse-champ perpendiculaire de parois de Bloch dans des pistes magnétiques calculées numériquement. Les courbes colorées sont calculées avec l’hypothèse que la paroi est invariante par translation selon y et z , et les points notés « 2D » prennent en compte de possible variations selon y . Les deux régimes de vitesse, stationnaire et précessionnel, sont bien visibles. L’effet principal de l’ajout de DMI par rapport au cas classique (en gris) est une forte augmentation de la zone de régime stationnaire, et donc des vitesses atteintes. $D = 0,4 \text{ mJ} \cdot \text{m}^{-2}$ correspond à $\eta \simeq 3,3$.

régime stationnaire s’écrit :

$$H_W(\eta) = \begin{cases} \alpha H_K [\eta - f_-(\eta)] \sqrt{1 - f_-^2(\eta)} & \text{si } \eta \geq 0, \\ \alpha H_K [f_+(\eta) - \eta] \sqrt{1 - f_+^2(\eta)} & \text{si } \eta \leq 0, \end{cases} \quad (1.70)$$

avec

$$f_{\pm}(\eta) = \frac{\eta \pm \sqrt{\eta^2 + 8}}{2}. \quad (1.71)$$

La figure 1.8a montre la variation du champ de Walker en fonction du paramètre de DMI, pour un échantillon « modèle » utilisé dans les simulations de la référence [12]. Comme le champ extérieur et le champ équivalent de DMI ont ici exactement le même rôle, ce tracé est totalement équivalent à celui en fonction de η . Le champ de Walker est minimal quand $\eta = 0$, c’est-à-dire quand l’interaction Dzyaloshinskii-Moriya et le champ dans le plan se compensent exactement, puis il augmente avec $|\eta|$. La figure 1.8b montre les résultats de simulations de la dynamique correspondante grâce à un code de micromagnétisme 1D. Comme attendu, on observe l’augmentation du champ de Walker (et donc de la vitesse de Walker). Le résultat majeur est que l’allure des courbes à $D \neq 0$ est très semblable à celle du cas $D = 0$. Autrement dit, les contributions de l’interaction Dzyaloshinskii-Moriya et du champ dans le plan augmentent la plage de champ perpendiculaire pour laquelle le régime stationnaire est observé, sans changer en profondeur les mécanismes de la dynamique de paroi.

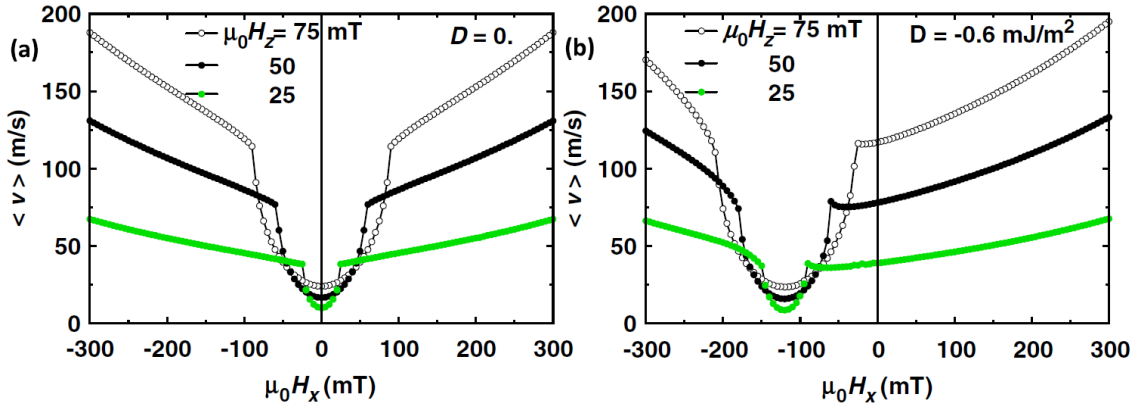


FIGURE 1.9 – Figure tirée de [55]. Caractéristiques vitesse/champ perpendiculaire pour (a) un DMI nul et (b) une valeur de DMI non nul, pour trois valeurs de champ perpendiculaire. On observe les deux régimes de déplacement : la cuvette, qui est centrée en $H_x = -H_{\text{DMI}}$, correspond au régime précessionnel, où la mobilité varie fortement, et les zones à l’extérieur de la cuvette correspondent au régime stationnaire, ou théoriquement la mobilité ne dépend pas du champ appliqué. Cependant la mobilité est proportionnelle à la largeur de paroi, qui varie avec le champ H_x appliqué.

Ainsi, la dynamique sans défauts apparaît comme un moyen de révéler la valeur de la constante de DMI dans un échantillon donné. Pour mesurer cette dernière, il « suffit » en effet d’appliquer un champ planaire permettant d’obtenir un minimum de vitesse pour un champ perpendiculaire donné. Ce champ sera ainsi égal et opposé au champ équivalent de DMI. La figure 1.9 tirée de la référence [55] montre la simulation du résultat d’une telle expérience, qui correspond à une coupe à H_z constant de la figure 1.8b. Quand $|\eta| > 1$ la paroi se déplace en régime stationnaire et sa vitesse varie faiblement avec η en raison de la variation de la largeur de paroi. Quand $|\eta| < 1$ la paroi se déplace en régime précessionnel : sa vitesse présente forte variation avec η et un minimum en $\eta = 0$, qui permet d’identifier le champ équivalent de DMI.

1.1.3.f Largeur de Thiele

Le modèle que nous avons développé dans cette partie, dit « modèle $\eta - \varphi$ », permet de prévoir le mouvement d’une paroi en calculant l’effet des couples exercés sur l’aimantation à l’intérieur de la paroi. Sa force est de pouvoir prévoir l’apparition du régime précessionnel à partir du champ de Walker.

Cependant, la faiblesse de ce modèle est la lourdeur des calculs qu’il exige. Il est heureusement possible d’utiliser une autre approche tant que le mouvement est stationnaire. C’est l’objet de l’équation de Thiele [49, 56, 57], qui s’applique au mouvement des textures magnétiques restant identiques à elles-mêmes au cours du mouvement. Elle s’écrit :

$$\vec{F} + \vec{G} \times \vec{v} + \alpha D \vec{v} = \vec{0}, \quad (1.72)$$

où \vec{F} est la force exercée sur la texture magnétique (par exemple par un champ extérieur ou un courant de spin), \vec{G} est le gyrovecteur, un pseudo-vecteur qui décrit la topologie de la structure (utile en particulier pour la description des skyrmions [58] ou des parois vortex dans les matériaux à aimantation planaire [49]), \vec{v} est le vecteur vitesse de la texture et \mathcal{D} est une matrice de dissipation.

Pour une paroi de domaine droite, la force s'exerçant sur la paroi s'exprime comme le gradient de l'énergie totale (1.50) de la texture magnétique :

$$F_H = -\overrightarrow{\text{grad}} \mathcal{E} = -wt \frac{d\Sigma}{dq} = 2wt\mu_0 M_S H_z, \quad (1.73)$$

où wt est la surface de la paroi. Le gyrovecteur est :

$$\vec{G} = -\frac{\mu_0 M_S}{\gamma_0} \iiint \sin \theta \overrightarrow{\text{grad}} \theta \times \overrightarrow{\text{grad}} \varphi dV. \quad (1.74)$$

Comme on considère une paroi 1D, le produit vectoriel est nul. Enfin, le terme de dissipation s'écrit :

$$\mathcal{D}\vec{v} = -\frac{\mu_0 M_S}{\gamma_0} \iiint \left\{ \left[\left(\vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \right) \theta \right] \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \theta + \sin^2 \theta \left[\left(\vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \right) \varphi \right] \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \varphi \right\} dV \quad (1.75)$$

qui se simplifie dans le cas d'une paroi se déplaçant en x :

$$\mathcal{D}\vec{v} = -wt \frac{\mu_0 M_S}{\gamma_0} v \int \left(\frac{d\vec{m}}{dx} \right)^2 dx \quad (1.76)$$

Finalement, en injectant 1.73 et 1.76 dans 1.72, la vitesse d'une paroi en régime stationnaire s'écrit :

$$v = \frac{\gamma_0 \Delta_T}{\alpha} H \quad (1.77)$$

où l'on a défini la largeur de paroi de Thiele Δ_T grâce à la relation :

$$\frac{2}{\Delta_T} = \int \left(\frac{d\vec{m}}{dx} \right)^2 dx. \quad (1.78)$$

Dans le cas d'une paroi de Bloch en régime stationnaire, cette largeur de Thiele se confond avec le paramètre de largeur de paroi Δ_0 (ce qui se montre à l'aide 1.22). Cette égalité n'est plus valable dès que l'angle φ est modifié.

L'avantage de la largeur de Thiele est d'être à la fois calculable si l'on connaît le profil de paroi, ce qui est typiquement le cas lors de simulation numériques, et *exacte* pour la dynamique, au contraire du paramètre de largeur de paroi, dont l'expression se complique sensiblement en dans le cas d'une paroi en mouvement (voir par exemple 1.67). De plus, la largeur de paroi de Thiele est valable également lorsque la paroi ne suit

pas un profil de Bloch ($\varphi = cste$). En ce sens, la relation 1.77 apporte la preuve qu'une paroi quelconque en régime stationnaire possède une mobilité linéaire. Nous utiliserons la largeur de paroi de Thiele dans nos calculs de dynamique.

1.1.3.g Largeur de Hubert

La largeur de Thiele est un paramètre crucial pour la dynamique, mais elle n'est pas accessible directement par l'expérience. Une définition plus intuitive de la largeur d'une paroi de domaine est donnée par la largeur définie par Hubert [59]. En nommant \vec{m}_\uparrow et \vec{m}_\downarrow les aimantations dans les domaines, la composante de l'aimantation qui varie dans la paroi est $m' = \vec{m} \cdot (\vec{m}_\uparrow - \vec{m}_\downarrow)/2$. La largeur de Hubert est alors définie de manière générale par [55] :

$$\Delta_H = \frac{(1 - \vec{m}_\uparrow \cdot \vec{m}_\downarrow)/2}{|\partial_x m'|_{m'=0}}. \quad (1.79)$$

Dans les cas étudiés dans cette thèse, $m' = m_z$, qui est nul en $x = 0$, et la largeur de Hubert s'écrit :

$$\frac{1}{\Delta_H} = \left| \frac{\partial m_z}{\partial x} \right|_{x=0}. \quad (1.80)$$

Dans le cas d'une paroi d'une Bloch, on calcule $\Delta_H = \Delta_0$. Lorsque l'aimantation dans les domaines est inclinée sous l'effet d'un champ planaire, Δ_H augmente.

Cette largeur de paroi est également appelée largeur d'imagerie car elle est liée au changement de contraste observée lors d'une expérience d'observation des domaines (par exemple par dichroïsme des rayons X (XMCD)).

1.2 Dynamique de parois de domaines en présence de défauts

Après avoir décrit la théorie du déplacement de parois de domaines dans des matériaux idéaux, c'est-à-dire homogènes, nous allons maintenant entamer une description du comportement des parois de domaines magnétiques dans les matériaux réels. En effet, les grandeurs micromagnétiques telles la constante d'anisotropie effective K_0 ou l'aimantation spontanée M_S sont dépendantes de la composition chimique et de l'agencement cristallographique du matériau ; elles peuvent donc varier localement. Les causes de variations sont multiples (variation de l'épaisseur de la couche ferromagnétique, lacunes, joints de grain, éléments contaminants...) et encore aujourd'hui mal décrites. On les regroupe en général sous le terme de « défauts » du matériau, ou de « désordre ».

La présence des défauts a des effets à la fois sur la statique et sur la dynamique des parois de domaines. Ils sont à l'origine du *piégeage* des parois : contrairement au modèle idéal présenté dans la partie précédente, l'énergie des parois dans un matériau réel varie localement, prenant la forme d'un potentiel de piégeage (figure 1.10a). Pour modéliser la

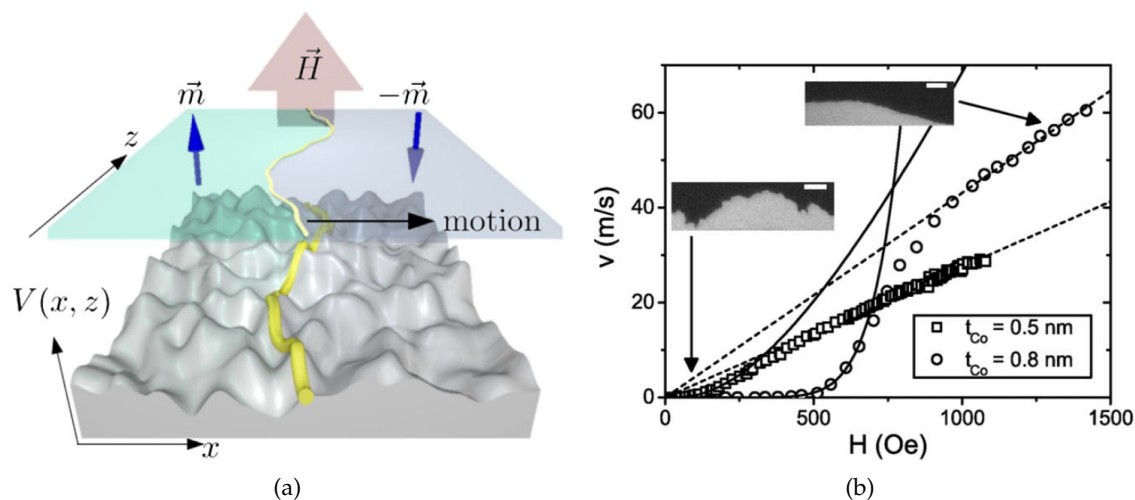


FIGURE 1.10 – (a) Figure tirée de [22]. Paroi de domaine (en jaune) dans un potentiel de piégeage aléatoire. Au repos, la paroi se place préférentiellement dans les creux du potentiel, ce qui lui donne un aspect rugueux. Lorsqu'un champ perpendiculaire est appliqué, il doit vaincre le potentiel pour que la paroi se meuve, ce qui se produira par sauts d'une vallée à l'autre. (b) Figure tirée de [62]. Vitesse mesurée en fonction du champ perpendiculaire appliqué dans des échantillons de Pt/Co/Pt pour deux épaisseurs de cobalt. Les points à fort H sont ajustés par une fonction linéaire (traits pointillés) correspondant à la théorie $q - \psi$ et les points à faibles H sont ajustés par une loi d'Arrhénius (traits pleins). Les photos en insert montrent l'allure de la paroi après son déplacement.

dynamique de la paroi dans un tel potentiel, on la considère comme une ligne élastique [60, 61]. Lorsque la paroi est au repos, sa position et sa forme sont déterminées par la compétition entre sa tendance à minimiser l'énergie due au piégeage, en s'adaptant aux creux du potentiel, et sa résistance à l'élongation, due à son énergie par unité de longueur σ . Ce piégeage, aléatoire, donne aux parois de domaines un aspect rugueux (figure 1.10b).

Lorsqu'un champ perpendiculaire est appliqué pour déplacer la paroi, l'énergie Zeeman doit vaincre le piégeage afin de permettre à la paroi de dépasser les pics du potentiel de piégeage. Il existe donc une résistance au mouvement qui n'est pas prévue par le modèle $q - \psi$. Expérimentalement, les caractéristiques vitesse-champ perpendiculaire peuvent en effet être très différentes de celles attendues : la figure 1.10b en montre un exemple dans le cas de l'empilement Pt/Co/Pt. Quand le champ appliqué est inférieur à un champ dit de « dépiégeage », la vitesse des parois est très faible par comparaison avec la vitesse qu'elle atteindrait en théorie. On verra par la suite que l'on peut parler de régime de *reptation*⁶. Pour des champs croissants, après une phase de *dépiégeage*⁷, la vitesse finit par retrouver un comportement linéaire, dit d'*écoulement*⁸, signature ici

6. *creep* en anglais

7. *depinning*

8. *flow*

du régime précessionnel asymptotique (voir [62]), qui marque son affranchissement du potentiel de défauts.

L'étude de ces trois régimes de vitesse (reptation, dépiégeage, écoulement), est un sujet complexe qui fait intervenir à la fois la théorie dite des systèmes élastiques désordonnés (DES pour *disordered elastic systems*) et des formules empiriques issues des expériences. Les succès de la théorie DES sont forts (voir [17]) mais rares, et ses prévisions s'appliquent rarement de façon directe (par exemple, la forme exacte du régime de piégeage est décrite à $T = 0$ seulement). Il est intéressant de noter qu'en l'espace d'une vingtaine d'années, la description du dépiégeage est passée d'un « champ critique », abscisse à l'origine d'une droite de dépiégeage [17], à une transition décrite par deux régimes différents, dont un « écoulement thermiquement assisté » [63], à la description actuelle par une fonction universelle [23].

Notre objectif sera d'utiliser les derniers développements de la description empirique des parois de domaines pour discuter de nos mesures de la dynamique en présence de DMI. Pour cela, nous verrons tout d'abord les éléments essentiels de la modélisation des parois, puis nous détaillerons les différents régimes de vitesse et leur caractère universel. Enfin, nous verrons comment obtenir des informations sur les caractéristiques « microscopiques » du piégeage de la paroi à partir des mesures expérimentales.

1.2.1 Théorie des systèmes élastiques désordonnés pour les parois de domaines

Le fondement de la théorie des systèmes élastiques désordonnés consiste à ignorer les degrés de liberté internes de la paroi (ici l'angle ψ) et à la considérer comme un objet unidimensionnel élastique se déplaçant dans un espace à deux dimensions (le plan de l'échantillon) où règne un potentiel dû aux défauts. Cette approche est très générale, et s'applique aussi bien au parois de domaines qu'à d'autres systèmes, par exemple les vortex dans les supraconducteurs de type II (objets 1D dans un espace 3D) [15], ou les fronts de fractures ou de mouillage (objets 1D dans un espace 2D) [64].

Pour écrire les différents termes d'énergie, on considère une paroi au départ dans une position d'équilibre métastable. Un segment de cette paroi de longueur L peut se déformer sur une distance u pour trouver une position plus favorable (voir figure 1.11).

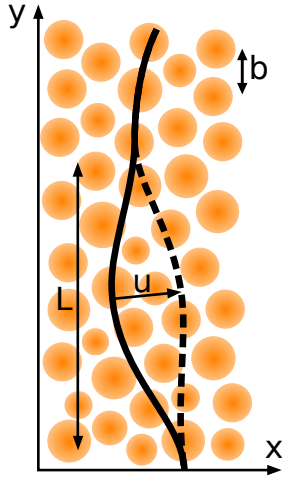


FIGURE 1.11 – Déformation d'une portion de paroi de taille L sur une distance u pour s'adapter au potentiel de défauts. Le potentiel de défauts peut être vu comme une collection de centres de piégeage, de densité n (en centre par unité de surface) et séparés d'une distance moyenne $b \simeq 1/\sqrt{n}$.

1.2.1.a Terme élastique

Lorsqu'un segment de paroi initialement droit se déforme, l'énergie élastique de la paroi augmente d'une quantité [65]

$$\Delta F_{\text{el}} = \sigma t \int \left(\frac{du}{dy} \right)^2 dy \sim \sigma t \frac{u^2}{L}, \quad (1.81)$$

due à l'allongement de la paroi. σ est l'énergie surfacique de la paroi et t l'épaisseur de la couche ferromagnétique.

1.2.1.b Terme de piégeage

Concernant le piégeage, on considère que le potentiel retenant la paroi résulte d'un grand nombre de centres de piégeage, immobiles par rapport à la paroi⁹. Chaque centre de piégeage possède une extension spatiale, dont la moyenne est notée b . Cette longueur peut aussi être interprétée comme la distance moyenne entre deux sites de piégeage, elle est liée à la densité de sites n par $b = 1/\sqrt{n}$. En général, on suppose pour simplifier [17] que cette longueur est aussi la longueur de corrélation du désordre ξ , c'est-à-dire la racine de la variance de la fonction de corrélation du désordre [65]. Afin de gagner en généralité, nous n'utiliserons pas cette hypothèse dans ce chapitre.

De plus, chaque site de piégeage exerce une force f_{pin} sur la paroi si celle-ci le rencontre. La force moyenne exercée sur la paroi est alors :

$$\langle \vec{f}_{\text{tot}} \rangle = \langle \vec{f}_{\text{pin}} \rangle n \xi L = 0, \quad (1.82)$$

où n est la densité surfacique de centres de piégeage. Cette force moyenne est nulle

9. On parle de désordre figé (*quenched disorder* en anglais).

car les centres sont répartis au hasard. Par contre, lorsque la paroi se déforme, elle est sensible à la variance de la force totale :

$$\text{Var}(\vec{f}_{\text{tot}}) = \langle \vec{f}_{\text{tot}}^2 \rangle - \langle \vec{f}_{\text{tot}} \rangle^2 = \langle \vec{f}_{\text{tot}}^2 \rangle - \vec{0} = \langle \vec{f}_{\text{pin}}^2 \rangle n\zeta L. \quad (1.83)$$

La distance ζ est la longueur sur laquelle le désordre est corrélé. Par définition, la variance de l'énergie de piégeage F_{pin} s'écrit donc :

$$\text{Var}(F_{\text{pin}}) = \langle F_{\text{pin}}^2 \rangle - \langle F_{\text{pin}} \rangle^2 = \langle F_{\text{pin}}^2 \rangle - 0 = \langle \vec{f}_{\text{tot}}^2 \rangle \zeta^2 \quad (1.84)$$

d'où

$$\Delta F_{\text{pin}} = \sqrt{\text{Var}(F_{\text{pin}})} = \zeta \sqrt{\langle \vec{f}_{\text{tot}}^2 \rangle}. \quad (1.85)$$

On peut finalement écrire, en oubliant les chevrons pour simplifier [17] :

$$\Delta F_{\text{pin}} = \zeta \sqrt{f_{\text{pin}}^2 n\zeta L} = f_{\text{pin}} \sqrt{nL\zeta^3} \quad (1.86)$$

1.2.1.c Longueur de Larkin

Dans le cas d'un segment de taille L s'adaptant au potentiel de piégeage, la variation d'énergie libre totale s'écrit alors :

$$\Delta F(u, L) = \sigma t \frac{u^2}{L} - f_{\text{pin}} \sqrt{nL\zeta^3}. \quad (1.87)$$

La plus petite déformation possible possède une taille transverse de l'ordre de $u \sim \zeta$. La longueur de caractéristique de piégeage d'une paroi d'énergie donnée est la longueur L_c telle que $\Delta F(\zeta, L_c) = 0$:

$$L_c = \left(\frac{\zeta}{n} \right)^{1/3} \left(\frac{\sigma t}{f_{\text{pin}}} \right)^{2/3} \quad (1.88)$$

Cette longueur est appelée longueur de Larkin. Pour $L < L_c$, l'élasticité force le segment de paroi à rester droit, tandis que pour $L > L_c$, l'énergie de piégeage oblige le segment de paroi à se déformer pour s'adapter au potentiel. Les dimensions minimales d'une déformation sont donc ζ (transversalement) et L_c (longitudinalement). La surface ζL_c couverte par la déformation minimale est appelée surface de Larkin.

1.2.1.d Terme Zeeman et champ de dépiégeage

Enfin, lorsqu'un champ perpendiculaire H_z est appliqué à l'échantillon, l'énergie est diminuée par le terme Zeeman :

$$\Delta F_Z = -2\mu_0 M_S H_z t L u. \quad (1.89)$$

Le champ extérieur peut obliger la paroi à avancer à l'encontre du potentiel de défauts si le coût énergétique du déplacement est négatif. Ce dernier s'écrit :

$$\Delta F(u, L) = f_{\text{pin}} \sqrt{nL} \zeta^{\frac{3}{2}} - 2\mu_0 M_S H_a t L u. \quad (1.90)$$

Contrairement à la situation précédente, l'énergie de piégeage est ici positive car on déloge la paroi d'une position *a priori* plus stable du point de vue du potentiel pour gagner de l'énergie Zeeman en agrandissant un des domaines. Pour provoquer un déplacement minimal $u = \zeta$ et $L = L_c$, il faut alors appliquer un champ valant au moins :

$$H_d = \frac{f_{\text{pin}}}{2\mu_0 M_{St}} \sqrt{\frac{n\zeta}{L_c}}. \quad (1.91)$$

Ce champ est le champ de dépiégeage. À température nulle, c'est le champ qu'il faut appliquer pour commencer à vaincre l'énergie de piégeage et déplacer la paroi.

1.2.2 Description empirique de la dynamique de paroi en présence de défauts

1.2.2.a Régime de reptation et caractère universel de la dynamique

La figure 1.12 montre l'allure typique d'une courbe de vitesse en présence de défauts. Les trois régimes de vitesse y sont bien visibles. À bas champ, la vitesse suit le régime de reptation, qui est caractérisé par une variation de vitesse très importante avec le champ appliqué, selon une loi d'activation thermique :

$$v(H, T) = v(H_d, T) \exp\left(-\frac{\Delta E(H)}{k_B T}\right), \quad (1.92)$$

où $k_B T$ est l'énergie thermique et $\Delta E(H)$ une barrière d'énergie effective, due au potentiel de défauts. Cette barrière d'énergie évolue en loi de puissance avec le champ appliqué : $\Delta E \sim H^{-\mu}$, où μ est un exposant universel qui vaut $\mu = 1/4$ [17, 67]. Ainsi la barrière d'énergie diverge pour $H = 0$, où la vitesse est nulle, et diminue avec H .

Le terme « universel » exprime le fait que l'exposant μ ne dépend pas des propriétés magnétiques spécifiques des matériaux étudiés et des mécanismes microscopiques de retournement de l'aimantation. Il dépend essentiellement des dimensions respectives de la paroi et du milieu où elle se déplace, et du fait que les interactions entre la paroi et les défauts sont de courte portée (*random bond*). Il sera le même pour un autre système physique présentant les mêmes caractéristiques, et en particulier, il est le même pour tout système de couches minces magnétiques, tant que la paroi ne possède pas d'autre degré de liberté. Ainsi, la barrière d'énergie du régime de reptation doit avoir la même forme pour tout échantillon. La figure 1.13, extraite de [22] montre que c'est effective-

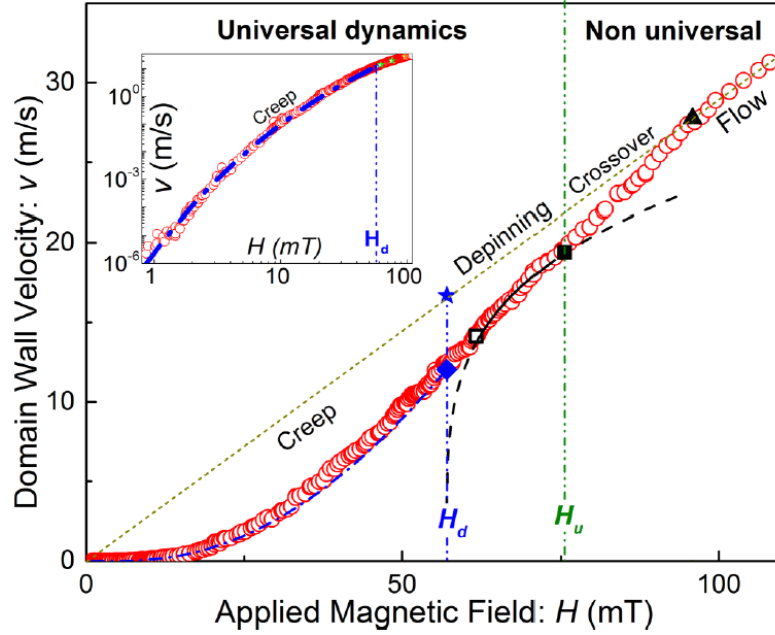


FIGURE 1.12 – Figure tirée de [66]. Caractéristique vitesse/champ perpendiculaire pour un échantillon de Pt/Co(4,5 Å)/Pt représentée en échelle linéaire et en échelle logarithmique (encart). Le régime de reptation (pointillés bleus), qui s'étend sur plusieurs ordres de grandeurs de vitesse, s'étend jusqu'à $H = H_d$, où il laisse place au régime de dépiégeage (en noir). Ces deux régimes sont décrits par des fonctions universelles. Le champ H_u marque de façon qualitative la fin de la validité du régime de dépiégeage, et donc de la description universelle. Au delà, la vitesse rejoint le régime d'écoulement, représenté par la droite passant par l'origine. La limite entre la reptation et le dépiégeage est située au point d'inflexion de la courbe (diamant bleu), qui a pour coordonnées $(H_d, v(H_d))$. L'étoile bleue marque la vitesse v_T qu'auraient les parois en H_d s'il n'y avait pas de piégeage.

ment le cas : les barrières d'énergie calculées pour différents échantillons suivent toutes la même courbe maîtresse.

L'expression de la barrière d'énergie du régime de reptation en $H^{-\mu}$ a été prédite théoriquement pour $H \rightarrow 0$ [61], mais il est possible d'étendre empiriquement son domaine de validité jusqu'à $H = H_d$ en réécrivant la barrière d'énergie sous la forme [22] :

$$\Delta E(H) = k_B T_d \left[\left(\frac{H}{H_d} \right)^{-1/4} - 1 \right]. \quad (1.93)$$

Cette barrière diverge en $H \rightarrow 0$ et s'annule en $H = H_d$, où le régime de reptation laisse place au régime de dépiégeage. La température de dépiégeage T_d donne l'ordre de grandeur de l'énergie de piégeage, et dépend de l'échantillon et de la température.

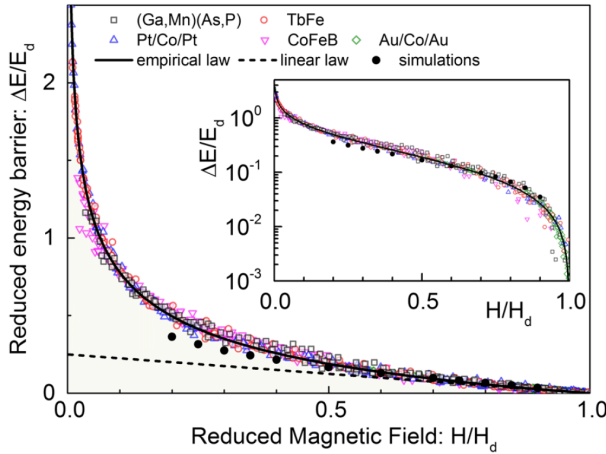


FIGURE 1.13 – Figure tirée de [22]. Barrière d'énergie réduite $\Delta E/(k_B T_d)$ mesurée en fonction du champ réduit H/H_d . Les paramètres H_d et T_d sont déterminés pour chaque échantillon par une procédure qui sera détaillée dans le chapitre 2. La courbe noire correspond à l'équation (1.93).

1.2.2.b Régime de dépiégeage et universalité

Le régime de dépiégeage comprend la partie située entre $H = H_d$ et $H = H_u$, champ à partir il laisse place à une transition vers le régime d'écoulement (appelée *crossover*) qui est encore mal décrite. À température nulle ou très petite devant la température de dépiégeage, la vitesse est de la forme [61] :

$$v(H, T \ll T_d) = \frac{v_T}{x_0} \left(\frac{H - H_d}{H_d} \right)^\beta \quad (1.94)$$

où $\beta \simeq 0,25$ est l'exposant critique de dépiégeage [68]. $x_0 \simeq 0,64$ est un facteur multiplicatif lui aussi universel [23], et la vitesse v_T est la vitesse qu'aurait la paroi s'il n'y avait pas de défauts (voir figure 1.12). Ainsi, à température nulle, la paroi est immobile tant que $H \leq H_d$, puis rejoint le régime d'écoulement pour $H \gg H_d$.

À température non nulle, la vitesse de la paroi n'est pas nulle en H_d , mais vaut [69] :

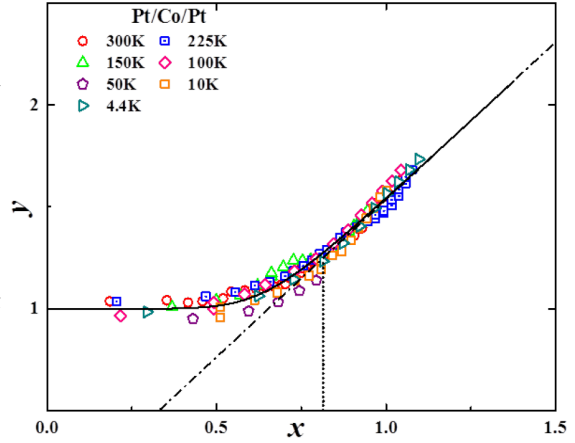
$$v(H_d, T) = v_T \left(\frac{T}{T_d} \right)^\psi \quad (1.95)$$

où $\psi \simeq 0,15$ est l'exposant critique d'« arrondi thermique¹⁰ » [70]. La vitesse en régime de dépiégeage est alors toujours supérieure à la vitesse à température nulle. Expérimentalement, la température de dépiégeage T_d pour les couches minces magnétiques est de l'ordre de 10^3 à 10^4 K, ce qui est toujours très supérieur à la température T .

De manière plus générale, il est possible de montrer [52] que le régime de dépiégeage

10. À ne pas confondre avec l'angle de l'aimantation.

FIGURE 1.14 – Figure tirée de [52]. Fonction universelle de dépiégeage (trait plein, équation (1.98)), fonction de dépiégeage à température nulle (droite pointillée, équation (1.94)) et mesures de vitesse dans la transition de dépiégeage tracées en fonction des variables réduites x et y . Les mesures ont été réalisées sur un échantillon de Pt/Co(0,45 nm)/Pt. Le trait pointillé vertical repère l'abscisse $x = 0,8$.



est décrit par une fonction universelle G des variables réduites

$$x = \left(\frac{T}{T_d}\right)^{-\psi} \left(\frac{H - H_d}{H_d}\right)^\beta \quad \text{et} \quad y = \frac{v(H, T)}{v(H_d, T)} : \quad (1.96)$$

$$y = G(x). \quad (1.97)$$

Cette fonction universelle permet de retrouver d'une part le comportement critique (1.94) à température nulle, c'est-à-dire $G(x) \sim x$ pour $x \rightarrow \infty$, et d'autre part l'arrondi thermique à $H = H_d$, c'est-à-dire $G(x) \sim 1$ pour $x \rightarrow 0$. La fonction

$$G(x) = \left[1 + \left(\frac{x}{x_0}\right)^n\right]^{1/n}, \quad (1.98)$$

où $n = 8,7 \pm 0,4$ et $x_0 = 0,64 \pm 0,02$, permet de remplir ces conditions tout en ajustant un grand nombre de courbes de vitesses à différentes températures [23, 66].

La figure 1.14 montre le tracé de la fonction G , superposé avec des mesures de vitesse pour $H \gtrsim H_d$ dans Pt/Co/Pt. On voit d'une part que la fonction G présente un accord satisfaisant avec les mesures, et d'autre part que pour $x > 0,8$, elle est indissociable (au vu des incertitudes de mesure) de sa limite basse température (1.94). Lorsque l'on travaille à température constante, la condition $x > 0,8$ est remplie pour un champ $H > H_d[1 + (0,8(T/T_d)^\psi)^\beta]$. Entre ce champ et H_u , on peut ajuster simplement les données par l'expression du dépiégeage à température nulle. Ainsi, l'équation (1.94) est valide pour $H \gtrsim H_d[1 + (0,8(T/T_d)^\psi)^\beta]$.

Ceci est fait sur la figure 1.12, où les carrés noirs (creux et pleins) marquent les limites de validité. Entre ces deux valeurs, la courbe du dépiégeage (en noir) possède un accord satisfaisant avec les données. En dessous (i.e. pour $x < 0,8$), les effets thermiques ne sont plus négligeable, et le dépiégeage rejoint le régime de reptation en $H_d, v(H_d, T)$. Au-dessus, la description par une fonction universelle n'est plus valable, et la vitesse

rejoint progressivement (*crossover*) le régime d'écoulement linéaire.

1.2.2.c Régime d'écoulement

Dans le régime d'écoulement, l'influence des défauts sur la paroi change de nature : la dynamique thermiquement activée laisse la place à un régime linéaire $v \propto H_z$, où la dissipation d'énergie est liée au facteur d'amortissement de Gilbert α . Ceci explique le nom de ce régime¹¹, également nommé régime dissipatif.

On retrouve alors la dynamique discutée dans la partie 1.1. Selon que le champ de Walker est plus grand ou plus petit que le champ de dépiégeage, c'est-à-dire si $H_d < H_W$ ou si $H_d \gg H_W$, l'écoulement sera linéaire, respectivement dans le régime stationnaire ou le régime précessionnel asymptotique. Il a été montré [62] que pour les échantillons de Pt/Co/Pt du type de celui de la figure 1.12, il s'agit du deuxième cas, la transition de Walker est cachée par le régime de reptation. Il est donc justifié de représenter le régime d'écoulement par une droite passant par l'origine :

$$v = mH = \frac{\gamma_0 \Delta_T \alpha}{1 + \alpha^2} H, \quad (1.99)$$

où l'on peut mesurer la mobilité grâce à la vitesse de dépiégeage v_T :

$$m = \frac{v_T}{H_d}. \quad (1.100)$$

Ensemble, H_d , T_d et v_T permettent une description complète de la dynamique de parois en présence de défauts. Ils dépendent de l'échantillon et de la température, et permettent d'ajuster à chaque cas les relations universelles (1.92), (1.93) et (1.94). Nous les appelons paramètres *macroscopiques*, ou *effectifs* de piégeage.

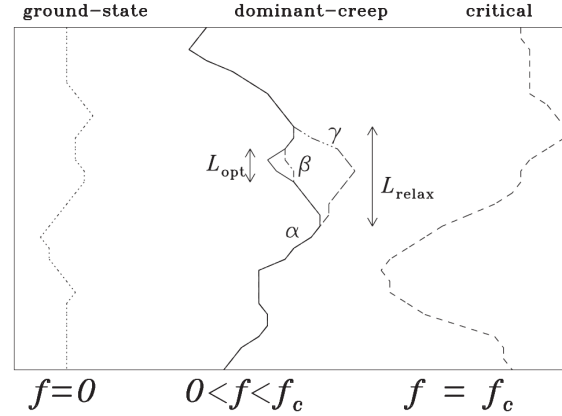
1.2.3 Paramètres microscopiques de piégeage

Pour aller plus loin dans la description du piégeage des parois de domaine, il sera intéressant de relier les paramètres *macroscopiques* de piégeage H_d , T_d et v_T aux caractéristiques *microscopiques* du piégeage (ζ , L_c et f_{pin}) et aux paramètres micromagnétiques (σ , Δ , M_S , α ...). Pouvoir faire le lien entre ces grandeurs permettra d'identifier l'origine des variations des paramètres macroscopiques de piégeage en fonction des échantillons, par exemple, ou dans notre cas en fonction du champ planaire et du DMI.

Remarquons tout d'abord que parmi les trois paramètres macroscopiques, la vitesse v_T a un statut différent de celui du champ et de la température de dépiégeage. En effet,

11. La littérature internationale utilise le terme de *flow*; nous estimons que le terme d'*écoulement* en est la traduction française la moins dommageable.

FIGURE 1.15 – Figure tirée de [71]. Dans le régime de reptation, une paroi de domaine située dans un état métastable (position α , en trait plein) en sort grâce à un saut initial de longueur u_{opt} et de largeur L_{opt} (position β). Ce saut initial est à l'origine d'un déplacement plus important, appelé avalanche, de largeur L_{relax} (position finale γ).



cette vitesse étant donnée en théorie par l'équation du régime d'écoulement linéaire (1.99), elle est uniquement liée à des paramètres micromagnétiques (Δ_T et α) et au champ de dépiégeage. Par conséquent, la mobilité $m = v_T/H_d$ est indépendante des caractéristiques microscopiques du potentiel de piégeage.

À l'inverse, il est possible de relier le champ de dépiégeage H_d et la température de dépiégeage T_d aux paramètres microscopiques par des arguments d'échelle. Nous reprenons ici les points importants de la référence [66].

1.2.3.a Évènements individuels de déplacement de paroi

Au niveau microscopique, un évènement de déplacement de paroi correspond à un saut de longueur u et de largeur L (figure 1.11), qui modifie l'énergie du système selon les termes (1.81), (1.86) et (1.89). Cependant, ces sauts ne sont pas isolés, ils se produisent par « avalanches » [61, 71, 72] [73] : un saut initial de largeur L_{opt} et de longueur u_{opt} déclenche une avalanche de sauts de largeur L_{relax} (figure 1.15).

Les dimensions L_{opt} et u_{opt} du déplacement initial dépendent du champ perpendiculaire appliqué. La largeur s'écrit [74, 75] :

$$L_{\text{opt}} = L_c \left(\frac{H_z}{H_d} \right)^{-\nu_{\text{eq}}}, \quad (1.101)$$

où $\nu_{\text{eq}} = 3/4$ est un exposant universel. Et la longueur des sauts s'écrit :

$$u_{\text{opt}} = \zeta \left(\frac{L_{\text{opt}}}{L_c} \right)^{\zeta_{\text{eq}}}, \quad (1.102)$$

où $\zeta_{\text{eq}} = 2/3$ est l'exposant de rugosité de la paroi [65]. Ainsi, la taille du saut initial diverge lorsque le champ appliqué est très faible ($H_z \rightarrow 0$). Pour une même température, l'agitation thermique provoque donc beaucoup moins d'évènements de déplacement et la vitesse diminue. Au contraire, lorsque le champ appliqué approche du champ de

dépiégeage ($H_z \rightarrow H_d$), les sauts initiaux se trouvent réduits à leur taille minimale $L_{\text{opt}} = L_c$ et $u_{\text{opt}} = \xi$.

De plus, ces petits sauts, beaucoup plus nombreux, provoquent des avalanches plus grandes : la taille L_{relax} des avalanches diverge lorsque le champ appliqué approche le champ de dépiégeage [71, 73].

En résumé, plus le champ s'approche du champ de dépiégeage, plus la taille (transverse et longitudinale) des sauts nécessaires pour déclencher un processus d'avalanche est petite, et plus les avalanches créées sont grandes. Au champ de dépiégeage, les sauts initiaux minimaux sont atteints, ils ont pour dimensions $L_{\text{opt}} = L_c$ et $u_{\text{opt}} = \xi$.

1.2.3.b Expression des paramètres macroscopiques

Ces considérations nous permettent de relier entre eux, au dépiégeage, les différents termes d'énergie. En effet, l'énergie de piégeage correspondant à un saut minimal est $\Delta F_{\text{pin}}(\xi, L_c) = f_{\text{pin}} \sqrt{n \xi L_c \xi}$ (voir équation (1.86)). Nous avons déjà montré que le champ de dépiégeage s'écrit (voir 1.91) :

$$H_d = \frac{f_{\text{pin}}}{2\mu_0 M_{St}} \sqrt{\frac{n \xi}{L_c}}. \quad (1.103)$$

Pour exprimer la température de dépiégeage, nous faisons l'hypothèse que l'énergie $k_B T_d$ est égale à la force de piégeage à l'échelle d'un saut individuel minimal [66] :

$$k_B T_d = f_{\text{pin}} \sqrt{n \xi L_c \xi} \quad (1.104)$$

1.2.3.c Variation des paramètres microscopiques

Selon le modèle naïf présenté au paragraphe précédent (figure 1.11), les paramètres microscopiques de piégeage f_{pin} , ξ et L_c sont des constantes dépendant de l'échantillon. En réalité, l'agitation thermique peut faire fluctuer la position de la paroi de domaine, ce qui a pour effet de lisser le potentiel de défauts « ressenti » par la paroi. Le potentiel de défauts effectif aura pour caractéristiques $\xi(T)$ et $L_c(T)$. Des travaux théoriques [76] proposent que ces paramètres varient comme des lois de puissances de la température :

$$L_c(T) = \frac{4\pi}{\sigma t \mathcal{P}^2} \left[\frac{k_B T}{f(T/T_d)} \right]^5 \quad (1.105)$$

$$\xi(T) = \frac{\sqrt{3}(4\pi)^{5/6}}{\sigma t \mathcal{P}} \left[\frac{k_B T}{f(T/T_d)} \right]^3 \quad (1.106)$$

où \mathcal{P} sert à décrire l'amplitude du potentiel de piégeage et possède la dimension d'une énergie au carré, et où la fonction f est définie implicitement par $(f(x))^6 = 4\pi x^6(1 - f(x))$. Nous verrons que pour nos échantillons, les températures de dépiégeage sont très grandes devant la température ambiante, il nous suffit donc d'utiliser les expressions à température nulle :

$$L_{c0} = (4\pi)^{1/6} \frac{(k_B T_d)^5}{\sigma t \mathcal{P}^2} \quad (1.107)$$

$$\xi_0 = \sqrt{3}(4\pi)^{1/3} \frac{(k_B T_d)^3}{\sigma t \mathcal{P}} \quad (1.108)$$

Notons qu'ici les paramètres microscopiques de piégeage dépendent de l'énergie σ des parois de domaines. Cette énergie étant modifiée par l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya et par le champ dans le plan, on s'attend à ce que les paramètres microscopiques de piégeage varient lors de nos expériences de dynamique.

Nous cherchons donc à exprimer ces paramètres de piégeage à partir de grandeurs qui nous sont accessibles. Ce travail a été commencé dans [66], mais cet article utilisait l'hypothèse $\xi = 1/\sqrt{n}$.

Remarquons tout d'abord qu'à l'échelle de Larkin, le terme d'énergie élastique et le terme de piégeage sont égaux (1.87), ce qui permet d'écrire la relation

$$f_{\text{pin}} \sqrt{\frac{n\xi}{L_c}} = \frac{\sigma t \xi}{L_c^2}. \quad (1.109)$$

Injectée dans l'expression du champ de dépiégeage (1.91), elle conduit à :

$$H_d = \frac{\sigma \xi}{2\mu_0 M_S L_c^2}. \quad (1.110)$$

En combinant ces deux équations afin d'isoler les paramètres microscopiques, on trouve :

$$\xi = \left[\frac{(k_B T_d)^2}{\sigma t^2 (2\mu_0 M_S H_d)} \right]^{1/3}, \quad (1.111)$$

$$L_c = \left[\frac{\sigma k_B T_d}{t (2\mu_0 M_S H_d)^2} \right]^{1/3}. \quad (1.112)$$

Ces relations sont particulièrement intéressantes car elle nous permettent d'estimer les caractéristiques du désordre à partir des données expérimentales (T_d , H_d , M_S , t) et du calcul de l'énergie de paroi σ .

De la même façon, on peut exprimer la force de piégeage en multipliant (1.104) et (1.91) :

$$f_{\text{pin}} = \frac{1}{\xi \sqrt{n}} \sqrt{(k_B T_d)(2\mu_0 M_S H_d t)}. \quad (1.113)$$

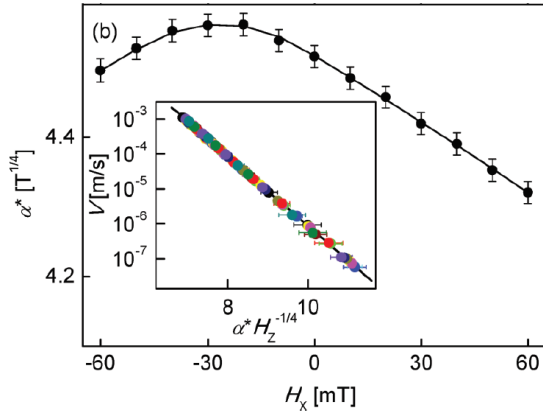


FIGURE 1.16 – Tirée de [18]. Ajustement sur des vitesses mesurées expérimentalement de la loi de reptation en utilisant une barrière d'énergie effective α^* dépendant du champ dans le plan H_x (encart) et tracé de cette barrière d'énergie effective en fonction de H_x (cercles noirs). La courbe d'ajustement correspond à une fonction de l'énergie de paroi : $\alpha_{\text{fit}} = \alpha_0 [\sigma(H_x)/\sigma(0)]^{1/4}$.

Contrairement aux autres paramètres, la force de piégeage dépend donc de la relation entre la longueur de corrélation du désordre ζ et la densité de défauts n .

1.3 Discussion de la dynamique de parois avec DMI, avancées récentes

Dans cette partie, nous passons en revue plusieurs modèles théoriques proposés ces dernières années pour tenter de prédire la variation de la dynamique de paroi de domaines en présence d'un champ dans le plan de l'échantillon. Nous prêtons attention à la fois à leur capacité à prédire ou expliquer des résultats expérimentaux et à leur cohérence avec les derniers développements théoriques, tant du côté du micromagnétisme que du domaine des systèmes élastiques désordonnés.

1.3.1 Premiers modèles empiriques

1.3.1.a Je *et al.* (2013) : l'énergie de paroi, fonction du champ perpendiculaire

Une des premières avancées notables vers un modèle explicatif des comportements de la vitesse $v(H_x, H_z)$ des parois de domaines fut paradoxalement réalisée sur la base de données provenant d'un empilement *a priori* symétrique Pt/Co (0,3 nm)/Pt. À partir de mesures de vitesse sous champ plan [18], S.-G. JE *et al.* montrèrent qu'un DMI non nul était présent dans ces échantillons (l'asymétrie étant due à la différence des conditions de croissances entre l'interface Pt/Co et Co/Pt), et qu'il était responsable d'une évolution asymétrique de la vitesse de paroi.

Les expériences de JE *et al.*, n'explorant que le régime de reptation, leur modèle consiste en une modification de la loi de reptation simple, valable pour $H_z \ll H_d$:

$$v = v_0 \exp(-aH_z^{-\mu}) \quad (1.114)$$

où a représente l'énergie d'activation et $\mu = 1/4$ est l'exposant de reptation. En se basant sur les travaux précédents concernant le régime de reptation [17, 75, 77], on peut supposer que l'énergie d'activation dépend principalement de l'énergie de paroi :

$$a \sim [\sigma(H_x)]^{1/4}. \quad (1.115)$$

L'expression de $\sigma(H_x)$ est issue de [12], et correspond à l'énergie intégrée (1.41). Celle-ci est ensuite utilisée pour produire un ajustement convainquant des données expérimentales (figure 1.16), et la position du minimum de vitesse est identifiée comme correspondant à $H_x = -H_{\text{DMI}}$.

Ce modèle possède deux défauts majeurs. D'une part, l'ajustement des données expérimentales par cette formule ne peut fonctionner que si les mesures de $v(H_x)$ sont *a minima* symétriques par rapport à H_{DMI} , ce qui est très loin d'être le cas dans la plupart des mesures présentes dans la littérature (voir par exemple la référence [19] ou les résultats présentés dans cette thèse).

D'autre part, le champ dans le plan est supposé n'agir que sur la direction de l'aimantation à l'intérieur d'une paroi. Cette hypothèse est extrêmement forte : comme nous le montrerons dans le chapitre 3, la présence d'un champ dans le plan a pour effet de modifier de façon complexe le profil et l'épaisseur de la paroi de domaine (ce qui a entre autres pour effet de décaler le champ équivalent de DMI et le minimum de vitesse). Pire encore, supposer que tous les paramètres microscopiques de piégeage restent insensibles à la présence du champ plan et à la variation du profil de paroi induite par celui-ci est au mieux un pari risqué.

L'approche de JE *et al.* reste néanmoins la référence pour aborder le problème de la dynamique de parois en présence de champ plan et de DMI ; elle contient l'idée fondamentale selon laquelle un domaine possède deux parois de Néel d'orientation opposée. L'une d'elle est favorisée par le champ et se déplace plus rapidement, tandis que l'autre est freinée par le même mécanisme. La plupart des travaux que nous verrons ensuite sont basés sur des raffinements ou des précisions de cette idée.

1.3.1.b Énergie d'activation et énergie de paroi

Avant de continuer, remarquons que si les arguments avancés dans [18] pour écrire la relation (1.115) proviennent d'articles antérieurs aux concepts que nous avons détaillés dans la partie 1.2.3, ils restent compatibles avec ces derniers.

En effet, l'énergie d'activation, qui correspond à la pente du régime de reptation dans un graphe logarithmique (voir par exemple l'insert de la figure 1.16), s'écrit dans notre cadre théorique $a = (T_d/T)H_d^{1/4}$. En remplaçant les expressions des paramètres macroscopiques de piégeage selon (1.103) et (1.104), puis en remplaçant la longueur de

Larkin par son expression (1.88) on trouve

$$a = \frac{1}{k_B T} \frac{\zeta^2 \sigma t}{L_c} \left(\frac{\sigma \zeta}{2\mu_0 M_S L_c^2} \right) \sim \sigma^{5/4} L_c^{-3/2} \sim \sigma^{1/4}, \quad (1.116)$$

ce qui correspond bien à l'exposant utilisé par JE *et al.* Parmi les paramètres microscopiques, il est justifié de remplacer seulement la longueur de Larkin car elle dépend de l'énergie élastique, alors que la longueur de corrélation du désordre est supposé être une caractéristique du matériau.

1.3.1.c Balk *et al.* (2017) : préfacteur de la vitesse fonction du champ perpendiculaire

Pour expliquer les formes des courbes $v(H_x)$ expérimentales, souvent éloignées de celle de JE *et al.*, un autre modèle a été récemment proposé par BALK *et al.* [78]. Ce modèle suppose que le champ plan a un effet notable non sur l'énergie d'activation a de la loi de reptation 1.114, mais sur son préfacteur v_0 .

Ce préfacteur, ayant la dimension d'une vitesse, est proportionnel à une fréquence d'essai ω à laquelle la paroi tente de vaincre le potentiel de piégeage. Cette fréquence est relié au potentiel par

$$v_0 \sim \omega \sim \sqrt{\left. \frac{d^2 E_{\text{pin}}}{d\theta^2} \right|_{\theta=\theta_{\text{eq}}}}, \quad (1.117)$$

où le potentiel de piégeage E_{pin} est assimilé à une énergie d'anisotropie uniaxiale et où θ est l'angle de l'aimantation par rapport à l'axe correspondant. Cette expression, qui aboutit à une expression en $\sqrt{\cos(H_x)}$ permet alors de parvenir à une description en bon accord qualitatif avec les données.

Cette interprétation du préfacteur de la loi de reptation est déconcertante pour plusieurs raisons. Tout d'abord, la variation de la fréquence d'essai, qui dans [78] est décrite par un modèle de piégeage, est censée être déjà prise en compte par la loi d'Arrhénius décrivant le régime de reptation (équation (1.92)). L'intérêt de la description universelle du régime est de fait d'inclure tous les effets du potentiel de piégeage dans la barrière d'énergie. Notons que de plus, l'article semble confondre modèle du macrospin et ligne élastique.

Ainsi, cette modification *ad hoc* de la loi de reptation va à l'encontre de notre description de la dynamique. Dans notre cadre théorique, le préfacteur de la loi de reptation est censé être entièrement déterminé par des paramètres micromagnétiques (qui eux-mêmes varient avec le champ planaire).

1.3.2 Modèles à tension de surface variable

1.3.2.a Lau *et al.* (2016) : étude de la dépendance angulaire de l'énergie de paroi

Dans le modèle de JE *et al.*, les parois dont le mouvement est mesuré sont seulement celles qui sont perpendiculaire à l'axe Ox selon lequel le champ planaire est appliqué. Le premier effort notable pour décrire l'ensemble de la paroi de domaine fut réalisé par LAU *et al.* [21].

Dans cet article, les auteurs observent que la forme des domaines, au départ circulaires, change de façon non homothétique au cours de leur croissance sous champ plan. Nous avons également observé des changements de forme de ce type (voir chapitre 2). De plus, les vitesses $v(H_x)$ mesurées sont asymétriques par rapport au minimum de vitesse, et il existe des champs plans pour lesquels la paroi favorisée au sens défini dans [18] a une vitesse inférieure à la paroi défavorisée. Ces variations de forme et de vitesse suggèrent qu'il est nécessaire de prendre en compte la dépendance angulaire de l'énergie de paroi pour expliquer la dynamique.

1.3.2.b Pellegren *et al.* (2017) : introduction de la raideur de paroi

L'étude précédente a été poursuivie par PELLEGRIN *et al.* [79], qui ont proposé de remplacer l'énergie de paroi par la *raideur* de paroi quand l'énergie est anisotrope. Cette raideur de paroi s'exprime comme

$$\gamma(\beta) = \sigma(\beta) + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \beta^2}(\beta), \quad (1.118)$$

où β est l'angle entre la normale à la paroi et le champ planaire. Remplacer σ par γ dans le terme d'élasticité (1.81) permet de prendre en compte le coût énergétique total des distorsions de la paroi. Ces distorsions peuvent être dues au rayon de courbure de la paroi quand le domaine est circulaire, ou être dues au potentiel de piégeage.

En présence de DMI, cette raideur de paroi permet d'ajuster les courbes de vitesse mesurées, à la fois en déplaçant le minimum de vitesse comme dans JE *et al.* et en créant une asymétrie par rapport à ce minimum. Cette asymétrie peut être invoquée comme une possibilité pour expliquer les courbes de [78].

La limite du modèle de PELLEGRIN *et al.* est que le calcul de l'énergie de la paroi se fait pour une longueur L qui est un paramètre variable permettant d'ajuster les données expérimentales. Cette longueur, qui fixe l'échelle de longueur d'onde des distorsions, devrait plutôt être fixée par le piégeage de l'échantillon (et devrait avoir un rapport avec la longueur de Larkin L_c).

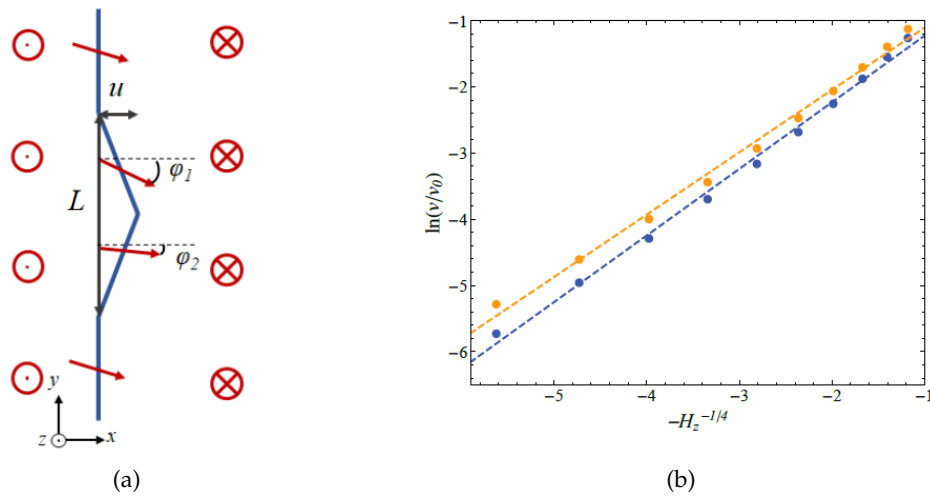


FIGURE 1.17 – Figures tirées de [80]. (a) Modèle pour le calcul de l'énergie élastique. L'élongation de la paroi (en bleu) est séparées en deux segments d'angles interne φ_1 et φ_2 , différents de l'angle dans la paroi initiale. La figure peut être tournée dans le plan (O, x, y) . (b) Vitesses en régime de reptation calculée par le modèle de [80] pour deux valeurs de champ planaire (points bleus pour $H_x = H_{DMI}/2$ et points oranges pour $H_x = 2H_{DMI}$) et comparaison avec la droite prévue par l'équation habituelle de la reptation.

1.3.2.c Hartmann *et al.* (2019) : intégration de DMI dans le régime de reptation

Pour résoudre ce problème, HARTMANN *et al.* [80] ont proposé un modèle qui est à ce jour la tentative la plus complète pour prendre en compte l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya dans la description du régime de reptation. Cette approche, représentée sur la figure 1.17a consiste à modifier la définition de l'énergie élastique (1.81) : le déplacement de paroi est modélisé par deux segments, possédant chacun un angle d'aimantation dans la paroi φ qui peut s'adapter pour minimiser l'énergie sous champ plan. De plus, à chaque raccord entre les segments de paroi une énergie est ajoutée pour prendre en compte la brisure associée. Cette énergie correspond ainsi à une énergie d'échange à l'intérieur de la paroi, qui provient de la différence d'angle φ , et qui s'ajoute à l'énergie d'élongation. L'ensemble peut être tourné d'un angle α (que nous appelons β dans cette thèse) par rapport au champ planaire.

Grâce à cette nouvelle énergie, les auteurs calculent de nouveau la longueur de Larkin L_c et la barrière d'énergie ΔE , qui dépend alors du champ plan H_x , des angles φ_1 et φ_2 , de l'angle entre la normale à la paroi et H_x et de l'énergie associée aux brisures.

En plus d'un très bon accord avec de nombreuses mesures de vitesse en fonction du champ dans le plan, ce modèle est le premier à examiner la validité de la loi de reptation $\ln v \sim H_z^{-1/4}$. La figure 1.17b, qui trace les logarithmes des vitesses calculées en fonction de $H_z^{-1/4}$ suggère que cette loi n'est plus exacte en présence de DMI et de champ plan.

Cependant, les résultats étant proches de la droite du régime de reptation, il est légitime d'espérer qu'il est encore possible d'utiliser le formalisme développé précédemment et basé sur la théorie des systèmes élastiques désordonnés.

Cette étude comporte tout de même certaines limites. Tout d'abord, l'angle azimutal de l'aimantation dans la paroi (φ) est supposé constant pour chaque segment considéré, et égal à celui dans les domaines. La réalité est plus complexe, et notre chapitre 3 propose un modèle de profil de paroi avec un angle variable. Ensuite, si la longueur L des sauts est maintenant déterminée par le calcul, le modèle ne prend pas encore en compte la dynamique en avalanches [71]. Enfin, cette description ne vaut que pour le régime de reptation dit « profond » (c'est-à-dire pour $H_z \rightarrow 0$).

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé les éléments théoriques dont nous disposons à ce jour pour décrire les parois de domaines magnétiques chirales et leur dynamique.

La statique des parois de domaines est relativement bien connue. On peut y ajouter simplement les contributions dues au DMI et au champ plan, qui modifient le profil de paroi. Cependant, ces contributions obligent à faire des approximations pour exprimer l'énergie surfacique d'une paroi. Ceci est problématique car une bonne connaissance de la statique est nécessaire pour l'étude du régime de reptation. Un modèle permettant de résoudre ce problème sera proposé au chapitre 3.

La dynamique des parois dans un milieu parfait est bien connue dans le cas unidimensionnel¹², mais est non analytique dans le cas bidimensionnel, qui est celui des expériences. On peut cependant affirmer l'existence de deux régimes de mobilité linéaire, stationnaire et précessionnel, séparés par le champ de Walker qui marque le début d'un régime intermédiaire, de mobilité négative dans le cas 1D. Ce champ de Walker varie en présence de DMI et de champ plan. Dans le cas du régime stationnaire, le point de vue global apporté par l'équation de Thiele permet d'ouvrir le champ d'application de la théorie à des profils de parois autres que le profil de Bloch.

Dans un milieu réel, le désordre créé par les défauts du matériau entrave la dynamique des parois et donne naissance aux régimes de reptation et dépiégeage. Ces régimes sont décrits par des lois universelles. L'ajustement de ces lois à chaque échantillon particulier se fait au moyen de paramètres macroscopiques de piégeage qu'il est possible de déterminer expérimentalement. Ces paramètres peuvent varier avec les conditions de l'expérience, et le premier objectif de cette thèse est d'étudier leur variation avec le terme DMI et le champ planaire. Un tel travail n'ayant jamais été réalisé jusqu'à présent, nous avons été particulièrement attachés à questionner la validité de cette approche.

12. C'est-à-dire quand l'aimantation locale ne dépend qu'une seule variable d'espace.

Les paramètres macroscopiques de piégeage peuvent ensuite être utilisés pour remonter aux paramètres microscopiques de piégeage, c'est-à-dire aux caractéristiques du potentiel de défauts sous-jacent. Ceci permettra d'étudier l'effet de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya et du champ planaire sur ce potentiel de défauts.

Pour ce qui est de prévoir le comportement des parois chirales, la littérature comporte déjà de nombreuses tentatives qui se concentrent sur la reformulation du régime de reptation. Nous nous attacherons dans le chapitre 4 à comparer nos résultats avec ceux présentés ici. Nous pouvons toutefois noter que malgré des travaux avancés concernant le régime de reptation [80], il n'existe aucune prévision concernant le comportement de la barrière universelle d'énergie ou du régime de dépiégeage. Nous tenterons d'apporter pour ces deux cas des éléments de réponse empiriques.

Chapitre 2

Méthodes expérimentales et traitement de données

Introduction

Dans ce chapitre, nous décrivons les méthodes expérimentales que nous avons utilisées pour étudier la dynamique de paroi de domaines sous champ plan. Le principe de l'effet Kerr et le fonctionnement du microscope à effet Kerr polaire, construit durant le doctorat, font l'objet de la première partie. La deuxième partie présente les échantillons, qui sont des films de Pt/Co/Pt, Pt/Co/Au et Au/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire, et les techniques de caractérisation utilisées. La troisième partie traite de l'exploitation des données brutes du microscope afin de calculer des vitesses de paroi, et la quatrième partie explicite le protocole d'ajustement qui permet de modéliser les courbes obtenues par les régimes de vitesse connus.

2.1 Microscope à effet Kerr pour l'étude de la dynamique de parois sous champ plan

La microscopie à effet Kerr est une technique expérimentale bien connue, qui est utilisée pour l'étude de déplacements de parois de domaines depuis plusieurs décennies [27]. La particularité de notre montage réside dans la nécessité d'appliquer un fort

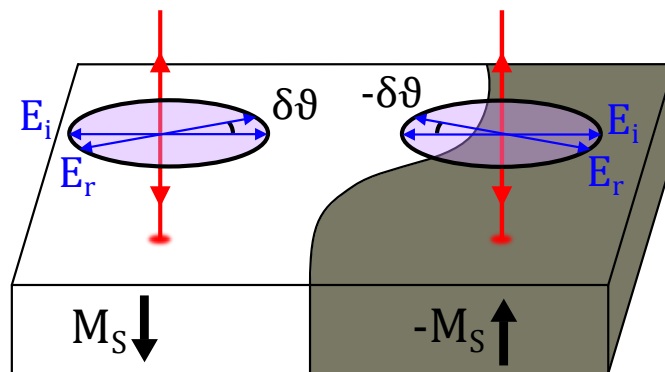


FIGURE 2.1 – Effet Kerr polaire en incidence normale. Lorsqu'un faisceau de lumière polarisé rectilignement se réfléchit sur un matériau aimanté, la direction de polarisation du faisceau réfléchi E_r tourne d'un angle $\delta\theta$ par rapport à la direction initiale E_i . Cet angle dépend de la direction, de l'amplitude et du signe de l'aimantation du matériau.

champ magnétique¹ (supérieur à 100 mT) dans le plan des échantillons afin de modifier la structure et la largeur des parois. Plutôt que d'utiliser un microscope commercial, nous avons fait le choix de construire un microscope adapté à un électroaimant déjà existant.

2.1.1 Principe de l'effet Kerr magnéto-optique

2.1.1.a Effet Kerr polaire

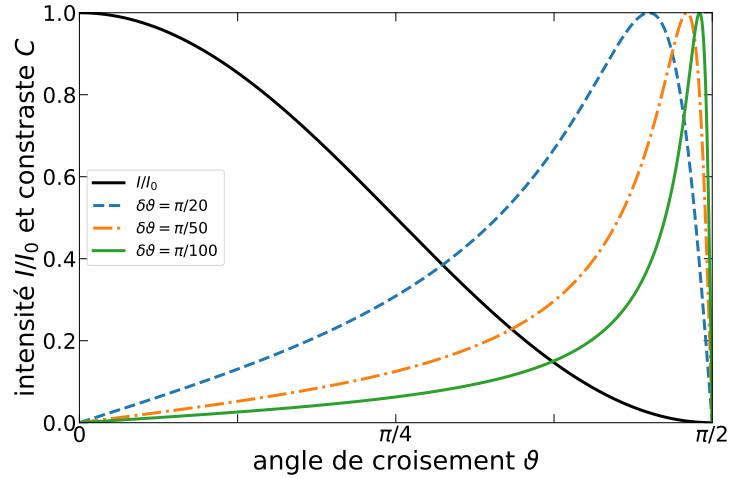
L'imagerie par effet Kerr magnéto-optique [81] consiste à éclairer un échantillon présentant des domaines magnétiques à l'aide d'une lumière polarisée rectilignement et à mesurer la rotation de la direction de polarisation après réflexion². Il existe plusieurs géométries d'effet Kerr selon les orientations respectives de la polarisation de la lumière et de l'aimantation dans les domaines. Lorsque l'aimantation est parallèle au plan de l'échantillon, l'effet Kerr est dit longitudinal ou transverse [27], tandis que lorsque l'aimantation est perpendiculaire au plan, on parle d'effet Kerr polaire (figure 2.1), ce qui est le cas pour les matériaux que nous étudions.

L'angle $\delta\theta$ ou $-\delta\theta$ de rotation de la polarisation dépend du signe de l'aimantation M_S du matériau (voir figure 2.1). L'efficacité de l'effet Kerr polaire est maximale lorsque le faisceau lumineux est en incidence normale sur l'échantillon.

1. Dans cette thèse, nous utiliserons le Tesla comme unité du champ magnétique H , que nous multiplions donc toujours par la perméabilité magnétique du vide μ_0 .

2. L'analogie de l'effet Kerr pour la lumière transmise est appelé effet Faraday.

FIGURE 2.2 – Intensité moyenne reçue I/I_0 (trait plein noir) et contraste entre domaines clairs et sombres C (couleurs) en fonction de l'angle ϑ entre les directions des polariseurs, pour différentes valeurs de rotation Kerr.



2.1.1.b Contraste

Pour observer des domaines magnétiques à l'aide de l'effet Kerr, on place l'échantillon entre des polariseurs légèrement décroisés : si l'angle ϑ désigne l'angle entre les directions des deux polariseurs, l'intensité lumineuse reçue est donnée par la loi de Malus $I = I_0 \cos^2 \vartheta$. En notant I_{\uparrow} et I_{\downarrow} l'intensité reçue selon que la lumière se réfléchit sur les deux types de domaines, on a :

$$\begin{cases} I_{\uparrow} = I_0 \cos^2(\vartheta + \delta\vartheta) \\ I_{\downarrow} = I_0 \cos^2(\vartheta - \delta\vartheta) \end{cases} \quad (2.1)$$

On constate que si les polariseurs sont parfaitement croisés ($\vartheta = \pi/2$), les intensités sont égales et le contraste, défini par $C = (I_{\downarrow} - I_{\uparrow}) / (I_{\downarrow} + I_{\uparrow})$, est nul. En décroisant légèrement les polariseurs pour obtenir $\vartheta < \pi/2$, le contraste s'exprime sous la forme :

$$C(\vartheta, \delta\vartheta) = \frac{\sin(2\vartheta) \sin(2\delta\vartheta)}{1 + \cos(2\vartheta) \cos(2\delta\vartheta)}. \quad (2.2)$$

La figure 2.2 montre le tracé du contraste et de l'intensité lumineuse reçue en fonction de l'angle de croisement de polariseurs, pour différentes valeurs de rotation Kerr. On constate que plus la rotation Kerr est faible, plus l'angle de croisement correspondant au contraste le plus élevé est proche de $\pi/2$, c'est à dire proche des régions où l'intensité lumineuse est quasiment nulle.

Pour nos échantillons, l'angle de rotation Kerr est de l'ordre de $0,1^\circ$, c'est à dire $\pi/1800$ rad. Expérimentalement, il faut donc parvenir à un compromis entre l'obtention d'un contraste élevé et l'arrivée de suffisamment de lumière sur le détecteur pour former une image lisible. Pour faciliter la mesure, nous utilisons comme sur la plupart des microscopes récent un logiciel de traitement d'image permettant de soustraire une

image de référence à l'image mesurée, puis d'augmenter numériquement le contraste de l'image soustraite obtenue. Cette technique permet d'augmenter sensiblement le contraste d'image et facilite la visualisation du déplacement des domaines magnétiques.

2.1.2 Montage optique

Le microscope lui-même est représenté sur la figure 2.3, il s'agit d'un microscope en réflexion, auquel sont ajoutés deux prismes de Glan-Taylor servant de polariseurs. La source lumineuse est une DEL suivie de deux lentilles et deux diaphragmes servant à assurer un éclairage uniforme de l'échantillon (éclairage de Köhler) [82, 83]. La prise des images se fait à l'aide d'une caméra rapide CMOS (taille d'écran $13\text{ mm} \times 13\text{ mm}$ pour 2048 pixels). Le grandissement a été mesuré grâce à un objet de taille connue : il est de l'ordre de 125 pixels sur la caméra pour $100\text{ }\mu\text{m}$ sur l'échantillon. Un pixel mesurant environ $6,4\text{ }\mu\text{m}$ de côté, le grandissement transversal est $|\gamma| \simeq 8$. La résolution théorique du microscope est donc d'environ 800 nm , ce qui est suffisant pour toutes nos mesures.

2.1.3 Porte-objectif et porte-échantillon

La difficulté principale de notre technique expérimentale réside non pas dans la technique d'imagerie, mais dans les moyens de génération des champs magnétiques, perpendiculaires ou parallèles à l'échantillon.

La génération du champ magnétique dans le plan de l'échantillon est assurée par un électroaimant de dimensions très grandes devant celles de l'échantillon. Les pièces polaires sont plates et circulaires, d'un diamètre d'environ 10 cm , tandis que la zone observée sur un échantillon fait au maximum³ $0,5\text{ mm}$ de diamètre. Cette différence de taille assure que le champ plan puisse être considéré comme uniforme dans la zone d'observation.

Le désavantage d'un tel électroaimant est que les pièces polaires sont séparées de seulement 6 cm . Cet espace disponible limite fortement les techniques pouvant être utilisées pour orienter et déplacer l'échantillon et l'objectif.

Nous avons donc conçu, avec l'aide précieuse du service mécanique du Laboratoire de Physique des Solides, un « porte-objectif » (figure 2.4) permettant d'assurer un certain nombre de degrés de libertés mécaniques tout en maintenant un encombrement minimal. Les fonctions que nous avons retenues sont la translation de l'objectif selon la normale à l'échantillon permettant d'effectuer la mise au point, la translation de l'échantillon dans le plan perpendiculaire à l'axe optique permettant de choisir la zone d'étude,

3. Le champ de vue de la caméra est un carré de $1,6\text{ mm}$ de côté, mais la zone éclairée sur l'échantillon est limitée par le diamètre de microbobine placée au dessus de l'échantillon.

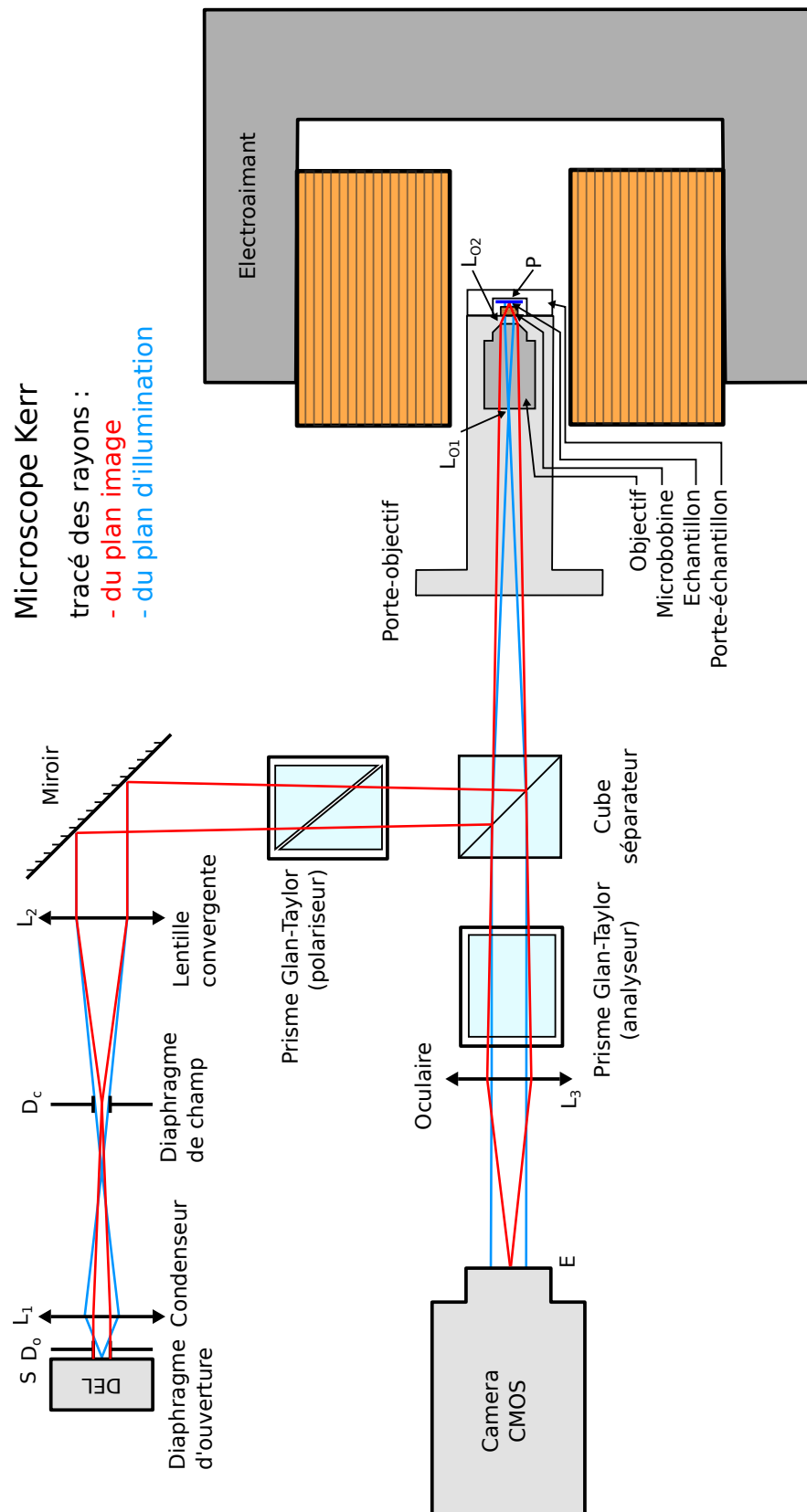


FIGURE 2.3 – Schéma du microscope à effet Kerr et tracé des rayons du plan image (en rouge), qui forment l'image sur la caméra, et du plan d'illumination (en bleu), qui conjuguent la source de lumière et la pupille d'entrée de l'objectif.

la rotation de l'échantillon autour de l'axe optique (assurée par la rotation de tout le système) permettant d'orienter l'échantillon par rapport au champ planaire fixe de l'électroaimant, et la translation de l'ensemble par rapport à l'électroaimant permettant de se placer dans la zone de champ planaire maximal. Enfin, le porte-objectif doit également embarquer une micro-bobine permettant de générer les champs perpendiculaires (voir partie suivante).

La figure 2.4 présente les plans du porte objectif : les translations sont assurées par des vis situées en dehors de l'électroaimant afin d'être manipulées. La figure 2.5 détaille l'environnement de l'échantillon : ce dernier est fixé sur une plaque amovible pouvant être insérée dans le porte-échantillon. La bobine permettant d'appliquer des champs magnétiques perpendiculaires est insérée entre l'échantillon et l'objectif.

La limitation de ce dispositif réside dans un degré de liberté manquant : l'ajustement de l'angle entre la surface de l'échantillon et le champ plan H_x produit par l'électroaimant. Dans notre montage, le parallélisme de H_x et de la surface est assuré par la position de l'électroaimant, se trouvant en butée contre les rails sur lesquels est fixé le porte-objectif (figure 2.4). La symétrie de nos courbes de vitesse $v(H_x)$ (voir chapitre 4) indique que cet alignement est satisfaisant, mais il serait préférable d'autoriser ce réglage dans de futures expériences, par exemple en montant l'électroaimant sur un plateau tournant.

2.1.4 Génération de champ magnétique par microbobine

La mesure des caractéristiques vitesse/champ magnétique des parois de domaine requiert de générer un champ magnétique perpendiculaire H_z de l'ordre de 10 à 100 mT sur une gamme de durées très étendue : de la seconde pour le régime de reptation à la microseconde pour le régime d'écoulement. Nous avons fait le choix de travailler avec un seul dispositif : une « microbobine » (figure 2.5b).

Les avantages d'une telle bobine de taille millimétrique sont sa petite taille et son faible nombre de tours. Elle possède une faible inductance ($\simeq 1 \mu\text{H}$), une faible résistance ($\simeq 2 \Omega$) et donc un délai de réponse à un échelon de tension extrêmement court (de l'ordre de 100 ns).

Les points faibles de la microbobine sont la faible intensité du champ magnétique généré pour un courant donné, et sa forte inhomogénéité. Pour appliquer des champs magnétiques de l'ordre de 100 mT à l'échantillon, il est nécessaire d'approcher la bobine au plus près de celui-ci, ce qui est réalisé en interposant un rebord en plastique de 0,2 mm entre la bobine et l'échantillon (voir figure 2.5a) et de lui injecter des courants électriques importants ($\simeq 10 \text{ A}$).

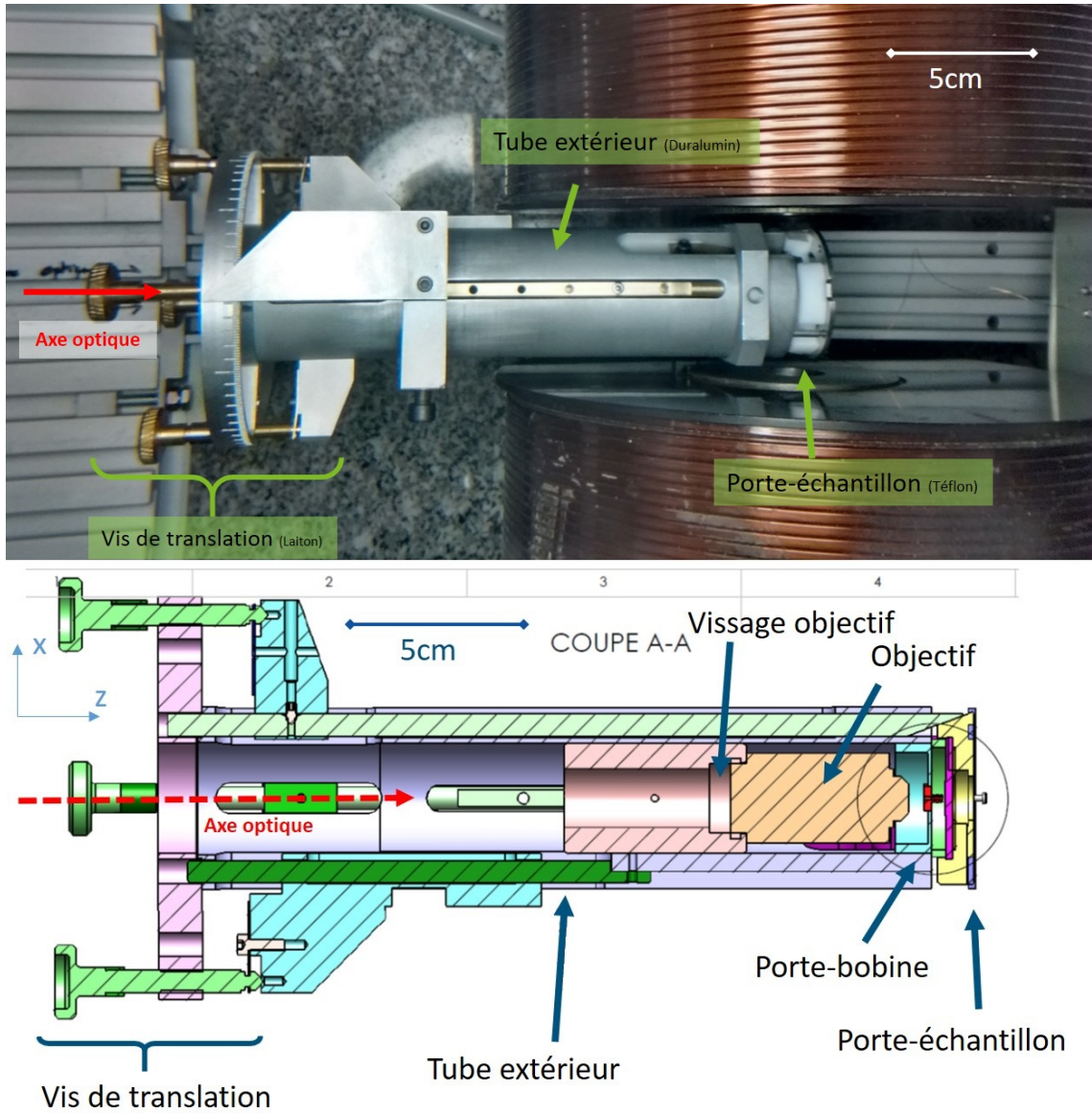


FIGURE 2.4 – En haut : porte-objectif en situation de fonctionnement à l'intérieur de l'électroaimant (dont les bobines sont visibles à droite). En bas : schéma en coupe du porte-objectif.

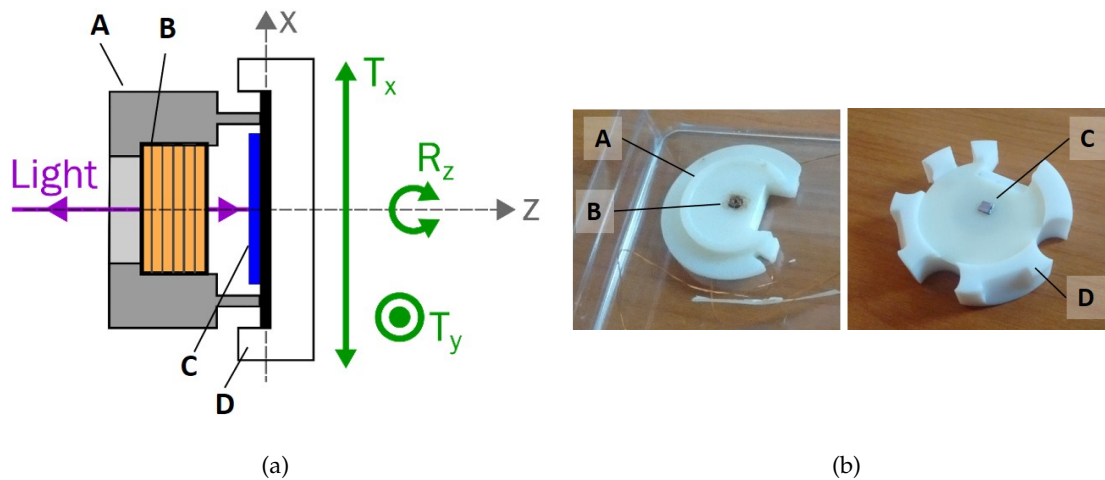


FIGURE 2.5 – (a) Schéma en coupe de l’environnement de l’échantillon en situation de fonctionnement (b) photographies du dispositif démonté. A : porte-bobine. B : microbobine en cuivre (80 tours de fil de cuivre, d’épaisseur 0,1 mm, diamètre intérieur 0,5 mm), C : échantillon. D : Porte échantillon pouvant glisser sur le tube principal.

La microbobine⁴ est alimentée par deux circuits différents selon la gamme d’intensité et de durée souhaitée. Pour les temps longs (de 20 μ s à 1 s), la microbobine est directement reliée à une alimentation stabilisée réglable de résistance de sortie $R = 4 \Omega$, associée en série à interrupteur rapide. Pour les temps courts (de 1 μ s à 40 μ s, la microbobine est reliée à un générateur d’impulsions haute tension (jusqu’à 900 V), en série avec une résistance de 50 Ω .

2.2 Fabrication et caractérisation de couches magnétiques ultraminces

Cette partie présente les échantillons utilisés pour notre étude de la dynamique de paroi, ainsi que les méthodes ayant permis de mesurer leurs paramètres magnétiques. L’ensemble des grandeurs décrivant nos échantillons est présenté dans un tableau récapitulatif en annexe A.

2.2.1 Fabrication de couches magnétiques ultraminces

Les échantillons ont été fabriqués au Laboratoire de Physique des Solides avec Stanislas Rohart. La technique utilisée est celle de l’évaporation sous ultravide ($P \sim 10^{-9}$ bar) :

4. Ou plutôt *les* microbobines, l’exploration des limites de fonctionnement ayant entraîné la fusion irrémédiable de plusieurs d’entre elles.

Jour	Composition	Jour	Composition
2	Ta 30 / Pt 50 / Co 6 / Pt 50	3	Ta 30 / Au 50 / Co 6 / Pt 50
2	Ta 30 / Pt 50 / Co 7,5 / Pt 50	3	Ta 30 / Au 50 / Co 7,5 / Pt 50
2	Ta 30 / Pt 50 / Co 9 / Pt 50	5	Ta 30 / Au 50 / Co 9 / Pt 50
2	Ta 30 / Pt 50 / Co 10,5 / Pt 50	5	Ta 30 / Au 50 / Co 10,5 / Pt 50
2	Ta 30 / Pt 50 / Co 12 / Pt 50	5	Ta 30 / Au 50 / Co 12 / Pt 50
2	Ta 30 / Pt 50 / Co 6 / Au 50	5	Ta 30 / Au 50 / Co 6 / Au 50
3	Ta 30 / Pt 50 / Co 7,5 / Au 50	5	Ta 30 / Au 50 / Co 7,5 / Au 50
3	Ta 30 / Pt 50 / Co 9 / Au 50	5	Ta 30 / Au 50 / Co 9 / Au 50
3	Ta 30 / Pt 50 / Co 10,5 / Au 50	5	Ta 30 / Au 50 / Co 10,5 / Au 50
3	Ta 30 / Pt 50 / Co 12 / Au 50	5	Ta 30 / Au 50 / Co 12 / Au 50

TABLE 2.1 – Composition des échantillons de la série fabriquée les 2, 3 et 5 octobre 2017. Le sens de lecture (de gauche à droite) correspond aux empilements successifs sur le substrat. Les épaisseurs sont données en Å. Les échantillons utilisés dans le chapitre 4 sont en gras.

les métaux à déposer sont introduit dans la chambre à vide sous forme de cibles de l'élément pur qui sont chauffées localement grâce au bombardement d'un faisceau d'électrons. Le métal sublimé se dépose ensuite sur l'échantillon (et sur les parois de la chambre) à un rythme dépendant de la pression de métal. La vitesse de déposition (en angström par seconde) est mesurée en observant la dérive de la fréquence de résonance d'oscillateurs à quartz présents dans la chambre. Cette technique permet une précision de l'ordre de quelques dixièmes d'Angström sur l'épaisseur de la couche déposée⁵.

Les études de la dynamique de paroi (voir chapitre 4) ont été effectuée avec trois échantillons appartenant à une même série (lignes en gras du tableau 2.1). Cette série d'échantillons a été réalisée en l'espace de trois jours avec les mêmes paramètres de pression et de température. L'objectif était de limiter toute différence non souhaitée entre les différents échantillons, afin de comparer les propriétés physiques en fonction de la composition des couches, toutes choses égales par ailleurs.

Tous les échantillons ont été réalisés en cinq exemplaires sur un substrat de silicium natif Si(111) et en deux exemplaires sur un substrat de silicium oxydé Si(100)/SiO₂ (épaisseur d'oxyde 100 nm).

2.2.2 Mesures de l'aimantation à saturation

La valeur de l'aimantation à saturation M_S est une grandeur cruciale pour décrire la physique d'un matériau ferromagnétique. En effet, elle règle l'intensité des interactions de l'échantillon avec les champs magnétiques, qu'ils soient externes ou internes, et intervient dans la définition des champs caractéristiques d'anisotropie et de DMI. Pour

5. La distance interatomique étant de l'ordre de 2 Å (dans le cas du cobalt), il faut comprendre cette valeur comme une évaluation de la masse de métal déposée, et pas de la structure cristallographique exacte.

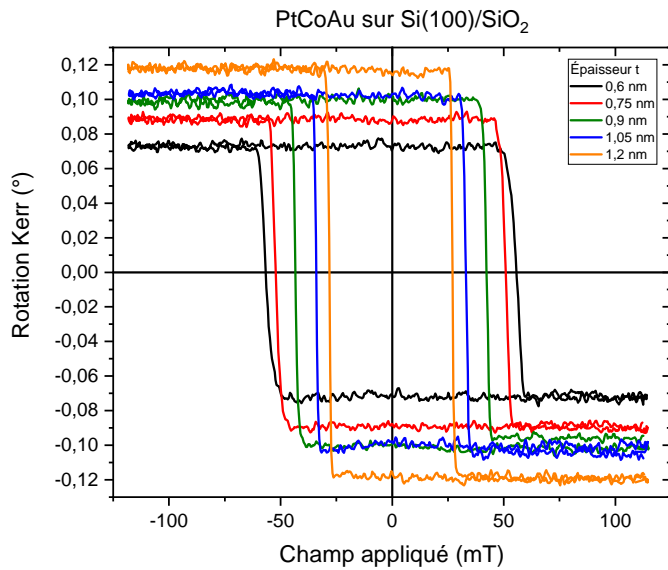


FIGURE 2.6 – Angle de rotation du plan de polarisation de la lumière (en $^{\circ}$), proportionnel à l'aimantation perpendiculaire $M_S m_z$, en fonction du champ magnétique $\mu_0 H_z$ appliqué perpendiculairement à l'échantillon, pour la série d'échantillons de structure Pt/Co/Au.

évaluer la valeur de l'aimantation, nous avons utilisé deux techniques : la magnétométrie par effet Kerr et la magnétométrie SQUID.

2.2.2.a Magnétométrie par effet Kerr

La magnétométrie par effet Kerr reprend le principe de la microscopie par effet Kerr, avec un montage presque identique. Un faisceau lumineux monochromatique, émis par un dispositif LASER, est polarisé puis dirigé vers l'échantillon, placé dans un électroaimant. Le faisceau réfléchi traverse un modulateur acousto-optique, un analyseur, puis est recueilli par un photomultiplicateur associé à une détection synchrone. Ce dispositif permet de mesurer l'intensité du signal lumineux réfléchi par une zone macroscopique de l'échantillon en fonction du champ magnétique qui lui est appliqué.

Nous avons utilisé cette technique de magnétométrie comme première technique de caractérisation des échantillons. La figure 2.6 montre un exemple des courbes d'hystérésis obtenues. Pour les échantillons de structure Pt/Co/Au, déposés sur un substrat de silicium oxydé, on observe que le cycle d'hystérésis est toujours « carré », ce qui est caractéristique d'une anisotropie perpendiculaire. Il s'agit d'un matériau ferromagnétique dur, qui présente au niveau macroscopique essentiellement deux états d'aimantation, $+M_S$ et $-M_S$, correspondants à deux rotations Kerr possibles, égales et opposées. Lorsque l'aimantation est égale à l'aimantation à saturation, on parle d'échantillon « saturé ». Dans l'état saturé, l'aimantation est la même en tout point de l'échantillon.

Ce résultat peut paraître en contradiction avec l'observation de domaines piégés au sein de l'échantillon, qui correspondent à un état d'aimantation macroscopique inférieure à l'aimantation à saturation. Dans le cas des expériences de magnétométrie, des

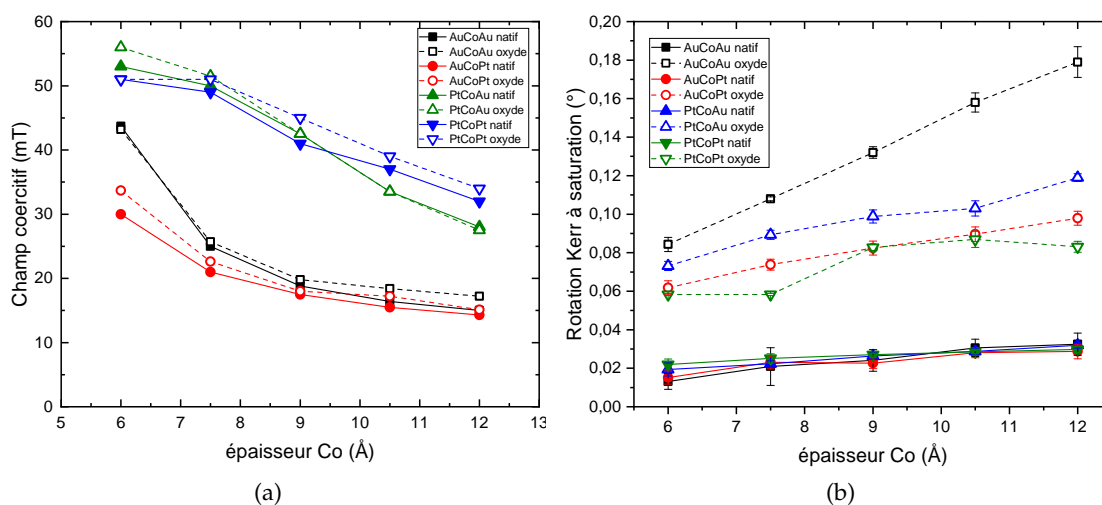


FIGURE 2.7 – Résultats de caractérisation par magnétométrie Kerr : (a) champ coercitif H_c et (b) rotation Kerr à saturation en fonction de l'épaisseur t de la couche de cobalt Co des échantillons. Les échantillons sur substrat natif sont en symboles pleins, ceux sur substrat oxydé en symboles creux.

champs importants (supérieurs au champ de dépiégeage) sont appliqués pendant des temps longs pour la dynamique d'aimantation : la transition entre les deux états d'aimantation s'effectue sur une petite gamme de champ (< 10 mT) dont la largeur dépend de la durée de balayage d'un cycle d'hystérésis (qui est de 20 s pour la figure 2.6). Pour obtenir des états non saturés et observer des domaines, on utilise habituellement des courtes impulsions de champ afin d'éviter la propagation du retournement de l'aimantation à tout l'échantillon.

Nous constatons sur la figure 2.6 que le champ coercitif H_c , c'est-à-dire le champ pour lequel l'aimantation de l'échantillon est nulle (ce qui correspond à une rotation Kerr nulle), et la rotation Kerr à saturation dépendent de l'épaisseur de l'échantillon.

La figure 2.7 présente les résultats des mesures de magnétométrie pour l'ensemble des échantillons présentés dans le tableau 2.1. Les tendances observées sont toutes semblables à celle observées sur la figure 2.6 pour Pt/Co/Au. On constate (figure 2.7a) que le champ coercitif diminue lorsque l'épaisseur augmente, et qu'il est sensiblement plus important pour les échantillons pour lesquels la couche inférieure est constituée de platine. La rotation Kerr à saturation est plus importante pour les échantillons sur substrat oxydé. Pour tous les échantillons, elle augmente avec l'épaisseur, comme attendu.

Les mesures de magnétométrie Kerr permettent de vérifier rapidement le comportement d'une série d'échantillons. Cependant, elles ne donnent pas directement accès à la valeur de M_S . Pour mesurer cette dernière, nous avons donc utilisé une technique plus lourde mais plus directe : le VSM-SQUID.

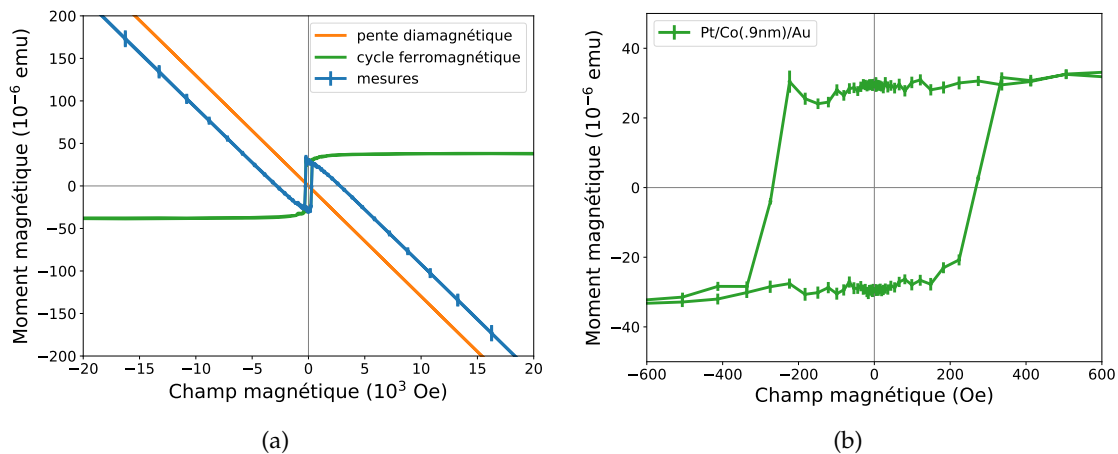


FIGURE 2.8 – Résultats de caractérisation par magnétométrie SQUID sur l'échantillon Pt/Co/Au d'épaisseur de cobalt 9 Å. (a) Moment magnétique mesuré (bleu), ajustement de la pente diamagnétique (orange) et cycle ferromagnétique issu de la soustraction des deux courbes précédentes (vert). (b) Détail de la courbe résultante : cycle d'hystérésis de l'échantillon.

2.2.2.b Magnétométrie SQUID

L'acronyme SQUID, *superconducting quantum interference device*, désigne un dispositif qui permet des mesures extrêmement précises du moment magnétique. Il est bien adapté aux échantillons de faible moment magnétique total comme les couches minces magnétiques. Le principe de la magnétométrie SQUID est sur le papier assez simple : on place l'échantillon dont on souhaite connaître l'aimantation dans un ensemble de trois bobines de détection, puis on le déplace entre ces bobines. Le mouvement de l'échantillon aimanté provoque par induction l'apparition d'un courant électrique dans les bobines de détection. Pour une amplitude et une vitesse données, le courant est proportionnel au moment magnétique de l'échantillon.

Nos mesures SQUID ont été réalisées par mes soins lors d'un échange avec l'université Pavol-Jozef-Šafárik de Košice (Slovaquie), qui dispose d'un montage récent. La figure 2.8 présente un résultat typique de mesure SQUID, ici pour l'échantillon Pt/Co/Au d'épaisseur 9 Å. Une difficulté de l'analyse des mesures sur les couches magnétiques ultraminces est la présence du substrat, qui ajoute une contribution importante au signal magnétique de l'échantillon. Dans notre cas, le silicium diamagnétique ajoute une composante linéaire au cycle d'hystérésis.

Nous avons donc soustrait cette composante linéaire (en orange sur la figure 2.8a) aux données brutes afin d'obtenir un cycle d'hystérésis correspondant à celui d'un matériau ferromagnétique dur. Comme attendu (figure 2.8a), la moyenne des ordonnées de chaque branche permet de déduire la valeur de l'aimantation à saturation.

Les résultats de ces mesures pour les trois échantillons que nous avons utilisés pour les expériences de dynamique sont présentés dans le tableau A.1 en annexe. Ces résultats, tous de l'ordre de $M_S \simeq 1,6 \times 10^6 \text{ A.m}^{-1}$, sont à comparer avec la valeur tabulée de l'aimantation à saturation dans le cobalt massif : $M_S \simeq 1,4 \times 10^6 \text{ Ampere/m}$, plus faible. La différence est suprenante car il est courant de considérer que l'aimantation à saturation dans les couches ultraminces est réduite par rapport à l'aimantation dans les matériaux massifs (voir [62]).

Notre valeur de l'aimantation à saturation est donc probablement entachée d'erreur. Les sources d'incertitudes sont d'une part l'épaisseur de l'échantillon t , qui n'est connue que par calibration du dispositif de fabrication de l'échantillon et n'a pas été mesurée indépendamment et d'autre part la valeur même du moment magnétique mesurée par le VSM-SQUID. L'appareil appartenant à une autre équipe, il n'a pas été calibré avant de mener la campagne de mesures, et est donc une possible source d'erreur systématique.

2.2.3 Mesure du champ d'anisotropie effective : anisométrie Kerr

Nos échantillons sont des couches minces magnétiques à anisotropie perpendiculaire : l'anisotropie de forme, qui tend à diriger l'aimantation dans le plan de l'échantillon, y est contrebalancée par l'anisotropie magnéto-cristalline du cobalt et par l'anisotropie d'interface entre la couche de cobalt et les couches d'or ou de platine situées au dessus et en dessous. De cette compétition résulte un champ d'anisotropie effectif (voir partie 1.1.1.c) que nous écrivons :

$$H_{K_0} = \frac{2K_0}{\mu_0 M_S}, \quad (2.3)$$

où K_0 est l'anisotropie effective, définie par la relation (1.13).

L'anisométrie est une technique de mesure de l'anisotropie effective d'un échantillon par effet Kerr. Elle repose sur le même montage que la magnétométrie par effet Kerr (partie 2.2.2.a), à l'exception de la direction du champ magnétique appliqué H_x , qui est cette fois-ci parallèle à l'échantillon. Le montage optique est utilisé pour mesurer la composante perpendiculaire de l'aimantation, $M_S m_z$, tandis qu'un champ planaire H_x est appliqué par un électroaimant. Pour un échantillon saturé, la composante perpendiculaire de l'aimantation est maximale lorsque le champ planaire est nul. Au fur et à mesure que le champ H_x appliqué augmente, l'aimantation s'aligne dans le plan. Le champ d'anisotropie effective H_{K_0} correspond au champ plan nécessaire pour annuler la composante perpendiculaire de l'aimantation.

Dans le cas où le champ planaire est exactement parallèle à l'échantillon, le vecteur aimantation \vec{m} (figure 1.3) est incliné dans les domaines d'un angle θ tel que $\sin \theta = H_x / H_{K_0} = h$. La relation entre la composante perpendiculaire $m_z = \cos \theta$ et le champ

plan réduit $h = H_x/H_{K_0}$ s'écrit donc :

$$h^2 + m_z^2 = 1. \quad (2.4)$$

Cette équation est celle d'un cercle de rayon 1 dans le repère (O, h, m_z) . Pour déterminer H_{K_0} , il suffit donc de tracer m_z en fonction de H_x .

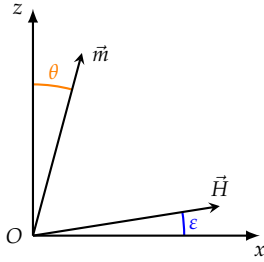


FIGURE 2.9 – Définition des angles pour l'anisométrie.

En réalité, les conditions expérimentales sont telles qu'il existe toujours un petit angle ε entre le champ appliqué et le plan de l'échantillon, autrement dit, le champ possède toujours une petite composante selon $H_z = H \sin \varepsilon$ en plus de la composante planaire $H_x = H \cos \varepsilon$ (voir figure 2.9). Ce désalignement a deux conséquences. Premièrement, il peut entraîner le retournement de l'aimantation de l'échantillon lorsque la valeur du champ H appliqué est élevée. Deuxièmement, il déforme la courbe $m_z = f(H)$. Pour trouver l'équation de cette courbe, on écrit l'énergie micromagnétique dans les domaines, qui comprend uniquement l'énergie d'anisotropie effective (1.13) et l'énergie Zeeman (1.33) :

$$e_{\text{tot}} = K_0 \sin^2 \theta - \mu_0 M_S \vec{m} \cdot \vec{H}, \quad (2.5)$$

où \vec{H} désigne le champ appliqué. Avec les conventions adoptées dans la figure 2.9, on a :

$$e_{\text{tot}} = K_0 \sin^2 \theta - \mu_0 M_S H \sin(\theta + \varepsilon). \quad (2.6)$$

La direction de l'aimantation dans les domaines correspond à un extremum d'énergie :

$$\frac{de_{\text{tot}}}{d\theta} = K_0 \sin(2\theta) - \mu_0 M_S H \cos(\theta + \varepsilon) = 0. \quad (2.7)$$

Ainsi, la relation entre le champ appliqué et l'angle de l'aimantation s'écrit :

$$\frac{H}{H_{K_0}} = \frac{\sin(2\theta)}{2 \cos(\theta + \varepsilon)}, \quad (2.8)$$

et également, en posant $m_z = \cos \theta$ et $m_x = \sin \theta$,

$$H = H_{K_0} \frac{m_z m_x}{m_z \cos \varepsilon - m_x \sin \varepsilon}. \quad (2.9)$$

La figure 2.10 présente un résultat typique d'anisométrie et son exploitation. Le résultat expérimental (figure 2.10a) présente un cycle d'hystérésis « parasite », dû à la composante perpendiculaire du champ appliqué. Pour exploiter ces données, on en prend

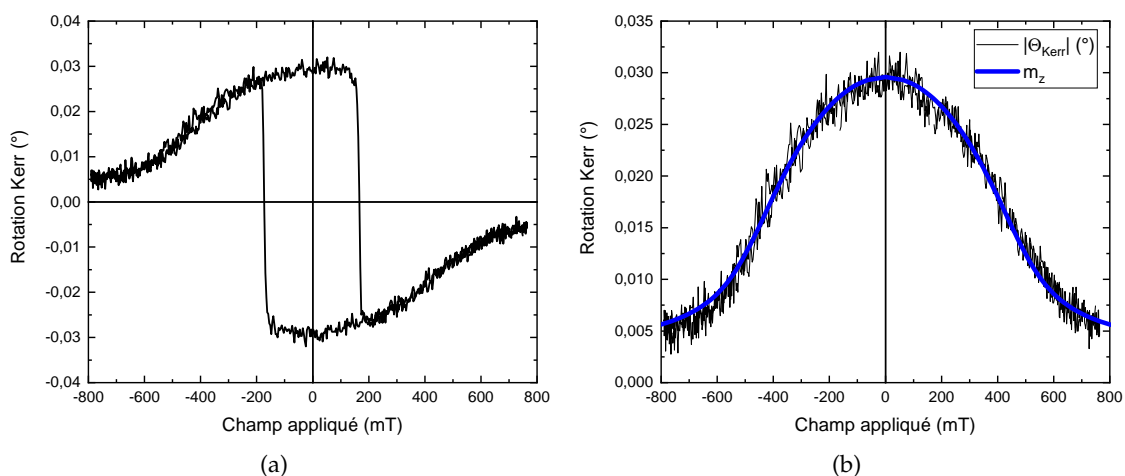


FIGURE 2.10 – Exemple de résultats de caractérisation par anisotropie Kerr : (a) données de rotation Kerr en fonction du champ appliqué pour l'échantillon Au/Co12/Pt et (b) ajustement de la valeur absolue de la rotation Kerr (noir) par l'expression théorique de m_z (bleu), avec $H_{K_0} = (445 \pm 15)$ mT et $\varepsilon = (5,0 \pm 0,3)^\circ$.

la valeur absolue, puis on y ajuste l'expression (2.9), où $m_x = \sqrt{1 - m_z^2}$. L'ajustement comporte deux paramètres ajustables, ε et H_{K_0} . À partir des mesures de H_{K_0} et de M_S , on peut déterminer *via* l'équation (2.3) la valeur de K_0 .

Une limite de cette technique est la valeur maximale du champ généré par l'électroaimant : lorsque l'épaisseur de l'échantillon diminue, H_{K_0} devient plus grand que le champ maximum applicable. Choisir le meilleur ajustement permet cependant toujours d'évaluer H_{K_0} .

2.2.4 Tableaux récapitulatifs des données des échantillons

La tableau A.1 de l'appendice A regroupe l'ensemble des paramètres mesurés et calculés pour les trois échantillons que nous avons utilisés pour les expériences de dynamique : Pt/Co(9 Å)/Pt, Pt/Co(9 Å)/Au et Au/Co(9 Å)/Pt. Ce tableau inclut des grandeurs dont la signification sera précisée dans les chapitres suivants. Son objectif est de servir de référence.

2.3 Exploitation des données : de l'image de domaines au déplacement de paroi

Pour observer le déplacement des parois, nous devons observer le changement de configuration des domaines magnétiques eux-mêmes. En effet, la limite de résolution

de notre microscope est d'environ 800 nm, tandis qu'une estimation de la largeur sur laquelle une paroi affecte l'aimantation est donnée par la largeur de Hubert, qui vaut $\Delta_H = \pi\Delta \simeq 16$ nm. Il est donc illusoire de souhaiter observer directement un déplacement de paroi par une méthode optique.

2.3.1 Protocole de mesure des déplacements de parois

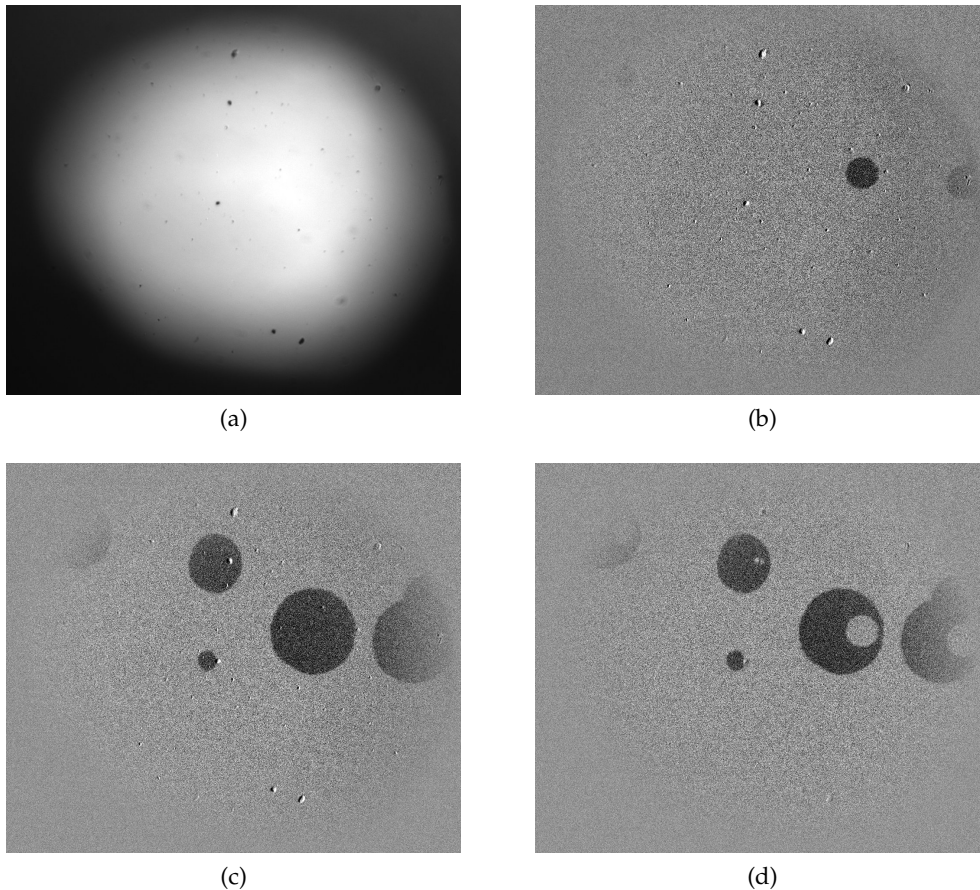


FIGURE 2.11 – Illustration du protocole de mesure de déplacements de paroi. (a) Photographie de l'échantillon saturé. (b) Image de référence : soustraction de la photographie de l'échantillon présentant un domaine avec la photographie de l'échantillon saturé. (c) Image après déplacement. (d) Image soustraite pour ne garder que le déplacement de paroi. Ces images ont été réalisées avec l'échantillon AuCoPt avec des impulsions de nucléation et de mesure identiques : $\mu_0 H_z = 32$ mT pendant $\Delta t = 1,1$ μ s. Pendant l'impulsion de mesure, un champ plan constant $\mu_0 H_x = 48$ mT est appliqué vers la gauche (voir figure 2.12b).

Notre protocole expérimental, décrit ci-dessous, repose sur la soustraction d'images prises avant et après un déplacement de paroi.

La première étape (figures 2.11a pour les images Kerr et 2.12a pour les impulsions de champ magnétique) est la saturation de l'échantillon dans une direction donnée,

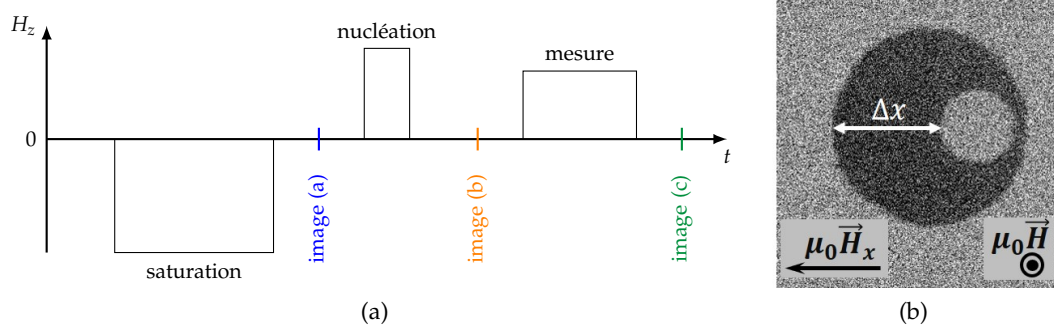


FIGURE 2.12 – (a) Schéma des impulsions de champ magnétique utilisées lors d'une mesure et des instants auxquels sont pris les images (a) de saturation, (b) de nucléation (donnant la référence) et (c) de mesure (voir figure 2.11). (b) Détail de la figure 2.11d, sur laquelle ont été indiquées les directions des champs magnétiques appliqués et le déplacement de paroi mesuré.

grâce à la génération d'une forte impulsion de champ magnétique par la microbobine (figure 2.12a). Vue au microscope Kerr, la surface de l'échantillon ne présente pas de contraste magnétique. On enregistre alors une image de la surface (figure 2.11a). Cette image présente des irrégularités et des défauts dus aux irrégularités de l'échantillon et aux éventuelles poussières déposées sur sa surface.

L'échantillon est ensuite soumis (figures 2.11b et 2.12a) à une deuxième impulsion de champ magnétique, de sens inverse à l'impulsion de saturation et plus courte. Cette impulsion, dite de « nucléation » permet de provoquer l'apparition de domaines magnétiques en quelques endroits de l'échantillon. Ces domaines apparaissent clairement lorsque la photographie de saturation 2.11a est soustraite à la photographie prise après nucléation (non représentée) : l'image résultante est l'image 2.11b. Les domaines magnétiques nucléés y apparaissent en gris foncé sur l'échantillon monodomaine gris clair.

La troisième étape (figures 2.11c et 2.12a) est celle de la mesure proprement dite : on applique une impulsion de champ magnétique de durée et amplitude fixée, de même direction que l'impulsion de nucléation. Les domaines précédemment nucléés s'étendent, jusqu'à occuper de nouvelles positions (image de « mesure », figure 2.11c). Lorsque l'on souhaite appliquer un champ planaire H_x en plus des impulsions de champ, on alimente l'électroaimant pendant cet étape. Enfin, comme c'est le cas sur la figure 2.11c, il est également possible que de nouveaux domaines soient nucléés par cette impulsion.

La soustraction (figures 2.11d et 2.12b) des deux images de mesure et de référence permet d'observer les régions de l'échantillon où l'aimantation s'est retournée au cours de l'impulsion de mesure. C'est cette image qui permet de déterminer la vitesse des parois.

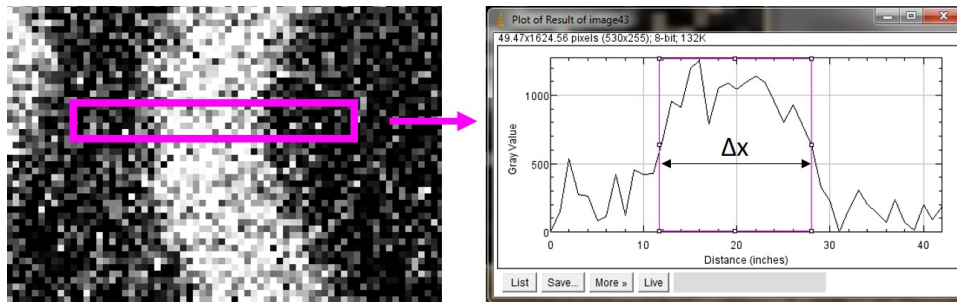


FIGURE 2.13 – Exemple de mesure de déplacement de paroi sous Image J. Sur l’image soustraite du déplacement (ici en blanc sur fond noir), une zone d’intérêt de quelques pixels de large est choisie pour diminuer le bruit de mesure. L’histogramme des valeur des pixels (en niveau de gris) est tracé le long de cet zone d’intérêt. Le déplacement Δx est défini comme la largeur à mi-hauteur de la zone blanche.

Pour déterminer le déplacement Δx des parois, on utilise le logiciel Image J⁶. La figure 2.13 montre un exemple de mesure de déplacement de paroi. Une fois obtenu, ce déplacement Δx est ensuite divisé par la durée Δt des impulsions de champ magnétique pour obtenir la vitesse de paroi définie par

$$v = \frac{\Delta x}{\Delta t}. \quad (2.10)$$

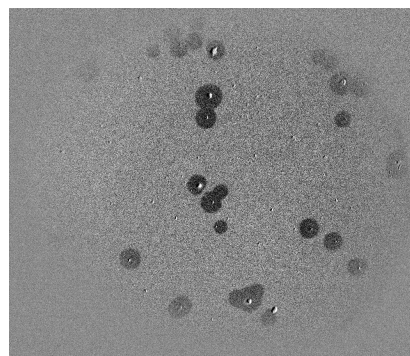
2.3.2 Limites et imprécisions

Notre technique de mesure présente plusieurs limites. Tout d’abord, il s’agit d’une mesure de déplacement, et non d’une mesure directe de la vitesse. Le calcul de cette dernière, $v = \Delta x / \Delta t$, n’est exact que sous certaines conditions. Premièrement, les impulsions de champ magnétiques doivent être « carrées », c’est-à-dire que le temps caractéristique d’établissement du courant dans la bobine, τ , doit être négligeable devant la durée totale de l’impulsion : $\tau \ll \Delta t$. Deuxièmement, le temps d’établissement de la vitesse de déplacement de paroi une fois le champ appliqué doit de même être petit devant Δt . Nous avons considéré que ces critères étaient respectés pour $\Delta t \geq (\Delta t)_{\min} = 1 \mu\text{s}$. Cette durée minimale des impulsions de champ limite la gamme de vitesse accessible expérimentalement.

Le champ appliqué doit également être constant. Le champ créé par la bobine est légèrement inhomogène, même à l’échelle de champ de vue réduit de la caméra. Pour limiter les incertitudes, chaque courbe de vitesse a été mesurée à l’aide de déplacements partant tous du même centre de nucléation, et ne parcourant qu’une portion limitée de la zone d’étude (au maximum la moitié de la largeur).

6. <https://imagej.nih.gov/ij/>

FIGURE 2.14 – Image de nucléation de l'échantillon Au/Co/Pt, pour une impulsion de nucléation $\mu_0 H_x = 99 \text{ mT}$ pendant $\Delta t = 0,50 \mu\text{s}$.



Lorsqu'au contraire les déplacements mesurés sont faibles, la technique est limitée par la résolution du microscope. Nous nous sommes limités à des déplacements supérieurs à 5 pixels de large (voire figure 2.13). Une fois cette précaution prise les incertitudes élargies sont estimées à 2 pixels ($1,6 \mu\text{m}$) sur les déplacements et $0,01 \mu\text{s}$ sur les durées.

Enfin, pour les forts champs appliqués, la technique est limitée par la probabilité de nucléation de nouveaux domaines au cours du déplacement de parois. Plus le champ est élevé, plus la probabilité de nucléation pour une durée donnée est élevée.

On constate qu'à faible champ, c'est-à-dire pour des champs inférieurs au champ de dépiégeage ($H_z \ll H_d$), la nucléation de domaines advient de façon reproductible sur un petit nombre de points de l'échantillon où l'énergie est abaissée. Au contraire, pour des champs fort ($H_z \gg H_d$), les centres de nucléation sont distribués de façon plus aléatoire, sont moins reproductibles et plus nombreux (voir figure 2.14, à comparer avec la figure 2.11b pour une nucléation en champ plus faible sur le même échantillon). Il peut donc arriver qu'un domaine soit nucléé sur le chemin de la paroi que l'on souhaitait observer. Ce phénomène invalide de nombreuses mesures lorsque le champ appliqué devient grand.

2.3.3 Détermination de la direction d'aimantation, signe du DMI d'interface

Lorsqu'on réalise une expérience de dynamique de parois chirales, il est nécessaire de connaître l'orientation des domaines magnétiques et des parois, afin de déterminer la chiralité. Dans le cas de nos expériences, il est donc nécessaire de déterminer l'orientation des domaines selon leur « couleur » (claire ou foncée), ainsi que l'orientation du champ plan.

Pour éviter de répéter ces calibrations, l'orientation de la caméra est restée fixe pendant toutes les prises de données, ce qui signifie que l'axe x est orienté dans le même sens sur toutes les images : vers la gauche. De même, le polariseur et l'analyseur sont toujours restés légèrement décroisés avec le même signe d'angle $\delta\theta$ (voir partie 2.1.1.a), ce qui signifie que les couleurs sont toujours associées aux mêmes directions d'aimanta-

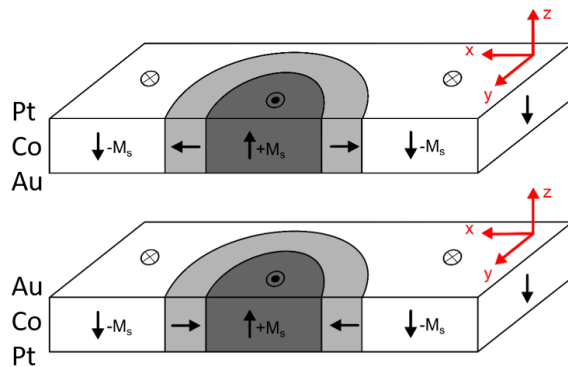


FIGURE 2.15 – Orientation de l'aimantation pour les deux échantillons présentant des parois chirales.

tion : en haut (du substrat vers l'observateur) pour les domaines sombres, en bas pour les domaines clairs. Pour déterminer ces directions, on repère le sens du champ créé par la bobine pour un signe de courant donné à l'aide d'une sonde de Hall⁷.

Lorsque les parois sont de type Néel, elles sont énergétiquement favorisées lorsque leur aimantation est dirigée dans le même sens que le champ planaire. Les parois favorisées présentant *a priori* un déplacement plus important pour une même impulsion de champ perpendiculaire sous champ plan, il est également possible de déterminer l'orientation des parois elles-mêmes. La figure 2.15 présente l'orientation de l'aimantation dans les domaines et les parois pour les échantillons Au/Co/Pt et Pt/Co/Au. On trouve que le terme de DMI est positif pour Au/Co/Pt, qui possède des parois de Néel droites, ce qui correspond à la littérature [84].

2.3.4 Zoologie des domaines magnétiques

Cette dernière sous-partie a pour objectif de présenter les différents aspects que peuvent prendre les domaines magnétiques en fonction des champs magnétiques qui leurs sont appliqués.

La figure 2.16 présente une courbe de vitesse⁸ $v(H_z)$, mesurée sur l'échantillon Au/Co/Pt en l'absence de champ planaire. Dans ce cas, les domaines grandissent de façon isotrope. Cependant, les domaines ne prennent l'aspect d'un disque que dans le régime d'écoulement. Dans les régimes de reptation et de dépiégeage, les domaines présentent un aspect rugueux. Ceci est une conséquence de la dynamique en présence de défauts : dans le régime de reptation, l'avancée de la paroi se produit par avalanches aléatoires (voir partie 1.2.3.a), tandis qu'en régime d'écoulement, la paroi devient plus lisse.

7. Pour faire cette expérience à la maison : passer un fil de fer ou autre matériau ferromagnétique doux à l'intérieur de la microbobine pour en diriger le champ sur la sonde permet d'augmenter le signal sans modifier son signe.

8. Voir la partie suivante pour plus détails sur cette courbe de vitesse et ses courbes d'ajustement.

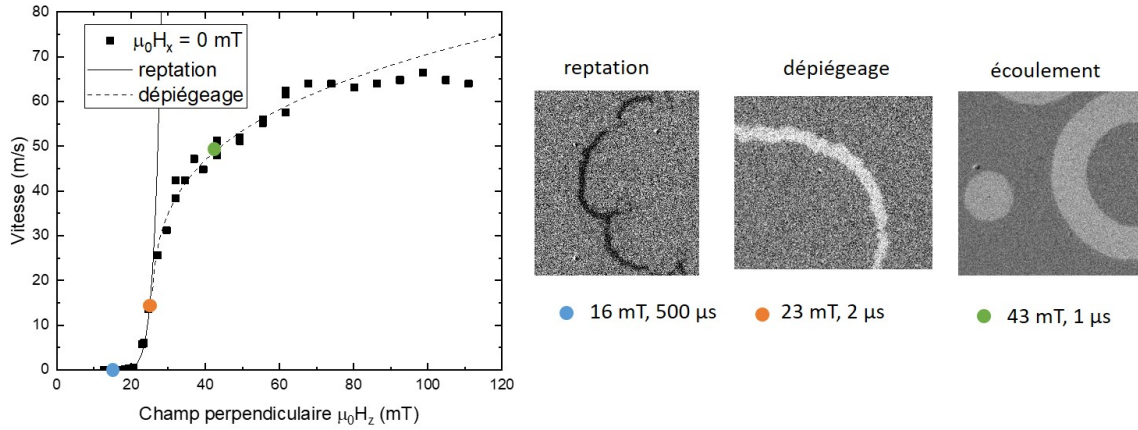


FIGURE 2.16 – Aspect des images de déplacement de parois de domaines pour différents champs appliqués sur un échantillon asymétrique Au/Co/Pt, en l’absence de champ plan. Les points de couleur sur la courbe de vitesse correspondent aux trois images à droites.

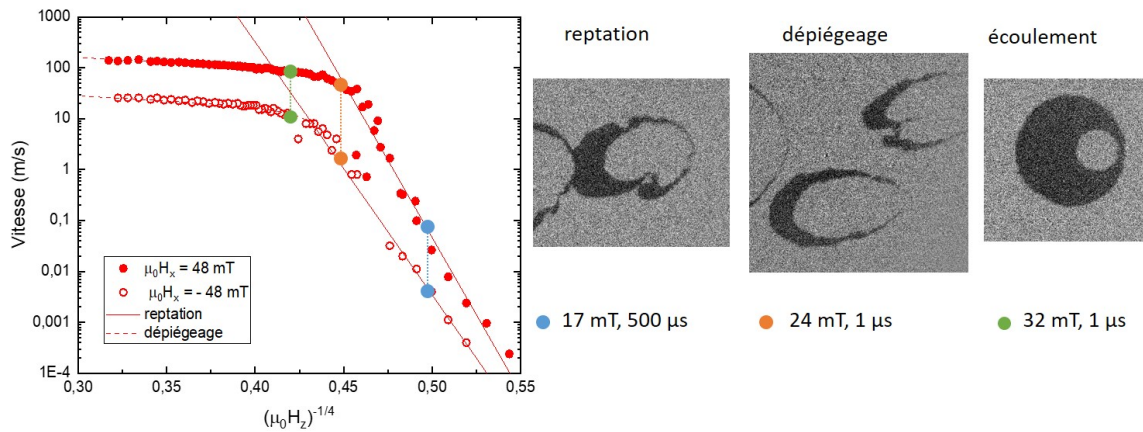


FIGURE 2.17 – Aspect des images de déplacement de parois de domaines pour différents champs appliqués sur un échantillon asymétrique Au/Co/Pt, en présence d’un champ plan $\mu_0 H_x = 48$ mT. Les points de couleur sur la courbe de vitesse correspondent aux trois images à droites. La courbe légendée « -48 mT » (symboles creux) correspond aux déplacements à l’encontre de la direction du champ plan.

La figure 2.17 présente une caractéristique $v(H_z)$ mesurée sur le même échantillon, cette fois-ci en présence d'un champ plan. Afin de mieux observer le régime de reptation, cette caractéristique est représentée sous la forme $\ln(v) = f(H_z^{-1/4})$. En présence de champ plan, les déplacements sont très asymétriques : la paroi favorisée (ici à gauche) se déplace beaucoup plus vite que la paroi défavorisée (ici à droite), ce qui donne naissance à des domaines de forme oblongue, plus ou moins allongés selon la valeur de la différence de vitesse. Comme dans le cas précédent, les parois sont rugueuses dans les régimes de reptation et de dépiégeage, puis deviennent plus lisses à mesure que le champ appliqué augmente.

Pour souligner la différence de vitesse, nous l'avons matérialisée par les traits pointillés sur la courbe à gauche de la figure 2.17 (attention : l'échelle des ordonnées est logarithmique), on constate que la différence de vitesse entre les deux côtés est plus importante quand la paroi la plus rapide arrive au dépiégeage.

Cet effet est également présent pour les autres valeurs de champs et les autres échantillons (voir figures 4.2, 4.3 et 4.4), mais il est plus ou moins marqué selon les situations.

2.4 Méthodes d'analyse des courbes de vitesse

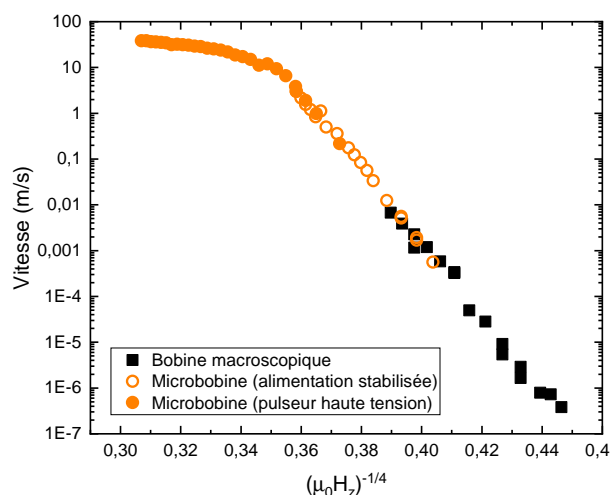
Pour poursuivre notre analyse au-delà de considérations qualitatives, il est nécessaire d'ajuster les données afin d'extraire les paramètres de piégeage. Cette partie regroupe les techniques de calibration, qui permettent de connaître la valeur des champs magnétiques effectivement appliqués aux échantillons, et les techniques de traitement des courbes de vitesse, qui permettent de vérifier l'applicabilité de la théorie des systèmes élastiques désordonnés à nos mesures et d'extraire les paramètres de piégeage.

2.4.1 Calibration du champ perpendiculaire

Les microbobines utilisées pour générer le champ perpendiculaire sur l'échantillon sont des objets artisanaux : elles sont fabriquées à la main et insérées avec plus ou moins de précision dans un porte-bobine imprimé à l'aide d'une imprimante 3D. La résistance, le nombre de tours, le foisonnement et la distance à l'échantillon sont donc des variables uniques pour chaque microbobine. Il s'ensuit que pour déterminer le champ magnétique effectivement appliqué, il est nécessaire de calibrer chaque microbobine. Cette calibration se fait par comparaison de différentes mesures d'une même courbe de vitesse.

La figure 2.18 présente un exemple de calibration du champ perpendiculaire. Les deux couleurs de points correspondent à deux prises de mesures différentes. Pour la première, à basse vitesse, le champ H_z a été généré à l'aide d'une bobine de taille « ma-

FIGURE 2.18 – Courbes de vitesse $\ln(v) = f(H_z^{-1/4})$ en fonction du champ perpendiculaire sur Pt/Co/Pt, en l'absence de champ plan, où le champ perpendiculaire est généré avec deux bobines différentes : une bobine « macroscopique » (carrés noirs) et une microbobine (ronds oranges). La microbobine peut être alimentée par une alimentation stabilisée (cercles creux) ou par un générateur d'impulsions à haute tension (cercles pleins).



« macroscopique » : diamètre 40 mm, longueur 12 mm, elle est constituée de fil de 0,7 mm enroulé sur un axe de diamètre 9 mm, pour un total d'environ 250 tours. Pour la seconde, le champ H_z a été généré à l'aide de la microbobine qui a servi aux mesures du chapitre 4.

Le champ généré par la bobine macroscopique est mesurable en positionnant une sonde de Hall à la place de l'échantillon. L'abscisse de la courbe noire de la figure 2.18 est donc un résultat direct. Visuellement, la calibration consiste à trouver le facteur par lequel multiplier le courant d'alimentation de la microbobine afin que la courbe orange recouvre la courbe noire. Ce facteur vaut environ $11 \text{ mT} \cdot \text{A}^{-1}$.

Enfin, la microbobine pouvant être alimentée par deux générateurs différents (voir partie 2.1.4), on vérifie également que les deux courbes correspondantes se recouvrent (symboles pleins et creux sur la figure 2.18).

2.4.2 Calibration du champ planaire

Pour calibrer le champ planaire, nous avons mesuré la caractéristique $B(I)$ de l'électroaimant, qui est présentée sur la figure 2.19. Pour nous débarrasser de l'incertitude de mesure associée au champ rémanent, nous avons travaillé uniquement avec des champs positifs. La contribution du champ rémanent a cependant été omise dans le calcul du champ appliqué, il s'agit d'une erreur qui porte peu à conséquence : elle est de l'ordre de 2 mT au maximum.

2.4.3 Procédure d'ajustement des comportements universels ; extraction des paramètres spécifiques aux échantillons

Une fois la courbe de vitesse obtenue, il est possible de procéder aux ajustements des régimes de vitesse. Nous prendrons appui sur une des courbes de vitesse pour illustrer

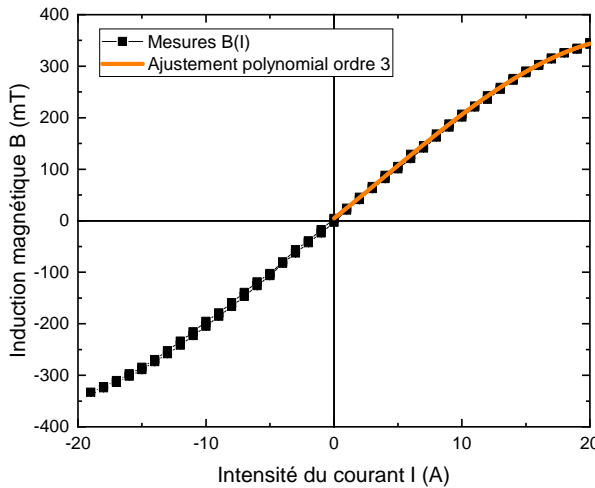


FIGURE 2.19 – Caractéristique $B(I)$ de l'électroaimant (en noir) et ajustement de la branche du premier quadrant (courbe orange).

notre méthode, les résultats de tous les ajustements sont présentés dans le chapitre 4.

La figure (figure 2.20) présente une courbe de vitesse avec ses ajustements, dans les deux modes de représentation. Le processus d'ajustement est le suivant.

1. On commence par pointer à l'œil le point d'inflexion de la courbe de vitesse, de coordonnées $(H_d^{(1)}, v(H_d^{(1)}))$. Ce point marque la limite entre le régime de reptation et le régime de dépiégeage.
2. À partir de ce premier pointage, on peut tracer les trois caractéristiques en utilisant pour la température de dépiégeage $T_d^{(1)}$ la valeur permettant d'obtenir le meilleur ajustement de la droite de reptation sur la représentation logarithmique (figure 2.20a).
3. Le régime de reptation a pour équation

$$v(H) = v(H_d) \exp \left[-\frac{T_d}{T} \left[\left(\frac{H_z}{H_d} \right)^{-1/4} - 1 \right] \right], \quad \text{où} \quad v(H_d) = v_T \left(\frac{T}{T_d} \right)^{0.15}; \quad (2.11)$$

le régime de dépiégeage est approximé par son expression à température nulle, valable légèrement au-dessus de H_d (voir partie 1.2.2.b)

$$v(H) = \frac{v_T}{0,64} \left(\frac{H_z - H_d}{H_d} \right)^{1/4}; \quad (2.12)$$

et le régime d'écoulement est modélisé par une droite

$$v(H) = \frac{v_T}{H_d} H_z. \quad (2.13)$$

4. Les ajustements étant tracés, on peut alors affiner les valeurs des trois paramètres. En particulier, la position du point d'inflexion sur la représentation linéaire 2.20a n'est pas toujours aisée à distinguer. Elle doit cependant correspondre à la fin de

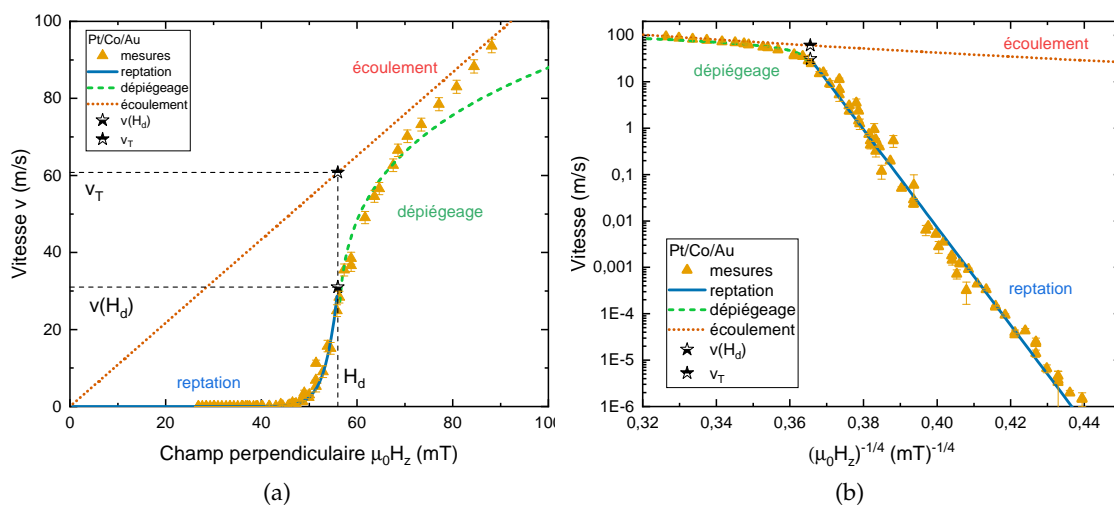


FIGURE 2.20 – Courbe de vitesse sur Pt/Co/Au en l’absence de champ planaire, (a) en échelle linéaire et (b) sous la forme $\ln(v) = f(H_z^{-1/4})$. Les mesures (triangles oranges) sont ajustées par les trois régimes de vitesse : reptation (bleu), dépiégeage (tiretés verts) et écoulement (pointillés rouges). Les points correspondants à la vitesse de dépiégeage v_T (étoile pleine en haut) et à la vitesse au champ de dépiégeage $v(H_d)$ (étoile pleine en bas) sont également indiqués.

la validité de la droite du régime de reptation sur la représentation logarithmique 2.20b. Ceci permet de déterminer de nouvelles coordonnées $(H_d^{(2)}, v(H_d^{(2)}))$, qui mène également à une nouvelle valeur $T_d^{(2)}$ en répétant l’étape 2.

5. On répète ensuite les étapes précédentes, en prêtant attention à la valeur de la vitesse de dépiégeage v_T , qui règle la pente de la droite d’écoulement. Cette dernière doit toujours rester au dessus des points de mesure.

Cette procédure a été réalisable pour l’ensemble de nos courbes de vitesses, ce qui nous permet d’affirmer que notre cadre théorique est applicable à ces mesures.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons explicité les différentes étapes de notre travail expérimental : construction d’un microscope à effet Kerr magnéto-optique, fabrication et caractérisation d’échantillons, prise et traitement de données et ajustement des courbes de vitesse.

Le dispositif a été entièrement construit au cours du travail de thèse. Cette démarche possède des avantages, parmi lesquels l’adaptation du montage aux besoins de l’expérience et le recul que donne la maîtrise de chaque étape du processus de production des données, mais également des inconvénients. En particulier, nous nous sommes concen-

trés sur une seule technique de génération de chaque champ magnétique, perpendiculaire et planaire.

Pour le champ planaire, l'utilisation de l'électroaimant permet d'atteindre des valeurs de champs élevées, qui peuvent mettre en évidence des comportements nouveaux. Mais elle empêche également le réglage fin du parallélisme du champ avec les échantillons, que nous ne sommes pas en mesure de quantifier.

Pour le champ perpendiculaire, les microbobines permettent d'explorer une très grande gamme de vitesse (les impulsions vont de la dizaine de secondes à la microseconde, un peu plus de 8 ordres de grandeur!), mais restent un objet artisanal et fragile, sujet aux courts-circuits faussant les mesures. Nous aurions de plus souhaité étendre nos mesures vers les vitesses importantes pour explorer le régime d'écoulement, mais nous avons été limités par le temps de montée des bobines. Pour atteindre des champs appliqués supérieurs à 120 mT, il sera nécessaire de changer de technique : les vitesses importantes imposent de travailler avec des impulsions plus courtes, donc de réduire le nombre de spires. Un nombre de spire plus faible impose de rapprocher encore la bobine de l'échantillon pour atteindre des champs élevés... Une solution envisageable est de placer la bobine directement sur l'échantillon, *via* des procédés de nanofabrication.

Enfin, la caractérisation de nos échantillons manque d'une donnée majeure : une mesure indépendante de la valeur du coefficient D de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya. Celle-ci permettrait de vérifier la cohérence de nos mesures et de nous orienter vers une des méthodes de détermination de D parmi celles envisagées (voir chapitre 4). Un dispositif de spectroscopie BLS (*Brillouin Light Scattering*) permettant des mesures sous forts champs planaires est en construction au Laboratoire de Physique des Solides.

Profil d'une paroi de Dzyaloshinskii par le modèle du petit cercle

Introduction

L'ÉNERGIE d'une paroi de domaine par unité de surface, σ , est le principal paramètre influant sur sa dynamique en présence de défauts. Elle règle la valeur du terme élastique (1.81) et apparaît donc dans la valeur de tous les paramètres effectifs de piégeage. Il est donc nécessaire de disposer du calcul de cette énergie pour effectuer des prédictions concernant la dynamique de paroi.

Cependant, le calcul de cette énergie n'est possible de manière analytique que pour un nombre de cas restreint, parmi lesquels celui de la paroi de Bloch. Dans le cas d'une paroi soumise à un champ dans le plan et à DMI, l'énergie a été approchée dans deux limites de champ plan que nous détaillerons, mais ne peut pas être calculée exactement.

Dans ce chapitre, nous développons un modèle théorique permettant de calculer de façon approchée cette énergie de paroi pour tout champ plan. Notre modèle utilise une approximation dite du « petit cercle », qui permet de ramener le problème à la minimisation de l'énergie en fonction d'un seul paramètre, appelé « angle de coupe ». Cette simplification permet d'obtenir la valeur de l'énergie σ à l'aide d'un programme simple, et d'étendre l'étude de l'énergie au cas où le champ dans le plan n'est pas perpendiculaire à la paroi.

Pour tester la validité de notre modèle, nous terminons ce chapitre par une comparaison des prédictions du modèle du petit cercle avec celles du code de calcul micromagnétique MuMax3 [14].

3.1 Contexte, énergies limites

3.1.1 Notations

Nous l'avons vu, le calcul des paramètres micromagnétiques d'une paroi est un préalable à toute analyse de sa dynamique. Dans le modèle 1D de la dynamique de paroi, la mobilité en régime d'écoulement stationnaire est proportionnelle à la largeur de Thiele Δ_T de la paroi (1.77). Pour les régimes de reptation et dépiégeage, les paramètres qui contrôlent la vitesse des parois (H_d , T_d et v_T) dépendent de l'énergie de paroi σ et des paramètres microscopiques contrôlant l'ancrage. Nous chercherons donc dans cette partie à calculer le profil et l'énergie de parois de domaines en présence d'interaction Dzyaloshinskii-Moriya.

Pour calculer l'énergie et le profil d'une paroi de domaine, il faut écrire l'ensemble des énergies micromagnétiques jouant sur la configuration de l'aimantation. On décrit l'aimantation locale dans le matériau par un vecteur $\vec{M} = M_S \vec{m}$, où \vec{m} est un vecteur unitaire. On a $\vec{m} = \vec{e}_r$ en coordonnées sphériques, et $\vec{m} = \sin \Theta \cos \Phi \vec{e}_x + \sin \Theta \sin \Phi \vec{e}_y + \cos \Theta \vec{e}_z$ en coordonnées cartésiennes (voir figure 1.3). Dans ce chapitre, nous notons les angles θ et φ du chapitre 1 respectivement Θ et Φ car les notations en minuscules seront réservées à d'autres angles. La direction z correspond à celle de l'anisotropie effective, qui est la direction de l'aimantation dans les domaines. Le champ moteur pour le déplacement de la paroi sera également parallèle à z : $\vec{H} = H_z \vec{e}_z$. Dans le cas où seules les énergies d'échange d'Heisenberg, d'anisotropie effective et d'anisotropie de forme agissent sur la paroi au repos, le profil est connu et suit (voir les équations (1.23) et (1.24), où l'on a remplacé $\theta(x)$ par $\Theta(x)$, $\varphi(x)$ par $\Phi(x)$ et ψ par Ψ) :

$$\begin{cases} \Theta(x) = 2 \arctan \left[\exp \left(\frac{x-q}{\Delta_0} \right) \right] \\ \Phi(x) = \Psi, \end{cases} \quad (3.1)$$

où Δ_0 est le paramètre de largeur de la paroi et Ψ une constante égale à $\pm\pi/2$ au repos (voir par exemple [13]). Ce profil est appelé profil de Bloch.

La présence d'interaction DMI et d'un champ supplémentaire $\vec{H}_{\text{ext}} = H_x \vec{e}_x$ dans le plan de l'échantillon modifie ce profil. Nous considérons dans notre cas l'interaction DMI d'interface (voir les sections 1.1.1.d et 1.1.2.e), qui a pour effet de favoriser la rotation de l'aimantation dans le plan (O, x, z) . Lorsque l'amplitude D du DMI est grande,

son effet sera de modifier l'angle Ψ d'équilibre jusqu'à atteindre 0 ou π , donnant des parois de Néel (droites ou gauches selon le signe de D), mais sans modifier l'équation en Θ . Cet effet permet de représenter parfois l'interaction DMI par un champ équivalent H_{DMI} , parallèle à la normale à la paroi, et dont l'orientation dépend du signe de D et de l'orientation des domaines : de \uparrow vers \downarrow pour $D > 0$ et inversement.

Dans cette thèse nous attribuerons aux parois de Néel un signe d'orientation $\varepsilon = \pm$. Les parois $\uparrow \rightarrow \downarrow$ et $\downarrow \leftarrow \uparrow$ sont des parois de Néel droites, elles ont pour signe $\varepsilon = +1$ et sont favorisées par $D > 0$. Les parois $\uparrow \leftarrow \downarrow$ et $\downarrow \rightarrow \uparrow$ sont des parois de Néel gauches, elles ont pour signe $\varepsilon = -1$ et sont favorisées par $D < 0$.

Le champ planaire extérieur, contrairement au champ de DMI, ne dépend bien entendu pas de l'orientation des domaines. À l'inverse, il va modifier leur orientation par effet Zeeman. Au fur et à mesure que ce champ appliqué augmente, l'aimantation dans les domaines \uparrow et \downarrow penche progressivement vers la direction \vec{e}_x , jusqu'à l'atteindre quand le champ H_x est assez intense pour vaincre totalement l'anisotropie effective K_0 . On compare le champ appliqué au champ d'anisotropie effective $H_{K_0} = 2K_0/(\mu_0 M_S)$ en définissant $h = H_x/H_{K_0}$. Lorsque $h = 0$, les domaines sont parfaitement orientés selon Oz et lorsque $|h| \geq 1$, l'aimantation dans tout l'échantillon est alignée selon Ox et l'échantillon devient monodomaine. Le domaine d'intérêt de notre problème est donc situé à $h \in]-1; 1[$, où les domaines sont inclinés mais existent encore. Bien sûr, le champ extérieur H_x a également une influence sur l'orientation Ψ des parois. À l'instar du DMI, il favorise des configurations telles que $\Psi = 0$ ou π selon son signe, mais cette fois-ci, le Ψ favorisé dépend uniquement de la direction du champ, et pas du ε de la paroi. Les deux champs H_{DMI} et H_x peuvent donc avoir des contributions de même signe ou opposées, et de leur compétition naît la richesse des comportements observés.

La figure 3.1 montre une paroi de domaine d'orientation quelconque séparant deux domaines d'aimantation uniforme. En présence d'un champ dans le plan de l'échantillon, l'aimantation dans les domaines est inclinée d'un angle Θ_0 par rapport à la verticale, tel que $\sin \Theta_0 = H_x/H_{K_0}$. On considère que la paroi est droite et parallèle à la direction y , la structure est donc invariante par translation selon y et z . Contrairement aux cas étudiés précédemment, la paroi ne suit pas nécessairement un profil de Bloch ($\varphi = cste$).

3.1.2 Expressions limites des énergies de paroi

En présence de DMI et de champ plan, il n'existe plus d'expression générale et analytique du profil de paroi. Ce dernier peut cependant être déterminé dans deux cas limites discriminés par la valeur de h : champ plan faible pour $|h| \ll 1$ ou intense pour $|h| \lesssim 1$.

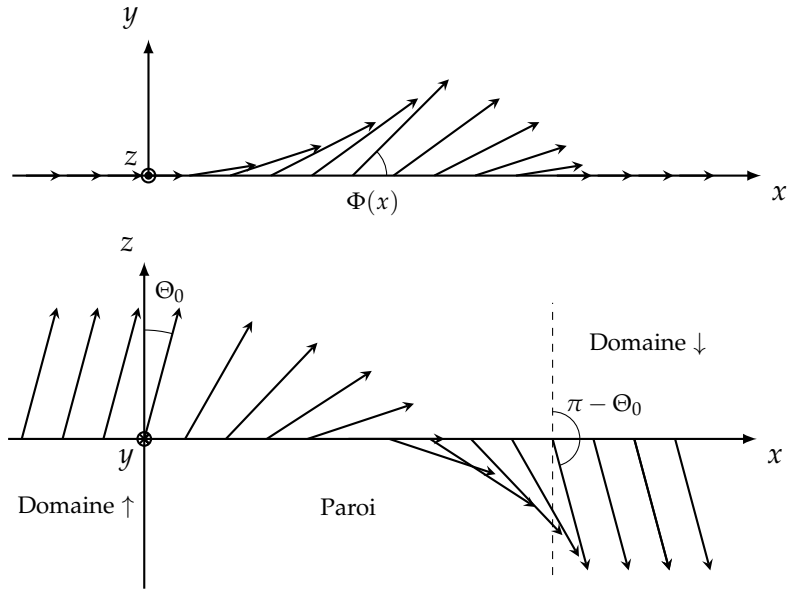


FIGURE 3.1 – Schéma d'une paroi de domaine de Dzyaloshinskii soumise à un champ dans le plan $H_x > 0$, vue de dessus (en haut, plan (O, x, y)) et de côté (en bas, plan (O, x, z)). Le champ extérieur fait pencher l'aimantation d'un angle Θ_0 dans le domaine \uparrow , situé en $x < 0$ et d'un angle $-\Theta_0$ dans le domaine \downarrow , tandis que la compétition entre H_x , H_{DMI} et l'anisotropie de forme K donne naissance à un certain angle $\Phi(x)$ dans le plan (O, x, y) .

- Dans la limite des champs faibles [12], l'aimantation dans les domaines reste perpendiculaire au plan. L'influence du champ plan ne se fait sentir que par un terme Zeeman au niveau de la paroi, qui peut être Bloch, Néel, ou dans un état intermédiaire. L'énergie est

$$\sigma_{\text{low}} = \sigma_0 + 2\Delta_0 K \cos^2 \Psi - (\pi D + \pi \Delta_0 \mu_0 M_S H_x) \cos \Psi, \quad (3.2)$$

où $K = N_x \mu_0 M_S^2 / 2$ représente l'anisotropie de forme favorisant une paroi de Bloch par rapport à une paroi de Néel, avec $N_x = t \ln 2 / (\pi \Delta_0)$, et où Δ_0 est le paramètre de largeur de la paroi de Bloch.

- Dans la limite des champs intenses [85], l'aimantation dans les domaines s'incline pour s'accorder avec le champ plan, ce qui modifie le profil de paroi, et la paroi ne peut être que Néel (gauche ou droite). Un calcul complet est possible et l'énergie est alors :

$$\begin{cases} \sigma_{\text{high}}^+ = \sigma_0 \left[\sqrt{(1+\kappa)(1-h^2)} - \left(h\sqrt{1+\kappa} + \frac{2}{\pi} \frac{D}{D_{c_0}} \right) \arccos h \right] \\ \sigma_{\text{high}}^- = \sigma_0 \left[\sqrt{(1+\kappa)(1-h^2)} + \left(h\sqrt{1+\kappa} + \frac{2}{\pi} \frac{D}{D_{c_0}} \right) \arccos(-h) \right], \end{cases} \quad (3.3)$$

où l'on a utilisé $h = H_x / H_{K_0}$ et $\kappa = K / K_0$ pour simplifier et où $D_{c_0} = \sigma_0 / \pi$ est la valeur de DMI à partir de laquelle la structure en domaine laisse la place à une

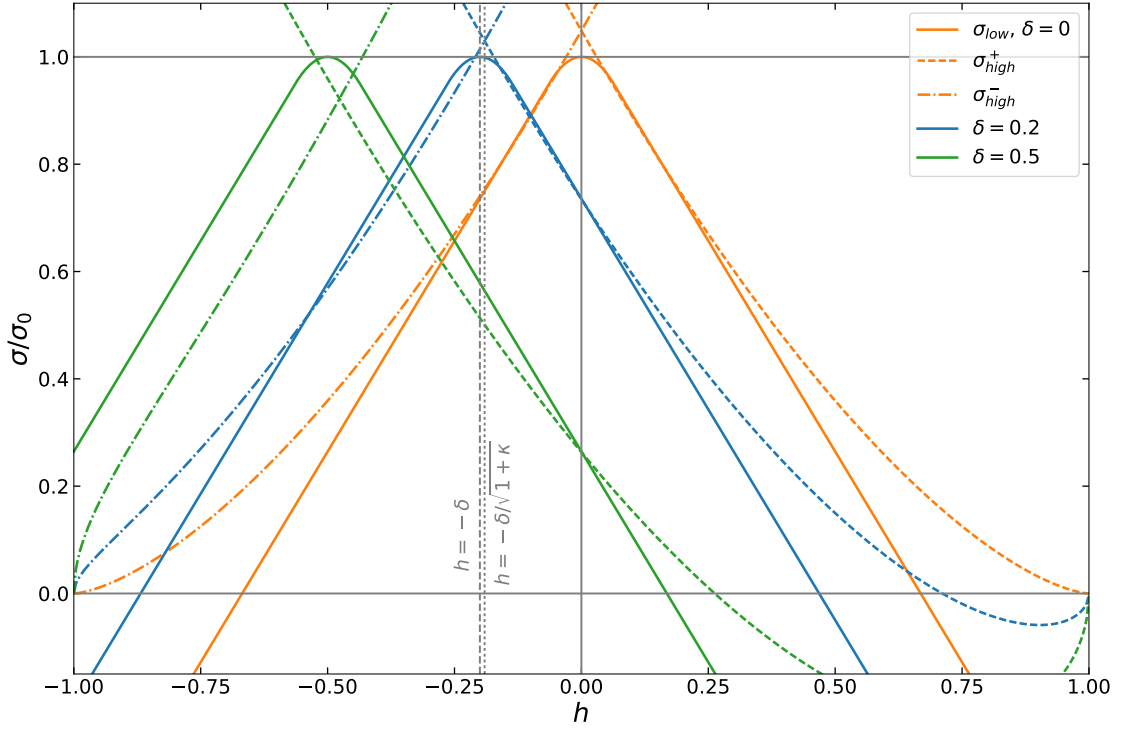


FIGURE 3.2 – Énergies de parois normalisées σ/σ_0 en fonction de h pour $\kappa = 0,1$ pour différentes valeurs de DMI. Les courbes σ_{low} (traits pleins) correspondent à l'équation (3.2) et les courbes σ_{high} (pointillés) aux équations (3.3). Le maximum de σ_{low} est en $h = -\delta$ et le croisement des σ_{high} se fait en $h = -\delta/\sqrt{1+\kappa}$.

structure en cycloïde [39]. Par rapport à la référence [85], nous avons rajouté la contribution du terme d'anisotropie de forme, qui avait été négligé¹. Cet ajout rend l'expression exacte tant que la paroi est Néel, ce qui la rend d'autant plus importante.

La figure 3.2 présente le tracé de ces énergies limites pour différentes valeurs de $\delta = \frac{2D}{\pi D_0} = H_{\text{DMI}}/H_{K_0}$. L'énergie σ_{low} présente une forme arrondie autour d'une valeur maximale en $h = -\delta$, puis évolue linéairement avec h . Les énergies σ_{high}^+ et σ_{high}^- se croisent en $h = -\delta/\sqrt{1+\kappa}$, ce point de croisement marque la limite entre les domaines de stabilité des orientations $\varepsilon = +1$ et $\varepsilon = -1$. Ce tracé permet ainsi de discuter qualitativement du type de paroi rencontré en fonction de h et δ .

Lorsque $\delta = 0$, la paroi de Bloch possède une énergie plus faible que la paroi de Néel en $h = 0$. Le surcoût d'énergie de la paroi de Néel correspond à l'expression 1.31. Lorsque le DMI est non nul, ce dernier diminue le surcoût de la paroi de Néel. On voit que pour $\delta = 0,5$, le point de croisement entre les deux parois de Néel possède une énergie inférieure à celle de la paroi de Bloch. Ceci signifie que pour $\delta = 0,5$ et $\kappa = 0,1$,

1. Nous ne détaillons pas le calcul car il s'agit en fait d'un cas particulier du modèle du petit cercle que nous allons présenter dans ce chapitre.

une paroi de Bloch ne peut exister pour aucun champ h .

On voit également que le point de croisement des σ_{high} n'a pas la même abscisse que le maximum de σ_{low} pour $\delta \neq 0$. Ceci est dû à la modification du paramètre de largeur des parois, qui est négligé dans σ_{low} mais pris en compte dans σ_{high} .

Enfin, on remarque que σ_{high}^+ présente une zone d'énergie négative en présence de DMI. Cette zone correspond à une nucléation spontanée en présence d'un fort champ plan [85].

Ces deux expressions approchées permettent une discussion assez fine de l'énergie de paroi, cependant il reste des zones qui sont mal décrites (par exemple, la zone où $h + \delta$ est faible mais où la paroi de Néel a une énergie plus faible que la paroi de Bloch), et surtout, il est difficile de calculer d'autres grandeurs à partir de ces énergies limites. Nous allons nous intéresser à la largeur de Thiele et à la raideur des parois, il nous faut donc trouver une expression approchée de l'énergie valable pour tout $h \in]-1; 1[$.

3.2 Cas d'un champ normal à la paroi

3.2.1 Modèle du petit cercle

3.2.1.a Hypothèses

Notre objectif est de déterminer le profil d'une paroi similaire à celle représentée sur la figure 3.1. Cela revient à trouver deux fonctions $\Theta(x)$ et $\Phi(x)$ minimisant l'énergie micromagnétique totale. Dans le cas habituel, celui du profil de Bloch ($H_x = 0$), l'aimantation passe d'une orientation \vec{m}_{\uparrow} alignée suivant \vec{e}_z à une orientation \vec{m}_{\downarrow} alignée suivant $-\vec{e}_z$ en conservant son orientation $\Phi(x) = \Psi = \text{cste}$ dans le plan horizontal (O, x, y) . La figure 3.3a représente cette situation dans la sphère unité de l'espace des aimantations : le vecteur unité \vec{m} suit un arc de cercle (en orange) reliant $m_z = 1$ à $m_z = -1$, défini par l'intersection de la sphère et d'un plan de « coupe » d'angle Ψ supposé constant par rapport (O, m_x, m_z) . On a représenté ici le cas $\Psi > 0$, où l'angle Θ évolue de 0 à π , mais la situation symétrique issue de la transformation $\Psi \rightarrow -\Psi$ et où $\Theta : 0 \rightarrow \pi$ est équivalente.

Pour insister sur le lien entre cette représentation et celle utilisée précédemment, remarquons que sur la figure 3.3a, les plans définis par $\Psi = 0$ ou π correspondent aux parois de Néel droite et gauche, et les plans définis par $\Psi = \pm\pi/2$ correspondent à des parois de Bloch.

Dans le cas général $H_x \neq 0$, les directions d'aimantation \vec{m}_{\uparrow} et \vec{m}_{\downarrow} sont tournées d'un angle Θ_0 et $\pi - \Theta_0$ respectivement par rapport à \vec{e}_z (figure 3.3b). Il n'y a donc

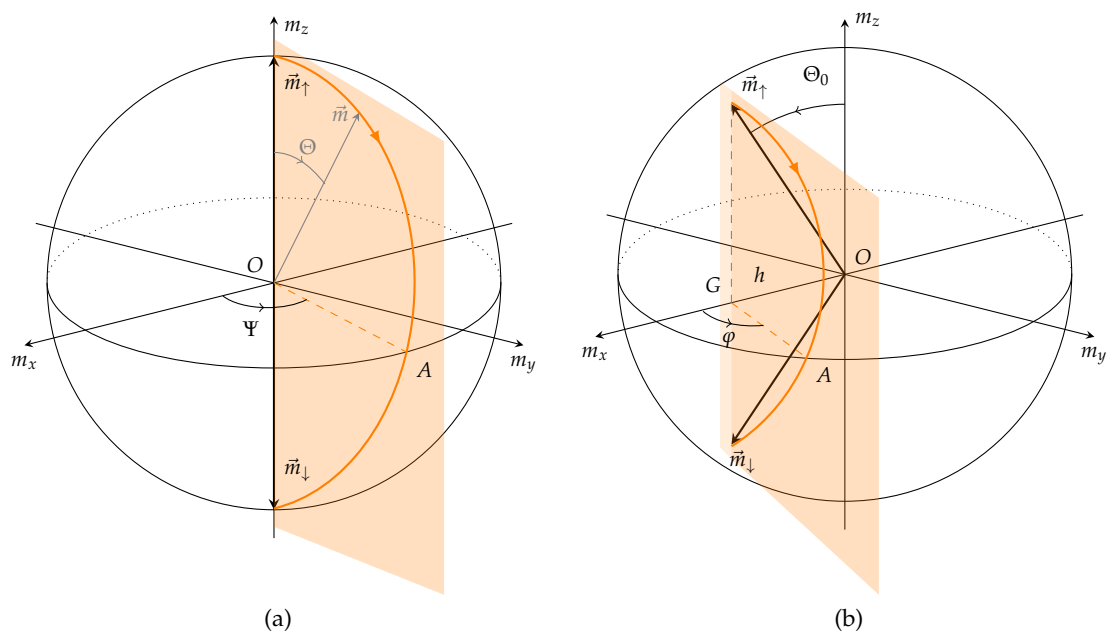


FIGURE 3.3 – Représentations de la sphère unité sur laquelle évolue l’aimantation locale \vec{m} . Dans le cas usuel $H_x = 0$ (a), l’aimantation passe d’un pôle à l’autre en suivant un « grand cercle » (arc orange), qui est une géodésique de la sphère, défini par l’intersection avec le plan (O, \vec{OA}, \vec{m}_z) (plan orange), formant un angle Ψ avec le plan (O, m_x, m_z) . Dans l’approximation du petit cercle (b), le plan de coupe passe par le point G situé en $m_x = \sin \Theta_0 = h$, et forme un angle $\varphi(h)$ avec (O, m_x, m_z) . Le vecteur aimantation (non représenté pour conserver la clarté de la figure), passe de \vec{m}_\uparrow à \vec{m}_\downarrow en suivant un arc du petit cercle (en orange) et en passant par \vec{OA} pour $\Theta = \pi/2$. Le profil de la paroi $\vec{m}(\Theta(x), \Phi(x))$ est alors entièrement défini par la donnée h de la distance OG et de l’angle du petit cercle φ .

plus de raison de supposer que l’angle Ψ sera indépendant de x . En revanche, en prenant exemple sur A. HUBERT [59], nous faisons l’hypothèse que l’extrémité du vecteur aimantation \vec{m} suit une trajectoire appartenant encore à un plan vertical. L’aimantation dans les domaines est inclinée de Θ_0 , le plan intersecte l’axe m_x en $\sin \Theta_0 = h$, et possède un angle de « coupe » φ fixé (figure 3.4). Contrairement à Ψ , φ est indépendant de x , il est uniquement fixé par h . Cette hypothèse, qui conserve les symétries par rapport aux plans (O, m_x, m_y) et (O, m_x, m_z) de la structure de la paroi, revient à considérer que l’aimantation est forcée de se déplacer sur un « petit cercle » défini par l’intersection du plan et de la sphère unité (en orange, par analogie avec le grand cercle). Connaissant le champ H_x , il faudra donc minimiser l’énergie par rapport à l’angle φ pour trouver le profil de paroi optimal.

3.2.1.b Paramétrage

En se plaçant dans le repère (O, m_x, m_y, m_z) , on montre simplement que :

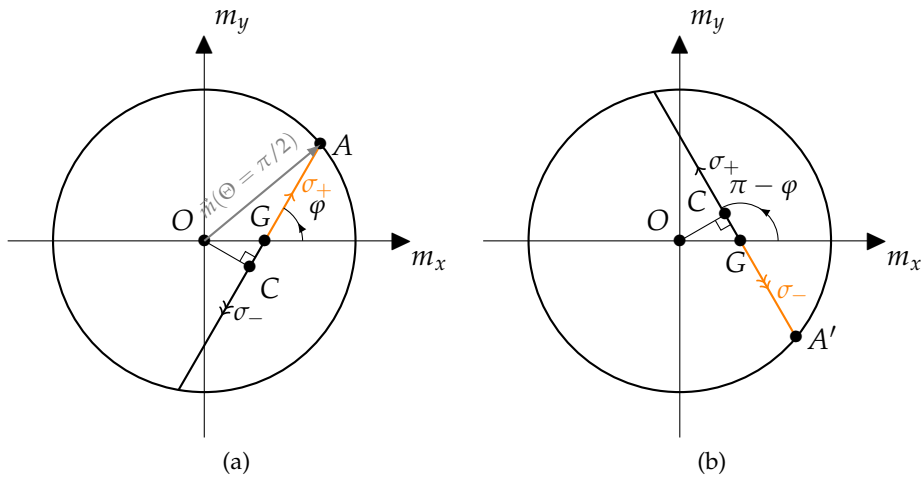


FIGURE 3.4 – Projections de la sphère unité et du petit cercle dans le plan horizontal tracées pour $h = 0.4$ et $\varphi = \pi/3$. La figure (a) correspond au cas où l'angle de coupe est φ , la figure (b) représente le cas symétrique d'un angle de coupe $\pi - \varphi$. C est le centre du petit cercle et G le projeté orthogonal dans le plan horizontal de l'extrémité des aimantations dans les domaines. L'arc du petit cercle parcouru par l'aimantation est en orange, lorsqu'il correspond au sens σ_+ (respectivement σ_- , il croise le cercle unité en A (respectivement A'). Au centre de la paroi, quand $\Theta = \theta = \pi/2$, l'aimantation \vec{m} est égale à \vec{OA} (ou \vec{OA}').

- l'aimantation dans les domaines vaut $\vec{m}_{\uparrow \text{ ou } \downarrow} = (h, 0, \pm\sqrt{1-h^2})$ (dans le modèle du macrospin [86]);
- le centre du petit cercle est en $\vec{OC} = (h \sin^2 \varphi, -h \sin \varphi \cos \varphi, 0)$;
- et le rayon du petit cercle vaut :

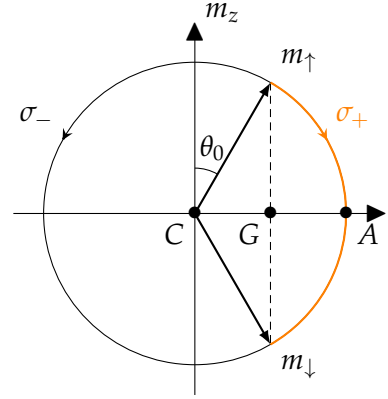
$$\boxed{r = \sqrt{1 - h^2 \sin^2 \varphi}} \quad (3.4)$$

Enfin, il est plus aisé de décrire l'angle θ de l'aimantation par rapport à (C, m_z) plutôt que l'angle Θ par rapport à (O, m_z) (voir figure 3.5). En prenant l'extrémité de l'aimantation comme un point M courant sur le petit cercle, on a $\vec{m} = \vec{OC} + \vec{OM}$, d'où :

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} h \sin^2 \varphi + r \cos \varphi \sin \theta \\ -h \sin \varphi \cos \varphi + r \sin \varphi \sin \theta \\ r \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (3.5)$$

Cette expression du vecteur aimantation en fonction des variables du petit cercle θ et φ nous permettra de réécrire les densités d'énergie micromagnétiques. Avant cela, remarquons que de par notre changement de variable, l'aimantation dans les domaines est

FIGURE 3.5 – Schéma en coupe du petit cercle, pour un angle θ_0 positif. C est le centre du petit cercle, A son intersection avec le plan horizontal dans la direction donnée par φ et G le projeté orthogonal des extrémités des aimantations dans les domaines. Le petit arc est l'arc allant de m_\uparrow à m_\downarrow en passant par A .



maintenant décrite par l'angle θ_0 tel que :

$$\boxed{\sin \theta_0 = \frac{h \cos \varphi}{r} \quad \text{et} \quad \cos \theta_0 = \frac{\sqrt{1 - h^2}}{r}.} \quad (3.6)$$

3.2.1.c Densités d'énergie

Nous pouvons maintenant exprimer les densités d'énergie micromagnétiques selon nos nouvelles variables $\theta(x)$ et φ . Nous utilisons des paramètres réduits afin de normaliser par rapport à A et à K_0 :

$$\begin{cases} X = x/\Delta_0, \\ \kappa = H_K/H_{K_0} = K/K_0, \\ \delta = H_{\text{DMI}}/H_{K_0} = 2D/\sigma_0. \end{cases} \quad (3.7)$$

Remarquons qu'ainsi défini, le paramètre de DMI réduit peut se réécrire également $\delta = (2/\pi)(D/D_{c_0})$, où D_{c_0} est la valeur de DMI à partir de laquelle la structure en domaines laisse place à un état en cycloïdes². Comme nous nous restreignons à des échantillons où l'état ferromagnétique est l'état de plus basse énergie en champ nul, la valeur maximale de δ dans le cadre de cette étude est fixée à $2/\pi$.

En fonction des paramètres réduits, nous pouvons maintenant écrire les termes d'énergie.

— **Énergie d'échange :**

$$e_A = A \sum_i (\partial_x m_i)^2 = A (d_x \theta)^2 \sum_i (\partial_\theta m_i)^2$$

2. Dans la partie 1.1.3.e, nous avons défini $\eta = (\pi/2) \cdot (H_{\text{DMI}} + H_x)/H_K$, ce paramètre s'écrit avec les notations de ce chapitre : $\eta = (\pi/2) \cdot (\delta + h)/\kappa$.

où i parcourt (x, y, z) . D'où :

$$e_A = K_0 r^2 (d_X \theta)^2. \quad (3.8)$$

— **Énergie Dzyaloshinskii-Moriya :**

$$\begin{aligned} e_{\text{DMI}} &= D(m_x d_x m_z - m_z d_x m_x) = D d_x \theta (m_x \partial_\theta m_z - m_z \partial_\theta m_x) \\ e_{\text{DMI}} &= -2\delta K_0 d_X \theta \cdot r(h \sin^2 \varphi \sin \theta + r \cos \varphi). \end{aligned} \quad (3.9)$$

— **Énergie d'anisotropie effective :**

$$e_{K_0} = K_0(m_x^2 + m_y^2) = K_0(r^2 \sin^2 \theta + h^2 \sin^2 \varphi). \quad (3.10)$$

— **Énergie d'anisotropie de forme de la paroi :**

$$e_K = K(m_x - m_{x,\text{domaines}})^2 = K_0 \kappa \cos^2 \varphi (r \sin \theta - h \cos \varphi)^2. \quad (3.11)$$

Dans cette expression, le facteur K est supposé comme précédemment égal à celui démontré par [45] en champ nul, c'est-à-dire pour une paroi de paramètre de largeur $\Delta_0 = \sqrt{A/K_0}$.

— **Énergie Zeeman :**

$$e_Z = -\mu_0 M_S H_x m_x = -2hK_0(h \sin^2 \varphi + r \cos \varphi \sin \theta). \quad (3.12)$$

La densité d'énergie totale $e_{\text{tot}} = e_A + e_{\text{DMI}} + e_{K_0} + e_K + e_Z$ est une ainsi une fonctionnelle de X , θ , $d_X \theta$ et φ . Pour un angle de coupe φ fixé, le profil de paroi est donné par la solution de l'équation d'Euler-Lagrange :

$$\partial_\theta e_{\text{tot}} - \partial_X (\partial_{d_X \theta} e_{\text{tot}}) = 0, \quad (3.13)$$

soit

$$2r^2 \partial_X^2 \theta = (1 + \kappa \cos^2 \varphi)(2r^2 \sin \theta \cos \theta - 2rh \cos \theta \cos \varphi), \quad (3.14)$$

qui conduit en multipliant par $\partial_X \theta$ et en intégrant par rapport à X à l'équation

$$r^2 (\partial_X \theta)^2 = (1 + \kappa \cos^2 \varphi)(r^2 \sin^2 \theta - 2rh \sin \theta \cos \varphi) + \mathcal{C}. \quad (3.15)$$

Le domaine à gauche est dirigé vers le haut, donc θ tend vers θ_0 quand X tend vers $-\infty$. De plus, comme à l'intérieur des domaines $\partial_X \theta = 0$, on obtient :

$$\mathcal{C} = -(1 + \kappa \cos^2 \varphi)(r^2 \sin^2 \theta_0 - 2rh \sin \theta_0 \cos \varphi) = (1 + \kappa \cos^2 \varphi)h^2 \cos^2 \varphi \quad (3.16)$$

puis

$$r^2(\partial_X\theta)^2 = (1 + \kappa \cos^2 \varphi)(r \sin \theta - h \cos \varphi)^2, \quad (3.17)$$

qui s'écrit également

$$\boxed{\frac{\partial\theta}{\partial X} = \pm \sqrt{1 + \kappa \cos^2 \varphi}(\sin \theta - \sin \theta_0)}. \quad (3.18)$$

Dans cette équation, le signe + correspond à une paroi $\uparrow\downarrow$ et le signe - à une paroi $\downarrow\uparrow$.

Cette équation définit implicitement le profil de paroi. Nous pouvons en remarquer la similitude avec l'équation correspondante dans le cas de la paroi de Bloch : $d_X\Theta = \sin \Theta$. Elle permettra de calculer l'énergie une fois les conditions aux limites — c'est-à-dire les valeurs de l'aimantation dans les domaines — spécifiées.

3.2.1.d Densité d'énergie dans les domaines et énergie de paroi :

Le système considéré possède deux domaines magnétiques : un domaine \uparrow en $x \rightarrow -\infty$ où $\theta = \theta_0$ et un domaine \downarrow en $x \rightarrow +\infty$ où $\theta = \pi - \theta_0$. Comme pour les domaines $d_X\theta = 0$, La densité d'énergie dans les domaines est donc :

$$e_{\text{domaines}} = e_{K_0} + e_Z, \quad (3.19)$$

car les densités d'énergie d'échange d'Heisenberg et de DMI comportent des dérivées spatiales, et l'anisotropie de forme est nulle en dehors de la paroi (ce qui peut se vérifier en injectant les expressions de (3.6)). On a donc pour le domaine \uparrow :

$$e_{\uparrow} = K_0(r^2 \sin^2 \theta_0 + h^2 \sin^2 \varphi - 2h^2 \sin^2 \varphi - 2hr \cos \varphi \sin \theta) = -K_0h^2, \quad (3.20)$$

et comme $\sin \theta_0 = \sin(\pi - \theta_0)$, $e_{\downarrow} = e_{\uparrow} = e_{\text{domaines}} = -K_0h^2$.

Finalement, l'énergie de la paroi de domaine, par unité de surface, est

$$\sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} (e_{\text{tot}} - e_{\text{domaines}}) dx, \quad (3.21)$$

d'où

$$\begin{aligned} \frac{\sigma}{K_0} = & \int_{-\infty}^{+\infty} [r^2(d_X\theta)^2 - 2\delta d_X\theta \cdot r(h \sin^2 \varphi \sin \theta + r \cos \varphi) + r^2 \sin^2 \theta + h^2 \sin^2 \varphi \\ & + \kappa \cos^2 \varphi (r \sin \theta - h \cos \varphi)^2 - 2h(h \sin^2 \varphi + r \cos \varphi \sin \theta) + K_0h^2] dx, \end{aligned} \quad (3.22)$$

qui s'écrit également

$$\frac{\sigma}{K_0} = \int_{-\infty}^{+\infty} [r^2(d_X\theta)^2 - 2\delta d_X\theta \cdot r(h \sin^2 \varphi \sin \theta + r \cos \varphi) + (1 + \kappa \cos^2 \varphi)(r \sin \theta - h \cos \varphi)^2] dX, \quad (3.23)$$

où selon (3.17), le troisième terme de l'intégrande est égal au premier. Ainsi

$$\frac{\sigma}{K_0} = 2\Delta_0 \int_{-\infty}^{+\infty} [r^2 d_X\theta - r(h \sin^2 \varphi \sin \theta + r \cos \varphi)] (d_X\theta) dX. \quad (3.24)$$

En utilisant (3.18) (avec le signe +) pour remplacer le premier terme, on trouve une expression en intégrales de θ :

$$\frac{\sigma}{2\Delta_0 K_0} = \int_{\theta_0}^{\pi-\theta_0} \left[r^2 \sqrt{1 + \kappa \cos^2 \varphi} (\sin \theta - \sin \theta_0) - \delta r (h \sin^2 \varphi \sin \theta + r \cos \varphi) \right] d\theta. \quad (3.25)$$

3.2.1.e Grand arc et petit arc

Revenons au paramétrage du petit cercle (figures 3.4 et 3.5) : en valeur absolue, l'angle de départ θ_0 est strictement inférieur à $+\pi/2$ (sinon l'aimantation dans les deux domaines serait égale et alignée selon m_x , et il n'y aurait plus de paroi). D'autre part l'angle φ peut prendre n'importe quelle valeur entre 0 et 2π , mais une coupe en φ est équivalente à une coupe en $\pi + \varphi$ en inversant le sens du chemin de l'aimantation. De fait, pour un certain couple (θ_0, φ) , il existe deux chemins permettant à l'aimantation de passer d'un domaine à l'autre. L'énergie σ exprimée dans l'équation (3.25) possède deux valeurs possibles, correspondant aux deux sens de rotation sur le petit cercle.

Le chemin passant par $\theta = \pi/2$ est appelé « petit arc » et son énergie est notée σ_+ car il correspond à $d_X\theta > 0$ pour $\theta_0 > 0$. Inversement le chemin passant par $\theta = -\pi/2$ est appelé « grand arc » et son énergie σ_- . Cette différence de sens de rotation peut être exprimée en modifiant les bornes d'intégration, ce qui conduit à :

$$\frac{\sigma_+}{\sigma_0} = \int_{\theta_0}^{\pi-\theta_0} \left[r^2 \sqrt{1 + \kappa \cos^2 \varphi} (\sin \theta - \sin \theta_0) - \delta r (h \sin^2 \varphi \sin \theta + r \cos \varphi) d\theta \right] \quad (3.26)$$

et

$$\frac{\sigma_-}{\sigma_0} = \int_{\theta_0}^{-\pi-\theta_0} \left[r^2 \sqrt{1 + \kappa \cos^2 \varphi} (\sin \theta - \sin \theta_0) - \delta r (h \sin^2 \varphi \sin \theta + r \cos \varphi) d\theta \right], \quad (3.27)$$

où $\sigma_0 = 4\sqrt{AK_0}$ est l'énergie surfacique d'une paroi de Bloch.

Au final, on obtient les relations :

$$\frac{\sigma_+}{\sigma_0} = r^2 \sqrt{1 + \kappa \cos^2 \varphi} \left[\cos \theta_0 - \left(\frac{\pi}{2} - \theta_0 \right) \sin \theta_0 \right] - \delta r \left[h \sin^2 \varphi \cos \theta_0 + \left(\frac{\pi}{2} - \theta_0 \right) r \cos \varphi \right] \quad (3.28)$$

$$\frac{\sigma_-}{\sigma_0} = r^2 \sqrt{1 + \kappa \cos^2 \varphi} \left[\cos \theta_0 + \left(\frac{\pi}{2} + \theta_0 \right) \sin \theta_0 \right] - \delta r \left[h \sin^2 \varphi \cos \theta_0 - \left(\frac{\pi}{2} + \theta_0 \right) r \cos \varphi \right]. \quad (3.29)$$

Avec ces expressions, on obtient $\sigma_-(\pi - \varphi) = \sigma_+(\varphi)$: les chemins représentés en orange sur les figures 3.4a et 3.4b sont de même énergie.

3.2.2 Études de cas et diagramme de phase

L'expression de l'énergie de paroi pour un angle de coupe φ donné étant maintenant connue, nous pouvons calculer la structure d'équilibre dans différentes situations.

3.2.2.a Structure d'équilibre en champ nul ($H_x = 0$)

Lorsque le champ h appliqué est nul, l'aimantation dans les domaines est verticale ($\theta_0 = 0$). L'abscisse H de l'aimantation dans les domaines et le centre C du petit cercle se confondent tous deux avec le centre O de la sphère unité (voir figure 3.4). Le petit cercle est alors un « grand cercle » ($r = 1$) et l'angle φ se confond avec l'angle de l'aimantation dans la paroi.

Dans ce cas, l'énergie de la paroi se simplifie en :

$$\frac{\sigma_+}{\sigma_0} = \sqrt{1 + \kappa \cos^2 \varphi} - \frac{\pi}{2} \delta \cos \varphi \quad (3.30)$$

En effectuant un développement limité à l'ordre 1 en κ (dans les échantillons avec DMI étudiés, ce dernier est de l'ordre de 10^{-2}) et en utilisant $\delta = 2D/\sigma_0$ on obtient :

$$\sigma_+ = 2\Delta_0 K \cos^2 \varphi - \pi D \cos \varphi + \sigma_0 \quad (3.31)$$

cette expression de l'énergie correspond à celle déjà utilisée précédemment pour le calcul de l'énergie d'une paroi de Dzyaloshinskii [12]. La minimiser permet de trouver l'orientation optimale de la paroi au repos (figure 3.6). Lorsque le rapport du DMI et de

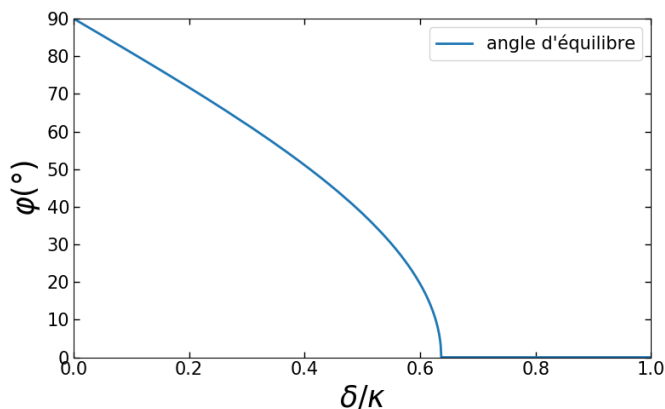


FIGURE 3.6 – Angle de l'aimantation au centre d'une paroi de Dzyaloshinskii en fonction du rapport $\delta/\kappa = H_{\text{DMI}}/H_K$, pour $\kappa = 1 \times 10^{-6}$ (limite des faibles κ). Un angle de 90° correspond à une paroi de Bloch, et un angle de 0° à une paroi de Néel.

l'anisotropie de forme augmente, la paroi passe d'une configuration Bloch en $D = 0$ à Néel à partir de $D = D_c = 4\Delta_0 K/\pi$, c'est-à-dire $\delta/\kappa = 2/\pi$.

3.2.2.b Comportement en fonction du champ plan et du DMI

En présence d'un champ dans le plan, le calcul de l'orientation optimale n'est *a priori* plus analytique, mais il est possible de trouver numériquement la valeur de l'angle du petit cercle minimisant les énergies σ_+ et σ_- pour chaque valeur de h . La figure 3.7a présente les résultats de ce calcul pour un choix de κ et δ permettant une bonne compréhension qualitative. Tout d'abord il est intéressant de noter que les angles φ_+ et φ_- correspondant aux énergies σ_+ et σ_- vérifient $\varphi_+ + \varphi_- = \pi$, ce qui signifie que le programme choisit bien le chemin le plus court sur la sphère unité pour relier les deux domaines. Cette relation correspond à une symétrie par rapport au plan (O, m_x, m_z) sur la sphère unité, et exprime la dégénérescence entre les directions $m_y > 0$ et $m_y < 0$. Il s'ensuit que les énergies σ_+ et σ_- sont égales.

La figure 3.7b montre sur un même graphique l'énergie calculée par le modèle du petit cercle et les énergies limites des équations (3.2) et (3.3). Nous voyons que notre modèle reproduit très bien les observations attendues dans les deux cas limites. Dans la partie centrale, où $\varphi \neq 0[\pi]$, l'énergie présente une forme en dôme et un maximum global en $h \simeq -\delta$, qui correspond à un angle de coupe $\varphi \simeq \pi/2$ (bien qu'il ne s'agisse pas à proprement parler d'une paroi de Bloch si le champ plan est non nul).

En outre, la paroi possède deux configurations de type Néel, droite pour $\varphi_+ = 0$ et gauche pour $\varphi_+ = \pi$, qui sont valables sur une très grande partie de la plage de valeurs de h . Dans ce cas, le calcul numérique confirme que les expressions (3.3) décrivent de façon exacte l'énergie des parois. Il semble même qu'elles restent valable quand le plan de coupe forme un angle assez faible avec la normale à la paroi. L'intérêt du calcul complet du petit cercle se trouve donc avant tout dans la description de la paroi lorsque le plan de coupe est dans une position intermédiaire.

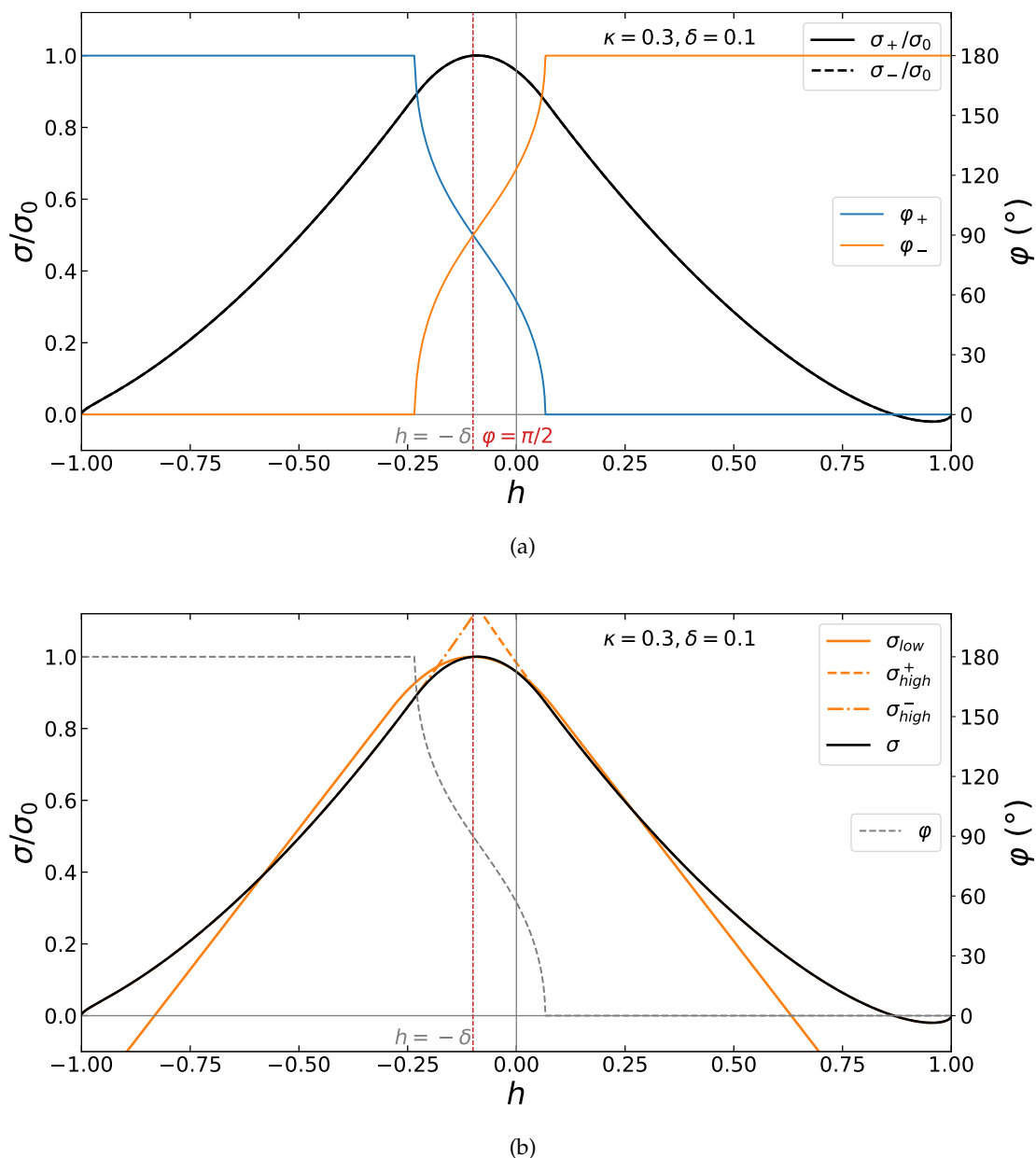


FIGURE 3.7 – (a) Énergie réduite et angle du petit cercle pour $\kappa = 0,3$ et $\delta = 0,1$. Les courbes de σ_+/σ_0 et σ_-/σ_0 sont superposées et donc non distinguables. Les courbes de φ_+ et φ_- sont symétriques par rapport à $\varphi = \pi/2$. La valeur de champ correspondant à $h = -\delta$ (gris pointillé, indiscernable du trait rouge pointillé) semble correspondre au maximum d'énergie et à un angle de coupe $\varphi = \pi/2$ (rouge pointillé).

(b) Énergie réduite (trait noir continu) et angle du petit cercle (noir pointillé), énergies limites en champ faible (orange continu) et en champ fort (oranges pointillés) en fonction du champ dans le plan réduit, pour des valeurs hypothétiques $\kappa = 0,3$ et $\delta = 0,1$. On constate un très bon accord entre le petit cercle et l'approximation des champs intenses quand la paroi est Néel.

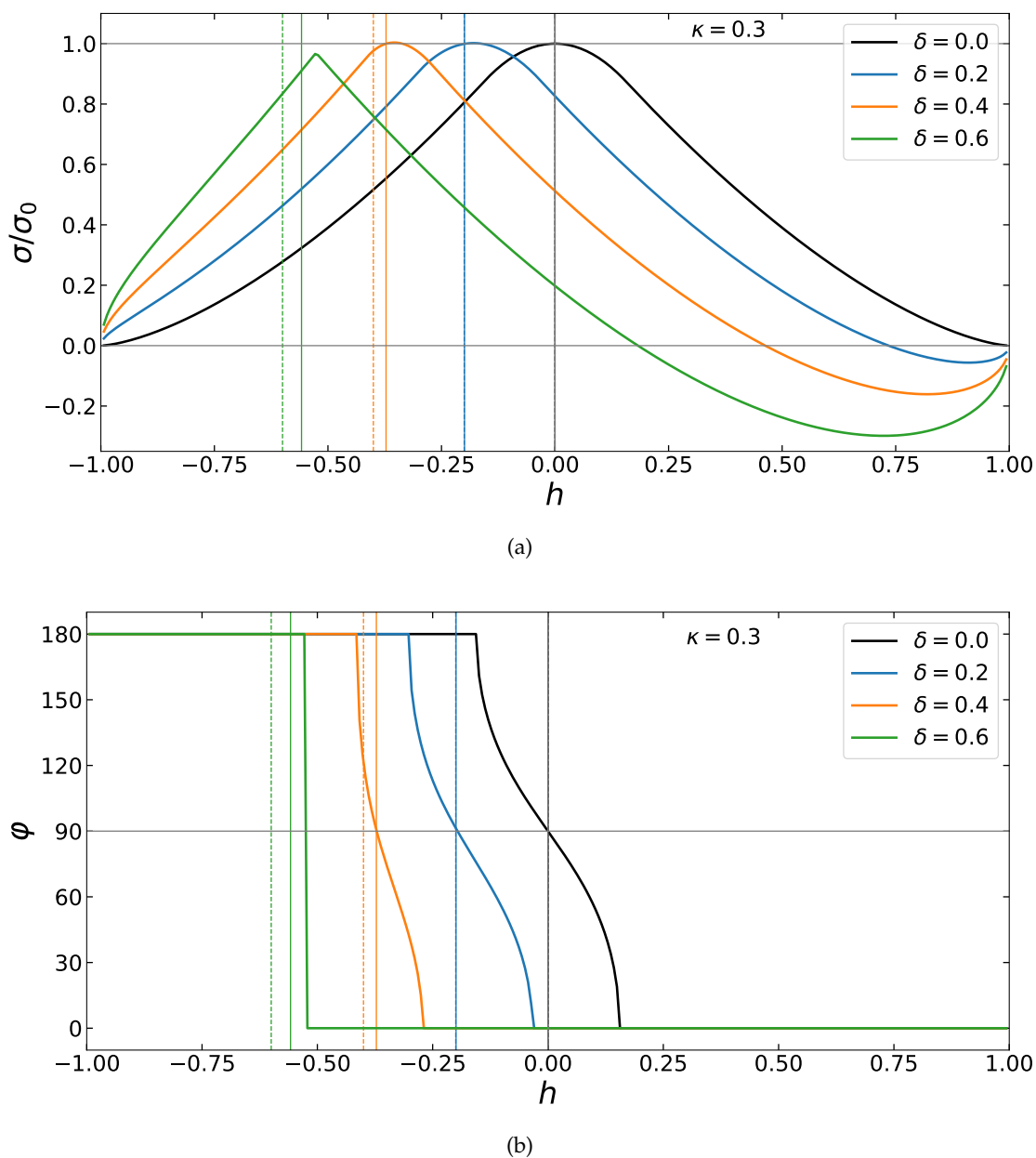


FIGURE 3.8 – (a) Énergies de paroi et (b) angles de coupe calculés par le modèle du petit cercle pour $\kappa = 0,3$ et différents δ . Les traits verticaux continus représentent pour chaque courbe de couleur correspondante la valeur de champ pour laquelle $\varphi = \pi/2$. Les traits verticaux pointillés représentent la valeur de champ $h = -\delta$. On constate que lorsque δ augmente ces deux valeurs s'écartent l'une de l'autre et de la position du maximum d'énergie. De plus, la plage de champ sur laquelle φ passe continûment de 0 à π , qui correspond à l'arrondi autour du maximum, se réduit quand δ augmente. Elle semble s'annuler lorsque δ approche la limite de stabilité des domaines ($\delta = 2/\pi \simeq 0,64$). L'effet d'un δ croissant est également de diminuer l'énergie d'une paroi favorisée $h + \delta > 0$ par rapport à une paroi défavorisée $h - \delta < 0$.

Notre calcul présente de fortes différences avec le cas limite des champs faibles. La figure 3.8 montre que lorsque δ augmente à κ donné, deux effets principaux ont lieu. D'une part la plage de valeurs de h sur laquelle la paroi n'est pas de type Néel se réduit, et d'autre part la position du maximum d'énergie s'écarte de $h = -\delta$ et dans un moindre mesure de $\varphi = \pi/2$. Le premier effet se comprend par l'augmentation de l'énergie Zeemann du champ H_x et de l'énergie du DMI autour du maximum, par rapport à l'anisotropie de forme qui reste constante.

Le second effet est plus complexe, mais il peut se comprendre comme une conséquence de l'inclinaison de l'orientation dans les domaines, qui brise la symétrie entre les parois gauches et droites. La conséquence la plus importante en est que le maximum d'énergie est sensiblement différent de $h = -\delta$ quand $\delta > 0,1$, c'est à dire quand le champ équivalent de DMI devient non négligeable par rapport au champ d'anisotropie effective. De nombreuses études expérimentales telle [18], utilisant la supposée égalité du champ plan et du champ équivalent de DMI au maximum d'énergie pour mesurer D , sont donc à prendre avec précaution.

Si nous examinons par exemple le cas de $\delta = 0,4$ (courbe orange sur la figure 3.8), nous voyons que le maximum d'énergie correspond à $\varphi \simeq 70^\circ$ et le champ $h = -\delta$ à $\varphi \simeq 120^\circ$. Comme le plan de coupe croise l'axe (O, m_x) en G , qui est située à gauche du centre O (voir figure 3.4, en prêtant attention au fait que celle-ci est dessinée pour $h > 0$ alors que notre raisonnement s'applique à $h < 0$), on comprend que l'arc parcouru au maximum d'énergie sera plus long que celui parcouru au champ compensant DMI, et aura donc un surplus d'énergie d'échange par rapport à ce dernier, ce qui explique son énergie totale plus grande.

Une autre façon de comprendre la différence entre $h = -\delta$ et le maximum d'énergie est de s'apercevoir que lorsque δ augmente, le champ nécessaire pour le compenser augmente également, et est capable de vaincre de plus en plus facilement l'anisotropie de forme, générant alors un arc plus court sur la sphère unité, ce qui diminue l'énergie d'échange.

Pour nous faire une meilleure idée des conditions d'existence des différents types de paroi, nous pouvons tracer à κ fixé l'angle φ en fonction de h et δ (figure 3.9). Ces diagrammes donnent les domaines d'existence des parois de Néel gauches (en rouge) et droites (en bleu) et des parois intermédiaires. Comme attendu, plus κ est grand, plus le domaine d'existence de parois intermédiaires est grand, et lorsque h ou δ est suffisamment grand, seules les configurations de Néel sont stables.

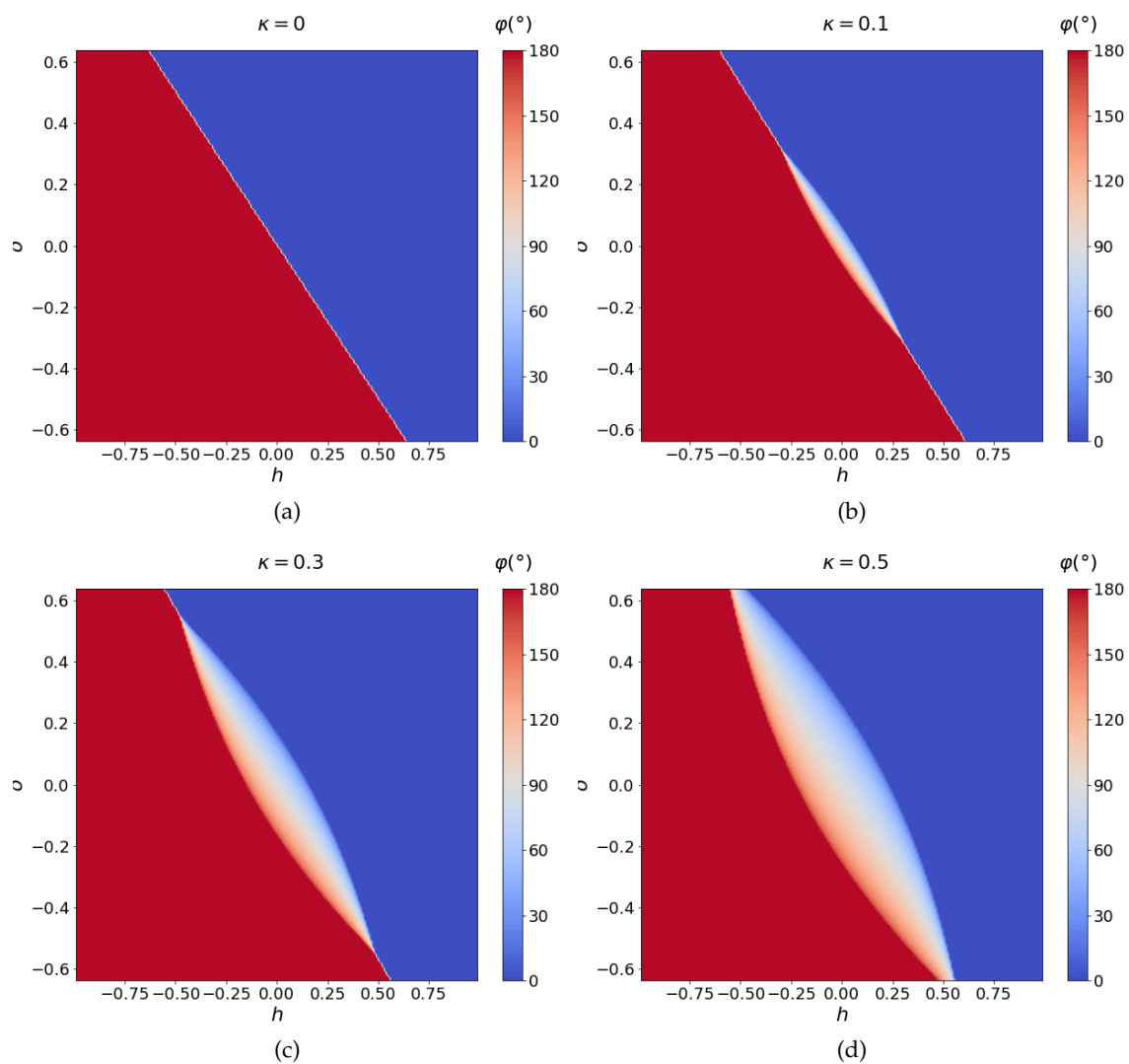


FIGURE 3.9 – Diagramme de phase d'une paroi de domaine de Dzyaloshinskii pour plusieurs valeurs d'anisotropie de forme κ . $\varphi = 0$ correspond à une paroi de type Néel droite et $\varphi = \pi$ à une paroi de type Néel gauche

3.2.3 Largeur de paroi de Thiele

À ce point du raisonnement nous avons décrit l'énergie et la « configuration angulaire » de la paroi chirale. Ces deux données seront essentielles pour analyser le régime de reptation. Cependant, pour être prédictifs sur le régime d'écoulement nous avons besoin de la largeur de la paroi. Vu la complexité des expressions en jeu, nous nous limitons au cas du régime d'écoulement stationnaire et nous utilisons l'approche de Thiele (voir partie 1.1.3.f).

En présence de champ plan, l'équation de Thiele (1.72) devient :

$$2wt\mu_0M_S\sqrt{1-h^2}H_z - \alpha\frac{2wt\mu_0M_S}{\gamma_0\Delta_T}v_x = 0. \quad (3.32)$$

Le facteur $\sqrt{1-h^2} = |m_{z,\text{domaines}}|$ dans l'expression de la force exercée sur la paroi correspond au désalignement de l'aimantation des domaines avec le champ appliqué. Ce facteur se retrouve dans l'expression de la vitesse :

$$\frac{v_x}{H} = \frac{\gamma_0\Delta_T\sqrt{1-h^2}}{\alpha}. \quad (3.33)$$

La largeur de Thiele Δ_T pourra être calculée grâce à la relation (3.18), et ce sans avoir à expliciter le profil de paroi. En effet, avec $(d_x\vec{m})^2 = r^2(d_x\theta)^2$ on obtient dans le sens « + » d'intégration

$$\frac{2}{\Delta_T} = r^2 \int_{-\infty}^{+\infty} (d_x\theta)^2 dx = \frac{r^2}{\Delta} \int_{\theta_0}^{\pi-\theta_0} d_x\theta d\theta = \frac{r^2}{\Delta} \sqrt{1+\kappa\cos^2\varphi} \int_{\theta_0}^{\pi-\theta_0} (\sin\theta - \sin\theta_0) d\theta. \quad (3.34)$$

Le sens « - » s'obtient avec une intégration jusqu'à $-\pi - \theta_0$, d'où finalement :

$$\frac{1}{\Delta_T^+} = \frac{r^2}{\Delta} \sqrt{1+\kappa\cos^2\varphi} \left[\cos\theta_0 - \left(\frac{\pi}{2} - \theta_0\right) \sin\theta_0 \right] \quad (3.35)$$

$$\frac{1}{\Delta_T^-} = \frac{r^2}{\Delta} \sqrt{1+\kappa\cos^2\varphi} \left[\cos\theta_0 + \left(\frac{\pi}{2} + \theta_0\right) \sin\theta_0 \right] \quad (3.36)$$

La figure 3.10 montre l'évolution de cette largeur de paroi en fonction de h pour différentes valeurs de δ . Celle-ci présente une variation asymétrique autour de $h = -\delta$, avec une distorsion d'autant plus forte que δ est grand. On constate que quand δ est suffisamment grande, la variation de Δ_T est discontinue. Cette discontinuité correspond à la disparition du domaine de stabilité de la paroi mixte Bloch-Néel, ce qui correspond dans le diagramme de phase (figure 3.9) au passage de $\varphi = 0$ à $\varphi = \pi$ sans zone de transition.

En dehors de la zone de distorsion, la largeur de Thiele a la même valeur quelle que soit δ . Elle diverge quand $|h|$ tends vers 1 car la dérivée de l'aimantation tend vers 0.

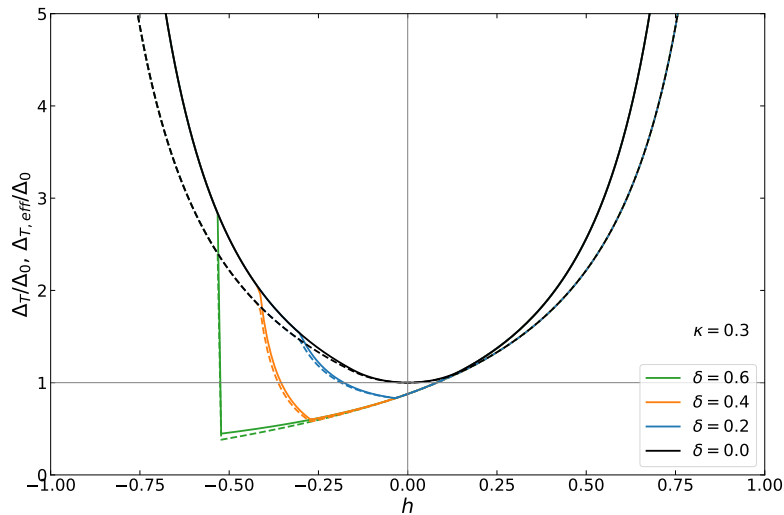


FIGURE 3.10 – Largeur de paroi de Thiele (trait continu) et largeur de paroi de Thiele effective (pointillés) en fonction de h pour différentes valeurs de δ à $\kappa = 0,3$. On observe que la largeur de Thiele est identique pour toutes les parois quand h est suffisamment grand.

La figure 3.11 montre sur un même graphique les largeurs de Thiele, l'énergie de paroi et l'angle de coupe du petit cercle. On observe que la distorsion de la largeur de paroi correspond à la situation où la paroi est mixte ($\varphi \neq 0[\pi]$).

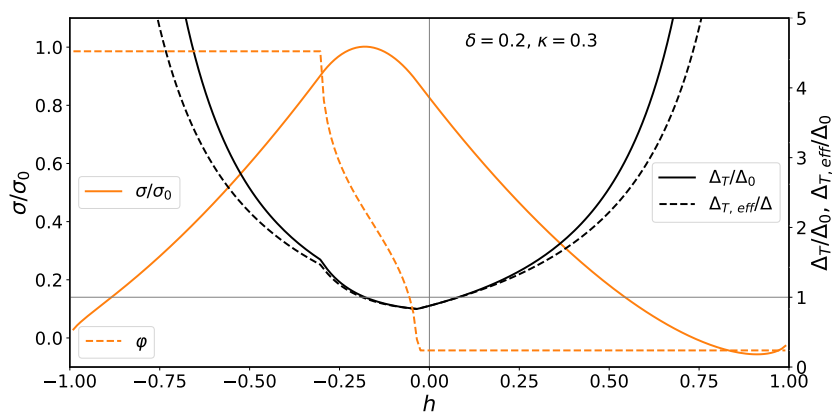
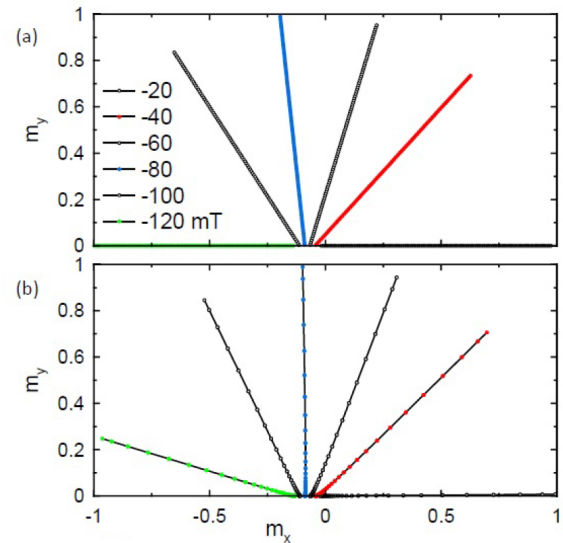


FIGURE 3.11 – Largeur de paroi de Thiele (trait noir continu), largeur de paroi de Thiele effective (pointillés noir), énergie de paroi (trait orange continue) et angle de coupe du petit cercle (pointillés orange) en fonction de h pour $\delta = 0,2$ et $\kappa = 0,3$. Afin d'alléger la figure, l'ordonnée du graphe de φ n'est pas représentée (voir figure 3.8b).

FIGURE 3.12 – Projections dans le plan (O, x, y) de l'aimantation de la paroi pour différentes valeurs du champ planaire $\mu_0 H_x$, (a) calculées à l'aide du modèle du petit cercle et (b) simulées à l'aide de MuMAX3, avec les paramètres correspondant à l'échantillon Au/Co/Pt.



3.3 Validité et extensions du modèle du petit cercle

3.3.1 Comparaison avec des simulations micromagnétiques

Les résultats que nous avons établis dans ce chapitre reposent sur une hypothèse forte (voir partie 3.2.1.a et figure 3.3) : les positions possibles de l'extrémité du vecteur aimantation \vec{m} sont supposées toutes appartenir à un même plan parallèle à l'axe vertical \vec{e}_z . Ce plan définit un « petit cercle » par son intersection avec la sphère unité.

Cette hypothèse semble arbitraire au premier abord car il est difficile de juger de la force de l'approximation qu'elle contient. Pour tenter de lever cet arbitraire nous proposons dans cette partie une comparaison des profils de parois obtenus avec le modèle du petit cercle et des profils calculés numériquement à l'aide du programme de simulation micromagnétique MuMAX3 [14]. La force d'un tel programme est qu'il permet de prendre en compte avec un minimum d'hypothèses le champ démagnétisant (1.6). Les simulations présentées dans cette partie ont été réalisées par André Thiaville. Elles sont issues d'un article actuellement en rédaction.

Pour comparer les prédictions du modèle du petit cercle et celles du programme micromagnétique, nous avons calculé avec les deux méthodes les profils de paroi en fonction du champ plan pour les trois échantillons étudiés expérimentalement : Pt/Co9/Pt, Pt/Co9/Au et Au/Co9/Pt. Les simulations et les calculs théoriques utilisent les données du tableau A.1 de l'annexe A.

La figure 3.12 présentent les profils de paroi calculé par le modèle du petit cercle et simulés par MuMAX3. Pour la simulation, l'échantillon a été divisé en $1024 \times 1 \times 1$ cellules en x, y, z respectivement. La taille d'une cellule est $1 \times 1 \times 0,9 \text{ nm}^3$, et des conditions aux limites périodiques sont appliquées selon y , ce qui permet de simuler

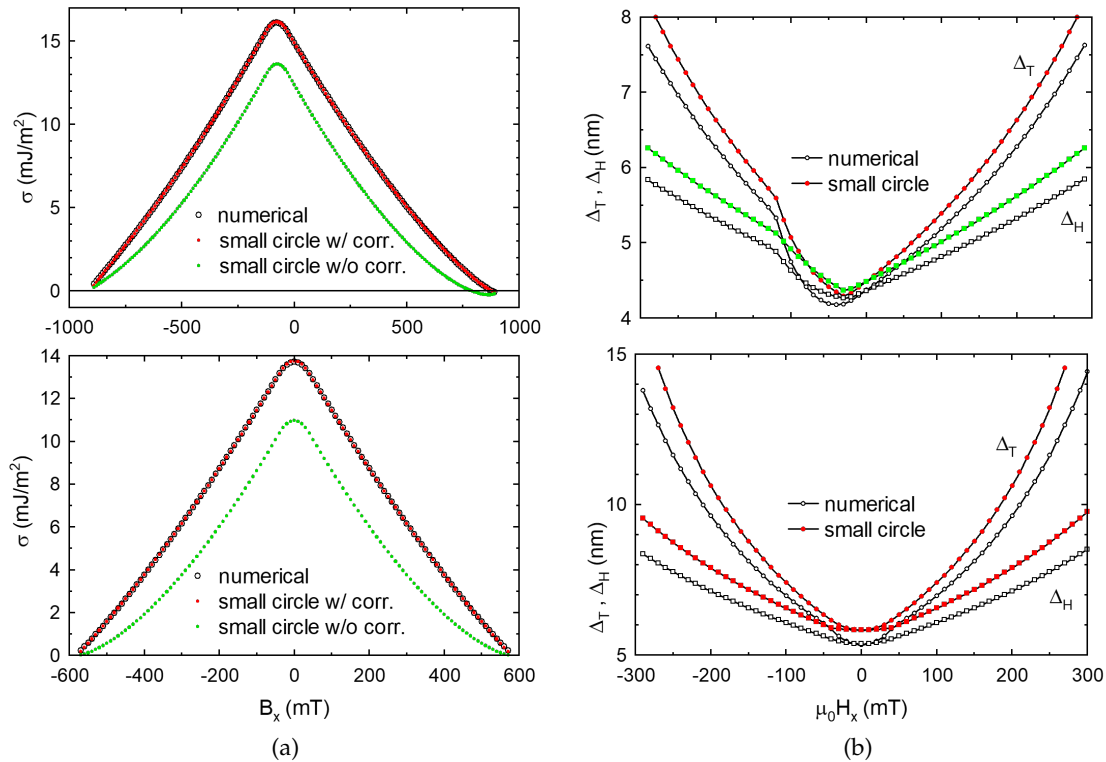


FIGURE 3.13 – Comparaison entre le modèle du petit cercle et les simulations numériques pour les échantillons Au/Co/Pt et Pt/Co/Pt pour (a) l'énergie de la paroi de domaine et (b) la largeur de Thiele et la largeur de Hubert. Pour Au/Co/Pt, le maximum d'énergie est atteint à $\mu_0 H_x = -75$ mT, tandis que le minimum de largeur est atteint à -30 mT selon le modèle du petit cercle et à -40 mT selon la simulation micromagnétique.

une paroi droite infinie selon y . En pratique, la cellule est répétée 100 000 fois pour le calcul du champ démagnétisant, et les données sont moyennées sur les 400 cellules centrales afin d'éviter les possibles effet de bords dû au DMI [39].

On constate sur la figure 3.12 que l'approximation du petit cercle est très bien vérifiée : les profils de parois simulés restent effectivement dans un plan. Cependant, les angles de coupe φ diffèrent entre le modèle du petit cercle et la simulation micromagnétique. Il semble que les approximations faites dans le calcul analytique pour le champ démagnétisant conduisent à sous-estimer l'anisotropie Bloch-Néel.

La figure 3.13 montre les résultats des calculs de l'énergie de paroi, de la largeur de Thiele et de la largeur de Hubert pour l'échantillon Au/Co/Pt (présentant un fort DMI) et pour l'échantillon Pt/Co/Pt (présentant un DMI nul). On constate que le modèle du petit cercle permet une description satisfaisante du profil et de la largeur de paroi. Dans le cas de l'énergie, la différence constatée et d'origine magnétostatique, et une évaluation analytique de cette correction peut être calculée. La courbe rouge de la figure

3.13a correspond au calcul de l'énergie par le petit cercle en prenant en compte ces corrections. L'accord avec le calcul micromagnétique est alors excellent. Le modèle du petit cercle est donc un bon outil pour prédire les valeurs de Δ_T , Δ_H et pour trouver la position du maximum de σ , ce qui permet de mener les discussions qualitatives des chapitres suivants.

Un avantage du modèle du petit cercle est qu'il permet un calcul quasiment analytique de l'énergie : le temps de calcul nécessaire pour tracer l'énergie de paroi σ ou la raideur de paroi γ est négligeable par rapport à celui nécessaire pour faire de même à l'aide d'un corde micromagnétique tel MuMAX3.

3.3.2 Expression de l'énergie dans le cas dépendant de β

Dans ce chapitre, nous avons restreint l'étude d'une paroi de Dzyaloshinskii suivant le modèle du petit cercle au cas où le champ équivalent de DMI et le champ appliqué dans le plan sont colinéaires ou anticolinéaires. Ceci correspond aux situations qui ont été traitées expérimentalement lors du travail du thèse. Cependant, les publications les plus récentes [79, 80] intègrent au problème le calcul de l'énergie et du profil d'une paroi inclinée d'un angle β arbitraire avec le champ appliqué H_x (figure 3.14 ci-contre). Il est tout à fait possible d'étendre le modèle du petit cercle à ce cas.

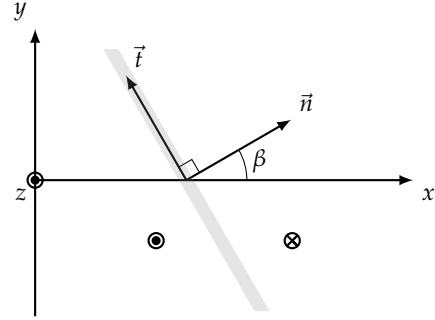


FIGURE 3.14 – Paroi inclinée d'un angle β .

Nous considérons toujours une paroi droite afin de simplifier le calcul. Le système est donc maintenant invariant par translation selon la direction \vec{f} . En supposant notre modèle toujours valable, nous pouvons réécrire les équations précédentes en prenant en compte le nouveau système d'axes. Nous faisons le choix de ne pas changer les définitions des angles et de \vec{m} , qui sont toujours définis dans le repère (O, x, y, z) . En notant n la position le long de \vec{n} et $\nu = n/\Delta$ la variable réduite associée, on obtient :

— **énergie d'échange :**

$$e_A = A \sum_i (\partial_n m_i)^2 = K_0 r^2 (d_\nu \theta)^2 \quad (3.37)$$

où l'on utilisé la règle de la chaînette $d_n m_i = (d_n \theta) \cdot (d_\theta m_i)$.

— **énergie Dzyaloshinskii-Moriya :**

$$e_{\text{DMI}} = D(m_n d_n m_z - m_z d_n m_n)$$

Cette fois-ci, il faut prêter attention à l'orientation de \vec{n} : $m_n = \vec{m} \cdot \vec{n}$. En injectant

l'expression (3.5), on trouve :

$$m_n = \cos \beta m_x + \sin \beta m_y = h \sin \varphi \sin(\varphi - \beta) + r \sin \theta \cos(\varphi - \beta) \quad (3.38)$$

et le calcul de l'énergie donne finalement

$$e_{\text{DMI}} = -2\delta K_0 d_v \theta \cdot r [h \sin \varphi \sin(\varphi - \beta) \sin \theta + r \cos(\varphi - \beta)] \quad (3.39)$$

— **anisotropie effective :**

$$e_{K_0} = K_0(m_x^2 + m_y^2) = K_0(r^2 \sin^2 \theta + h^2 \sin^2 \varphi) \quad (3.40)$$

— **anisotropie de forme de la paroi :**

$$e_K = K(m_n - m_{n,\text{domaines}})^2$$

l'aimantation dans les domaines étant $m_{n,\text{domaines}} = h \cos \beta$, on a :

$$e_K = K_0 \kappa \cos^2(\varphi - \beta) (r \sin \theta - h \cos \varphi)^2 \quad (3.41)$$

— **énergie Zeeman :**

$$e_Z = -\mu_0 M_S H_x m_x = -2hK_0(h \sin^2 \varphi + r \cos \varphi \sin \theta) \quad (3.42)$$

Comme précédemment, il faut résoudre l'équation d'Euler-Lagrange $[\partial_\theta - \partial_v \partial_{\partial_v \theta}](e_{\text{tot}}) = 0$, qui donne³ pour équation implicite du profil de paroi :

$$\frac{\partial \theta}{\partial v} = \pm \sqrt{1 + \kappa \cos^2(\varphi - \beta)} (\sin \theta - \sin \theta_0). \quad (3.43)$$

La densité d'énergie dans les domaines n'ayant pas changé, l'expression intégrale de l'énergie de paroi est :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma}{2\Delta K_0} = & \int_{\theta_0}^{\pm\pi - \theta_0} \left[r^2 \sqrt{1 + \kappa \cos^2(\varphi - \beta)} (\sin \theta - \sin \theta_0) \right. \\ & \left. - \delta r [h \sin \varphi \sin(\varphi - \beta) \sin \theta + r \cos(\varphi - \beta)] \right] d\theta. \end{aligned} \quad (3.44)$$

3. La démonstration est longue à écrire, mais conceptuellement identique à celle détaillée précédemment (partie 3.2.1.c).

Et les énergies sont finalement :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_+}{\sigma_0} = r^2 \sqrt{1 + \kappa \cos^2(\varphi - \beta)} & \left[\cos \theta_0 + \left(\frac{\pi}{2} + \theta_0 \right) \sin \theta_0 \right] \\ & - \delta r \left[h \sin \varphi \sin(\varphi - \beta) \cos \theta_0 - \left(\frac{\pi}{2} + \theta_0 \right) r \cos(\varphi - \beta) \right], \end{aligned} \quad (3.45)$$

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_-}{\sigma_0} = r^2 \sqrt{1 + \kappa \cos^2(\varphi - \beta)} & \left[\cos \theta_0 - \left(\frac{\pi}{2} - \theta_0 \right) \sin \theta_0 \right] \\ & - \delta r \left[h \sin \varphi \sin(\varphi - \beta) \cos \theta_0 + \left(\frac{\pi}{2} - \theta_0 \right) r \cos(\varphi - \beta) \right]. \end{aligned} \quad (3.46)$$

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons développé une description micromagnétique des parois de domaines en présence d'interaction Dzyaloshinskii-Moriya et d'un champ appliqué normal à la paroi. La nouveauté de nos calculs par rapport aux modèles déjà connus consiste en la prise en compte de l'ensemble des énergies micromagnétiques, sans en négliger aucune. Le prix à payer est la perte d'une expression explicite du profil de paroi.

Grâce à l'approximation dite du petit cercle, nous avons pu ramener l'ensemble du problème à la minimisation de l'énergie par rapport à une seule variable : l'angle de « coupe » du petit cercle, qui détermine le chemin parcouru par l'extrémité du vecteur aimantation en traversant la paroi, et qui remplace dans notre théorie l'angle ψ de la paroi de Bloch. Cette simplification, qui se justifie par le bon accord de nos calculs avec les modèles existants, nous permet d'accéder numériquement au profil de la paroi, donc à son énergie et à sa largeur de Thiele. Ces deux grandeurs nous seront utiles dans le chapitre suivant, où elle serviront dans l'analyse des résultats expérimentaux.

Notre modèle peut aussi être étendu aux cas où la normale à la paroi et le champ appliqué forment un angle arbitraire. Cet angle est alors une deuxième variable pour l'énergie. Cette expression ouvre la voie à une détermination précise de la raideur de paroi $\gamma = \sigma + d_\beta^2 \sigma$, qui est suspectée jouer un rôle dans la dynamique de parois en régime de reptation [79], et qui pourra faire l'objet de prochaines études.

Une limite importante de notre modèle est son applicabilité à des parois droites uniquement, alors que de récents travaux [80] ont suggéré de prendre en compte la contribution de l'énergie d'échange dans la direction tangente à la paroi, due aux effets de courbure, pour expliquer la dynamique de reptation.

Malgré tout, les effets de l'interaction DMI et du champ plan que nous avons calculés seront forcément présents, même s'ils ne sont pas les seuls, et leur détermination est donc une avancée nouvelle et indispensable pour l'étude de la dynamique de paroi. En

particulier l'asymétrie de la largeur de paroi de Thiele, lourde de conséquences pour la dynamique de flot, et le décalage entre la position du maximum d'énergie de paroi et le champ de DMI, qui invite à reconsidérer les méthodes de mesure du DMI d'interface, sont des résultats importants.

Étude expérimentale de la dynamique de parois de Dzyaloshinskii sous champ plan

Introduction

Ce chapitre présente les mesures de vitesse de paroi chirales sous champ plan effectuées au cours de cette thèse. Pour chaque point de mesure, le déplacement des parois a été mesuré après l'application d'un champ perpendiculaire H_z pendant une durée Δt variant de la microseconde au dixième de seconde, sous un champ planaire H_x constant. Selon la façon de regrouper les données, ces points forment des caractéristiques vitesse/champ perpendiculaire ou des caractéristiques vitesse/champ planaire.

Les échantillons choisis présentent en théorie trois chiralités différentes lorsque le champ plan est nul : pas de chiralité pour Pt/Co(9 Å)/Pt et des chiralités opposées pour Pt/Co(9 Å)/Au et Au/Co(9 Å)/Pt.

Ces mesures nous ont permis d'accéder à différents aspects de la dynamique des parois de Dzyaloshinskii. L'objectif de ce chapitre est de comprendre dans quelle mesure nos résultats expérimentaux peuvent être décrits par les théories existantes. Dans une première partie, nous montrerons que les caractéristiques vitesse/champ perpendiculaires, ou $v(H_z)$, peuvent être décrites de façon satisfaisante par la théorie DES. La deuxième partie est consacrée à l'analyse de la dynamique à fort champ perpendiculaire, qui n'est plus dominée par les défauts. La troisième partie concerne la mesure du

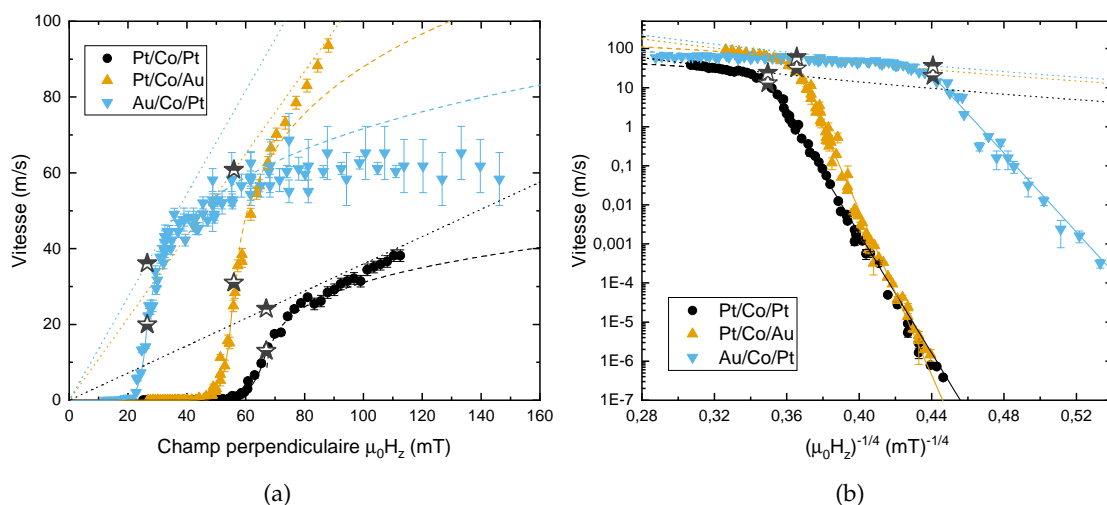


FIGURE 4.1 – Caractéristiques $v(H_z)$, (a) en échelle linéaire et (b) en échelle logarithmique en fonction de $H_z^{-1/4}$, en l'absence de champ H_x pour chaque échantillon. Les courbes correspondent aux ajustements du régime de reptation (traits pleins), du régime de dépiégeage à température nulle (tirets) et du régime d'écoulement (pointillés). Les étoiles correspondent aux points de coordonnées $(H_d, v(H_d))$ (partie pleine en bas) et (H_d, v_T) (partie pleine en haut).

champ équivalent de DMI grâce aux caractéristiques de vitesse en fonction du champ plan $v(H_x)$.

4.1 Description universelle des mesures de dynamique de paroi

4.1.1 Caractéristiques vitesse-champ perpendiculaire en l'absence de champ plan

La première étape de notre étude expérimentale consiste à obtenir des courbes de vitesse v en fonction du champ perpendiculaire H_z pour chacun des trois échantillons (figure 4.1).

4.1.1.a Ajustement des régimes de vitesse

Ces courbes présentent toutes différents régimes de vitesse, que nous avons identifiés aux trois régimes caractéristiques de la dynamique en présence de défauts : reptation (équations 1.92 et 1.93), dépiégeage (équation 1.94) et écoulement (équation 1.99). En choisissant pour chaque courbe expérimentale un ensemble de paramètres $\{H_d, T_d, v_T\}$, on obtient les trois courbes d'ajustement correspondantes. Ces paramètres furent choisis de manière à obtenir le meilleur accord entre les points expérimentaux et les courbes théoriques, en suivant la procédure d'ajustement détaillée dans le chapitre 2.

Pour les trois échantillons, le régime de reptation est celui qui est le mieux vérifié, comme l'atteste la partie linéaire des courbes de la figure 4.1b. Il faut donc trouver un bon accord entre la droite théorique de la reptation et l'expérience, ce qui permet de fixer précisément le coefficient directeur de cette droite en échelle logarithmique, et donc la température de dépiégeage T_d qui en est la variable principale.

Le champ de dépiégeage H_d et la vitesse au champ de dépiégeage $v(H_d)$ doivent correspondre respectivement à l'abscisse et à l'ordonnée du point d'inflexion de la courbe expérimentale. Ce point, représenté par une étoile dont la partie basse est pleine sur la figure 4.1, correspond à la fin du régime de reptation et au début du régime de dépiégeage. Sa position est donc donnée à la fois par le pointé sur la courbe en échelle linéaire (a) et par le décrochage des points de mesure par rapport à la droite de la reptation en échelle logarithmique (b).

Enfin, les mesures devant *a priori* approcher le régime d'écoulement par valeurs inférieures, on ajuste également les valeurs des trois paramètres afin que v_T soit suffisamment grand pour que la droite représentant l'écoulement passe au-dessus des points de mesure.

Ces ajustements nous permettent de connaître les valeurs de champ pour lesquelles nous attendons les trois régimes de vitesse, et préparent le terrain pour l'étude de la dynamique en fonction du champ plan. En particulier, le fait que la transition de dépiégeage soit bien visible sur chaque courbe rend l'ajustement des prédictions théoriques possible.

4.1.1.b Des échantillons non symétriques

Malgré leurs similitudes, les caractéristiques des trois échantillons présentent d'ores et déjà des différences. Pour les échantillons Pt/Co/Pt et Pt/Co/Au, les points expérimentaux rejoignent un régime de flot linéaire, avec toutefois des mobilités v_T/H_d très différentes (d'un facteur 2,5 environ). Au contraire, la caractéristique de l'échantillon Au/Co/Pt semble présenter un plateau de vitesse au dessus de la transition de dépiégeage. Dans ce cas, la droite d'écoulement tracée correspond uniquement à la vitesse v_T prévue par les caractéristiques de la reptation et du dépiégeage, et ne représente pas le régime d'écoulement tel qu'il serait en l'absence de défauts.

Par rapport à l'échantillon symétrique Pt/Co/Pt, les échantillons présentant un DMI non nul voient ainsi une réduction de leur champ de dépiégeage (cependant beaucoup plus importante pour Au/Co/Pt que pour Pt/Co/Au) et une augmentation de la vitesse pour un champ H_z donné (plus importante pour Pt/Co/Au au dessus du dépiégeage, mais plus importante pour Au/Co/Pt en dessous). Ces deux échantillons de structures nominalement opposées (seul le sens de l'empilement change) ont donc des comporte-

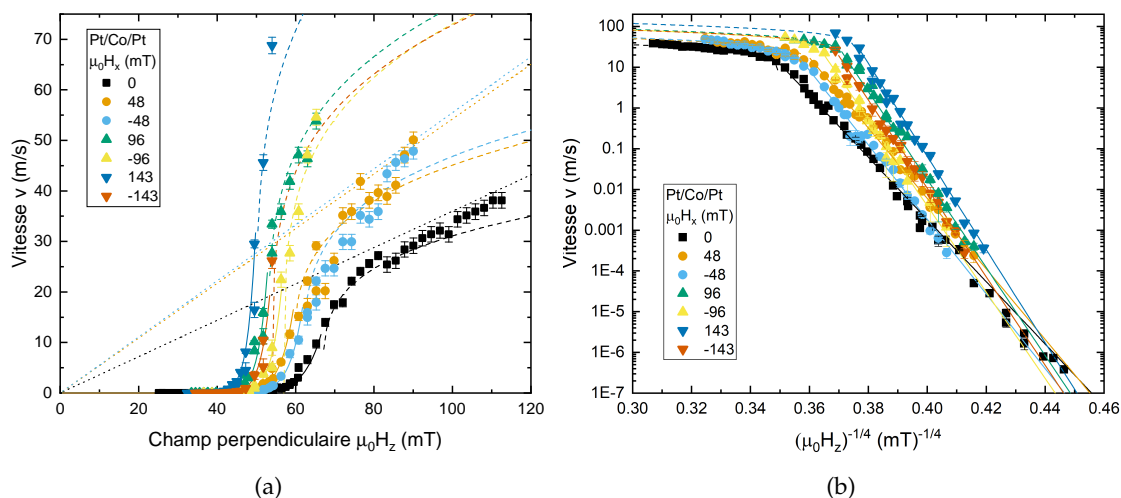


FIGURE 4.2 – Vitesse d’une paroi de domaine dans Pt/Co(9 Å)/Pt en fonction du champ H_z pour différentes valeurs de champ H_x , (a) en échelle linéaire et (b) en échelle logarithmique en fonction de $H_z^{-1/4}$. Les traits continus représentent l’ajustement des régimes de reptation, les traits tiretés représentent l’ajustement du régime de dépiégeage. Le régime d’écoulement (pointillés) est observé seulement pour $|H_x| \leq 48$ mT.

ments différents l’un de l’autre alors qu’aucun champ dans le plan n’est appliqué. Ceci peut s’expliquer qualitativement par le fait que les échantillons Pt/Co/Au et Au/Co/Pt ne peuvent pas être totalement identiques du point de vue de leur structure. Lors de la croissance, l’empilement Pt/Co et l’empilement Au/Co n’ont pas les mêmes caractéristiques : tandis que le platine et le cobalt peuvent former des alliages, l’or et le cobalt ne sont pas miscibles. Les interfaces entre ces matériaux sont donc différentes, et la qualité de la couche de cobalt en sera affectée, ce qui influe également sur la croissance de la couche du dessus. Ainsi, malgré des conditions de fabrication identiques, les paramètres effectifs du piégeage sont différents pour ces deux échantillons : le désordre est dépendant de l’historique de la croissance de l’échantillon, pas seulement de la structure nominale.

4.1.2 Caractéristiques vitesse-champ perpendiculaire pour différentes valeurs de champ plan

La deuxième étape de l’étude expérimentale a consisté à mesurer pour chaque échantillon des caractéristiques $v(H_z)$ sous différentes valeurs de champ H_x constant. Les résultats de ces mesures sont présentés dans les pages suivantes.

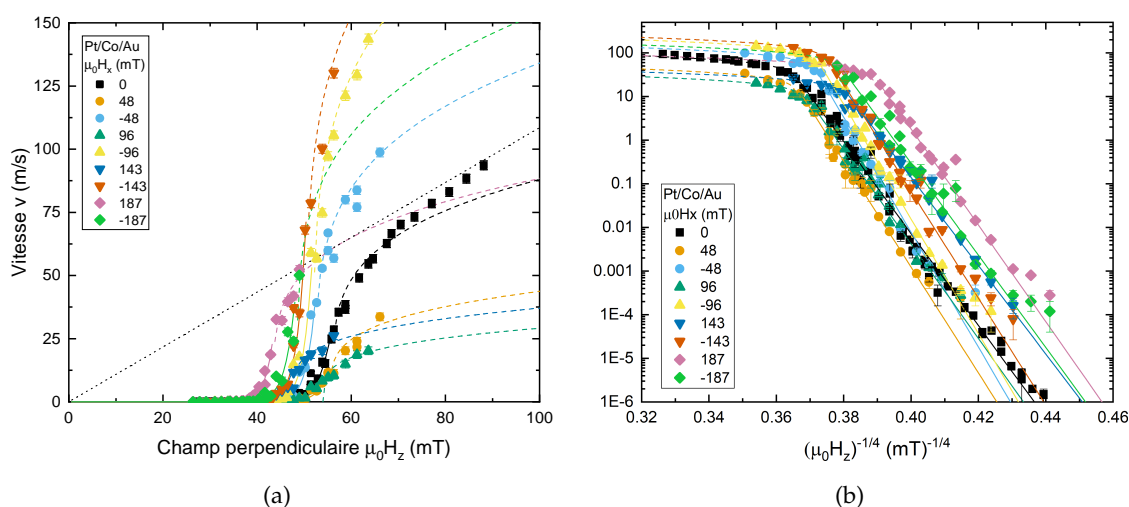


FIGURE 4.3 – Vitesse d’une paroi de domaine dans Pt/Co(9 Å)/Au en fonction du champ H_z pour différentes valeurs de champ H_x , (a) en échelle linéaire et (b) en échelle logarithmique en fonction de $H_z^{-1/4}$. Les traits continus représentent l’ajustement des régimes de reptation, les traits tiretés représentent l’ajustement du régime de dépiéage. Le régime d’écoulement (pointillés) est tracé pour $H_x = 0$ mT, seul cas où il est atteint.

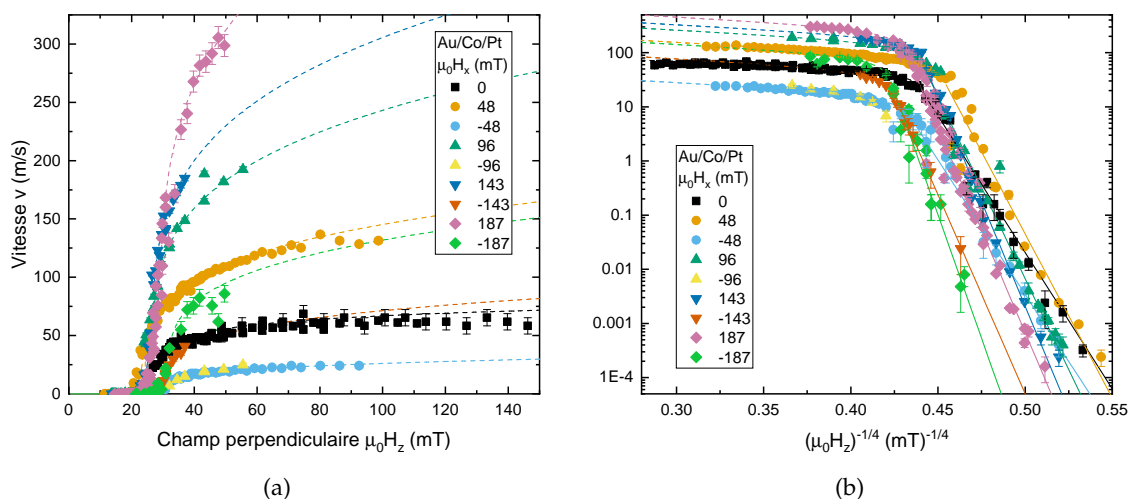


FIGURE 4.4 – Vitesse d’une paroi de domaine dans Au/Co(9 Å)/Pt en fonction du champ H_z pour différentes valeurs de champ H_x , (a) en échelle linéaire et (b) en échelle logarithmique en fonction de $H_z^{-1/4}$. Les traits continus représentent l’ajustement des régimes de reptation, les traits tiretés représentent l’ajustement du régime de dépiéage. Le régime d’écoulement n’est jamais atteint.

4.1.2.a Effets du champ plan

En observant les figures 4.2, 4.3 et 4.4, on remarque différents effets de la présence d'un champ H_x . Celle-ci modifie drastiquement les vitesses atteintes, influence la valeur du champ de dépiégeage H_d et modifie la pente du régime de reptation (liée à T_d). Cependant ces effets n'ont pas la même importance ou le même sens selon les échantillons.

Pour l'échantillon nominale symétrique, Pt/Co/Pt, on observe principalement un déplacement du point d'inflexion caractérisant la limite entre reptation et dépiégeage. Lorsque le champ H_x augmente en valeur absolue, ce point d'inflexion se déplace vers des champs plus faibles et des vitesses plus grandes, tandis que la pente du régime de reptation augmente (figure 4.2b). À H_z fixé, les vitesses atteintes sont toujours plus grandes que dans le cas $H_x = 0$.

Pour l'échantillon asymétrique Pt/Co/Au, le point d'inflexion se déplace également, mais les pentes du régime de reptation changent beaucoup moins (figure 4.3b), ce qui donne l'impression que les courbes en échelle logarithmique on subit une simple « translation ». Selon la valeur du champ H_x , les vitesses atteintes peuvent être soit plus grandes, soit plus faibles que dans le cas $H_x = 0$.

Pour l'échantillon asymétrique Au/Co/Pt, on observe de façon similaire au cas Pt/Co/Au un déplacement du point d'inflexion et une légère modification des pentes du régime de reptation (figure 4.4b). On constate que les positions des courbes correspondant à $H_x = \pm 48$ mT (cercles) relativement à la courbe à $H_x = 0$ mT (carrés) sont inversées par rapport au cas Pt/Co/Au. Ceci correspond intuitivement à l'effet de chiralités opposées.

4.1.2.b Limites expérimentales à l'étude de la dynamique sous champ plan

L'ajout d'un fort champ magnétique dans le plan de l'échantillon a pour effet de rendre plus difficile la réalisation du protocole expérimental. Le déplacement de paroi maximal mesurable correspond à la taille du champ de vue du microscope dans le meilleur des cas, et est forcément plus petit que la distance entre deux centres de nucléation. Cette limitation explique par exemple l'impossibilité de poursuivre les courbes à $\mu_0 H_x = -96$ mT et $\mu_0 H_x = -143$ mT pour l'échantillon Pt/Co/Au (figure 4.3a) : pour une durée d'impulsion $\Delta t = 1$ μ s, le déplacement maximal mesurable est $\Delta x_{\max} = 150$ μ m.

Le champ magnétique dans le plan H_x a également pour effet la croissance asymétrique des domaines magnétiques. Durant une même impulsion de champ perpendiculaire, le côté de la paroi favorisé par le champ plan se déplace beaucoup plus que le côté défavorisé. Ce phénomène, qui donne naissance aux formes ovales présentées dans la partie 2.3, rend l'étude des parois défavorisées plus difficiles car leur faible vitesse

requiert des durées d'impulsions élevées pour obtenir des déplacements mesurables. Les parois favorisées ayant des vitesses élevées, l'utilisation d'impulsions longues leur permet de balayer une grande partie du champ de vue, en risquant d'atteindre la paroi défavorisée qui est l'objet de l'étude. Cet effet est d'autant plus limitant que la différence entre les vitesses des côtés favorisé et défavorisé est grande. Cet effet de « déplacement parasite » explique la limite supérieure de vitesse mesurable (si les parois favorisées balayaient tout le champ de vue, il est impossible de mesurer le moindre déplacement), et les limites basses de certaines courbes de vitesse : par exemple pour $\mu_0 H_x = -96$ mT sur l'échantillon Au/Co/Pt (figure 4.4, triangles jaunes).

Enfin une autre limitation à la mesure des déplacements de paroi est la nucléation de nouveaux domaines *pendant* l'impulsion de champ perpendiculaire déplaçant les parois. En effet, le champ plan a pour effet, entre autre, de diminuer l'énergie totale de la paroi¹. Qualitativement, plus le champ plan est grand, plus les chances de nucléation au cours de la propagation des parois sont importantes. La nucléation de domaines dans la zone d'étude rendant impossible la mesure du déplacement des parois présentes initialement, il existe une limite au champ magnétique dans le plan qu'il est possible d'appliquer. La probabilité de nucléation augmentant avec l'amplitude du champ perpendiculaire, ce phénomène explique aussi une partie des limites supérieures pour les courbes sous champ plan.

4.1.2.c Validité de l'ajustement

Malgré ces limitations, nous avons pu mesurer la vitesse des parois dans les trois échantillons pour une gamme de champs H_z et H_x nous permettant d'observer une grande variété de comportements. Pour toutes les courbes mesurées, nous avons pu réaliser l'ajustement du régime de reptation et du régime de dépiégeage. Pour les courbes $v(H_z)$ où le régime linéaire d'écoulement est observable, sa pente est compatible avec l'ajustement des deux autres régimes.

4.1.3 Universalité de la dynamique de paroi sous champ plan

4.1.3.a Exposant universel de reptation

La démarche utilisée dans la partie précédente n'est pas évidente. En effet, en utilisant les régimes de reptation, dépiégeage et écoulement pour ajuster les courbes expérimentales, nous avons fait l'hypothèse que la dynamique de parois chirales sous champ plan est descriptible par une théorie universelle.

1. Cette affirmation peut être précisée à l'aide du modèle du petit cercle (figure 3.8a : l'énergie de la paroi atteint son maximum en $h + \delta \simeq 0$). Lorsque le champ H_x appliqué lors de l'expérience est beaucoup plus grand que H_{DMI} , la probabilité de nucléation est importante.

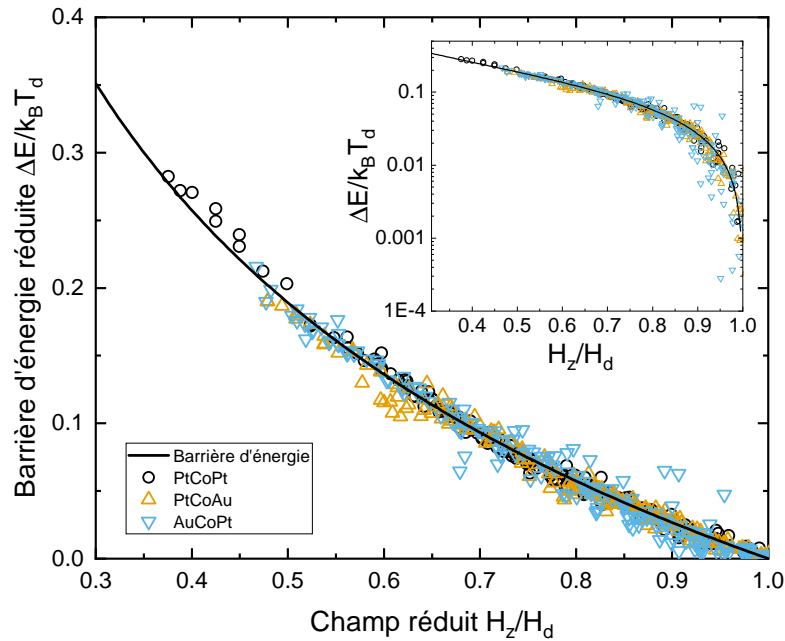


FIGURE 4.5 – Barrière d'énergie réduite en fonction du champ réduit pour l'ensemble des courbes de vitesse $v(H_z)$, regroupées par échantillon. Encart : représentation en échelle logarithmique. Mis à part quelques points de mesures dans le cas de Au/Co/Pt, les données se regroupent sur la courbe correspondant à la barrière d'énergie étendue du régime de reptation (1.93), en accord avec la figure 1.13.

Le premier résultat important que nous pouvons tirer des ajustements empiriques de la partie précédente est que pour toutes les courbes des figures 4.2, 4.3 et 4.4, l'accord entre la droite prévue par le régime de reptation (en représentation $\ln v = f(H_z^{-1/4})$) et les mesures est très bon. Si certaines courbes présentent à proximité du dépiégeage des « épaulements » qui peuvent trouver leur origine dans la saturation de la taille des événements microscopiques de déplacement de paroi [74], toutes les courbes en représentation logarithmique présentent des comportements linéaires sur la quasi-totalité du régime de reptation ($H \leq H_d$).

Ce bon accord suggère que la présence de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya et du champ planaire n'induisent pas de changement de classe d'universalité. Autrement dit, l'exposant critique $\mu = 1/4$ serait toujours valable. Ce résultat a également été suggéré par une étude théorique récente du régime de reptation en présence de DMI [80] : malgré la présence de distorsions du régime de reptation, l'exposant $\mu = 1/4$ permet de décrire de façon satisfaisante la caractéristique vitesse/champ pour des parois de Dzyaloshinskii.

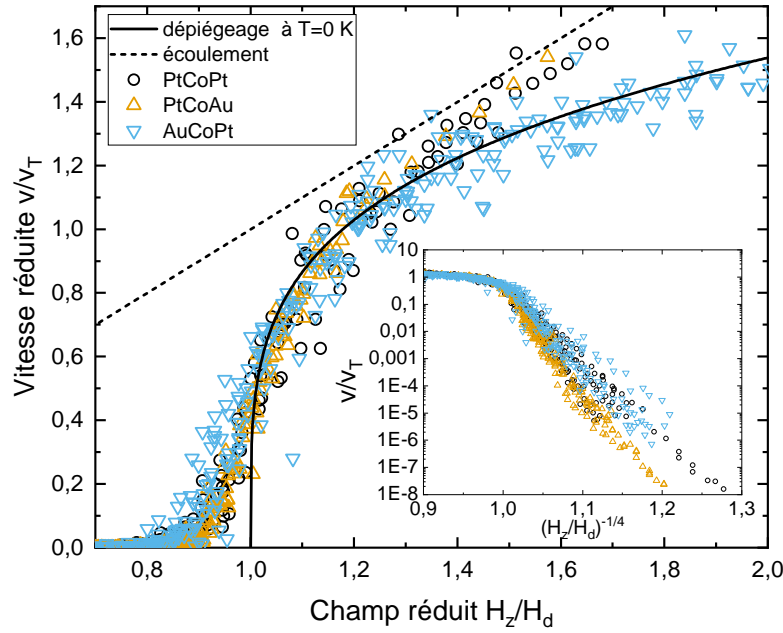


FIGURE 4.6 – Courbes de vitesses normalisées par v_T en fonction du champ réduit, regroupées par échantillon. Les courbes de vitesses suivent le régime de dépiéage à température nulle (1.94) sur une plage de champ réduit qui dépend de l'échantillon. Le décrochage (ou *crossover*) du piégeage vers le régime d'écoulement se produit vers $H_z \simeq 1.3H_d$ pour Pt/Co/Pt et Pt/Co/Au. Pour Au/Co/Pt, le décrochage (non tracé ici) advient pour $H_z \simeq 3H_d$ et se fait par valeurs inférieures. En encart, le tracé en échelle logarithmique montre que la valeur de la pente du régime de reptation n'est pas universelle : elle dépend de T_d , qui varie avec le champ planaire H_x .

4.1.3.b Barrière d'énergie universelle pour des parois chirales

Un autre moyen de montrer l'accord de notre méthode d'ajustement avec les données expérimentales est de tracer la barrière d'énergie réduite (expérimentale)

$$\frac{\Delta E}{k_B T_d} = \frac{T}{T_d} \ln \left[\frac{v(H_d)}{v(H_z)} \right] \quad (4.1)$$

en fonction du champ perpendiculaire réduit H_z/H_d . Dans cette expression de la barrière d'énergie, T_d et $v(H_d)$ sont les paramètres extraits de l'ajustement des mesures de $v(H_z)$ et $T = 293$ K. La figure 4.5 montre que la barrière d'énergie (1.93) est effectivement une fonction universelle, permettant de regrouper toutes les données sur une même courbe dans le régime de reptation.

Enfin, nous pouvons également tracer les courbes de vitesse précédemment mesurées à l'aide des variables réduites v/v_T et H_z/H_d (figure 4.6). On constate alors que les courbes de vitesses, ayant des pentes différentes dans le régime de reptation, se superposent dans le régime de dépiéage, approximé par sa courbe à température nulle. Cette superposition se poursuit jusqu'à un champ de décrochage qui dépend de

l'échantillon (noté H_u dans la figure 1.12). Il est intéressant de remarquer que ce champ de décrochage ne semble pas dépendre du champ planaire H_x . Ceci indique que ce champ de décrochage ne dépend pas de la structure de la paroi.

Le fait que les points expérimentaux semblent se superposer légèrement en dessous de la courbe théorique dans le régime de dépiégeage suggère une erreur systématique dans nos ajustements, qui est peut être due aux épaulements déjà évoqués [74].

Ainsi, que ce soit dans le cas de la reptation ou du dépiégeage, toutes les courbes expérimentales sont cohérentes avec leur ajustement par des fonctions universelles. Ceci nous permet de penser que les paramètres effectifs de dépiégeage (H_d , T_d et v_T) obtenus par ces ajustements permettent de décrire de manière exhaustive l'effet du champ plan H_x et de l'interaction Dzyloshinskii-Moriya sur la dynamique universelle des parois.

4.1.4 Paramètres de piégeage effectif en fonction de la chiralité et du champ plan

Cette partie présente les valeurs des paramètres effectifs de piégeage obtenus par l'ajustement des courbes expérimentales. Ces paramètres prennent différentes valeurs en fonction du champ plan H_x et en fonction de l'échantillon, c'est-à-dire en fonction du champ H_{DMI} .

4.1.4.a Paramètres macroscopiques de dépiégeage

Les paramètres de piégeage proprement dits sont tracés sur la figure 4.7. H_d et T_d sont issus directement de l'ajustement, v_T est obtenu à partir de $v(H_d)$, qui est le véritable paramètre de contrôle. La mobilité est également tracée bien qu'elle n'intervienne pas directement dans l'ajustement.

Nous pouvons constater au premier abord que les variations relatives de H_d et T_d (figures 4.7a et 4.7b) sont faibles par rapport à celles de v_T (figure 4.7c), et difficiles à interpréter. On peut cependant noter que ces variations sont grossièrement symétriques par rapport à $H_x = 0$ dans le cas de Pt/Co/Pt, qui présente en théorie un champ équivalent de DMI nul.

Comme précisé dans la partie 4.2.1, il ne faut pas confondre ici la mobilité m , dite « expérimentale », que nous avons tracée ici, avec la mobilité du régime d'écoulement selon le modèle $q - \psi$. En effet, la mobilité expérimentale est définie par $m = v_T/H_d$, elle correspond à la pente de la droite passant par l'origine qui permet de fixer l'échelle des vitesses v_T , tout comme H_d fixe l'échelle des champs magnétiques. Il est possible d'identifier cette mobilité à celle d'un régime d'écoulement linéaire uniquement si ce dernier est expérimentalement atteint. Ceci est relativement bien le cas uniquement pour

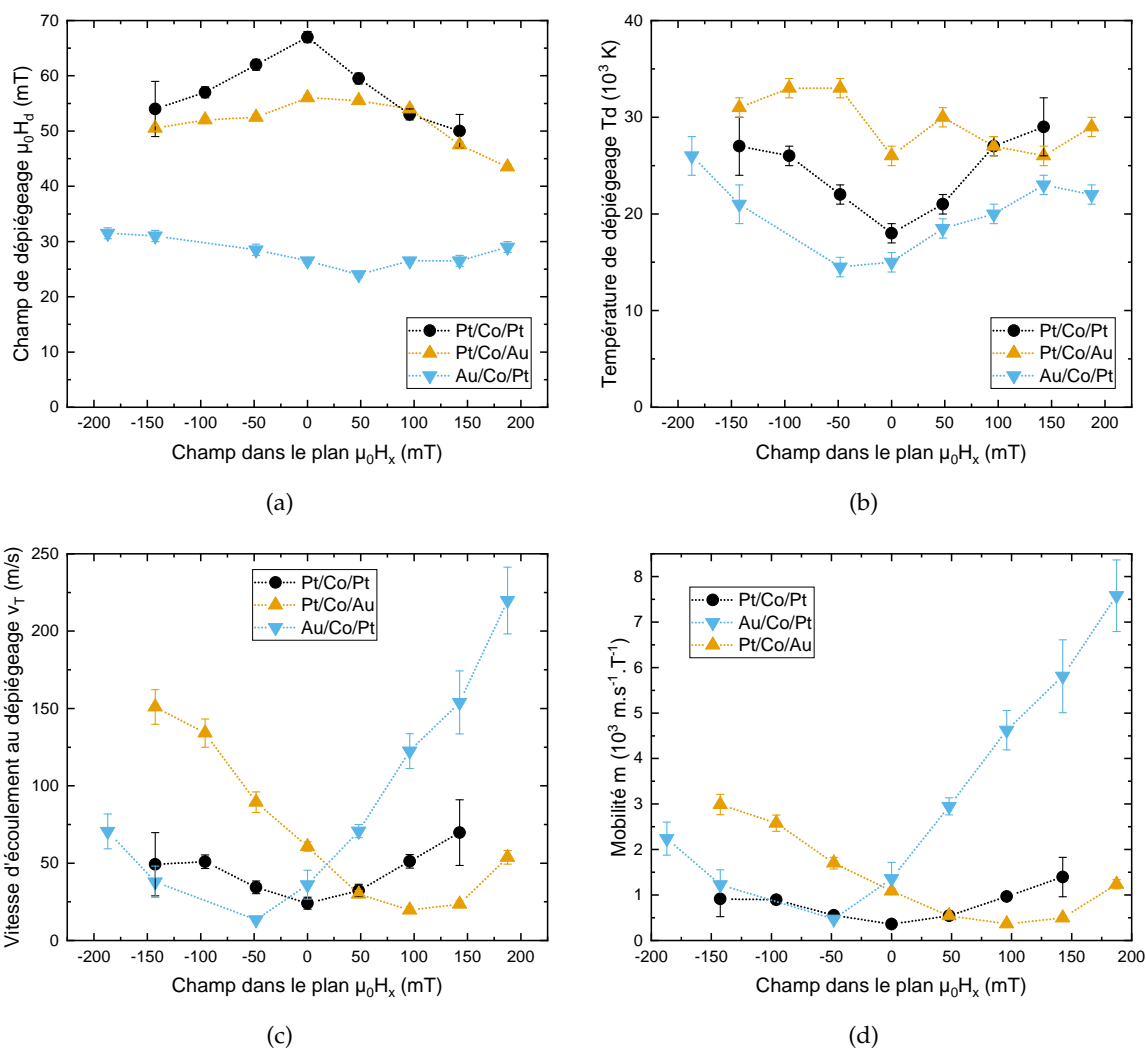


FIGURE 4.7 – Paramètres macroscopiques de piégeage et mobilité en fonction du champ planaire H_x pour chaque échantillon. (a) Champ de dépiégeage H_d , (b) température de dépiégeage T_d , (c) vitesse d'écoulement au dépiégeage $v_T = v(H_d)(T_d/T)^{0,15}$ et (d) mobilité correspondante $m = v_T/H_d$.

quelques courbes :

- $\mu_0 H_x \in \{-48; 0; +48\}$ mT pour Pt/Co/Pt
- $\mu_0 H_x = 0$ mT pour Pt/Co/Au.

Ces courbes sont également celles qui atteignent la courbe de flot dans la figure 4.6. Dans les autres cas, il semble hasardeux d'identifier mobilité expérimentale et mobilité théorique.

4.1.4.b Champ et température de dépiégeage

Les figures 4.7a et 4.7b montrent le champ de dépiégeage H_d et la température de dépiégeage T_d en fonction du champ H_x . Dans notre analyse, ces deux paramètres permettent de modéliser le désordre influant sur la paroi, et apparaissent dans les différentes fonctions correspondantes : barrière d'énergie du régime de reptation, arrondi thermique et fonction de dépiégeage (voir équations (1.92) et (1.94)). La barrière d'énergie du régime de reptation s'écrivant :

$$\Delta E = k_B T_d \left[\left(\frac{H}{H_d} \right)^{-\mu} - 1 \right] \quad (4.2)$$

où $\mu = 1/4$, on peut également définir la pente du régime de reptation comme

$$a = \frac{T_d H_d^{1/4}}{T} \quad (4.3)$$

qui est le coefficient directeur du régime de reptation sur le graphe $\ln(v) = f(H_z^{-1/4})$. Cette grandeur est particulièrement intéressante car elle combine les deux paramètres et peut être mesurée sans l'analyse complète que nous utilisons ici. Elle nous permettra de comparer nos résultats à ceux de la littérature, qui ne prennent souvent en compte que le régime de reptation.

L'interprétation de la variation des paramètres H_d et T_d est l'objet du chapitre 5 de cette thèse.

4.2 Description non universelle de la dynamique de parois

Cette partie est dédiée à l'étude de la dynamique des parois chirales dans le régime d'écoulement : ce régime correspond à la limite des forts champs appliqués, et se distingue des régimes de reptation et de dépiégeage par le fait qu'il n'est plus descriptible par des lois universelles. Lorsque la paroi se déplace sous l'influence d'un champ fort, sa vitesse est importante et la dynamique n'est plus thermiquement activée. Ce régime

correspond en théorie à la dynamique des milieux parfaits, détaillée dans la partie 1.1.3 de cette thèse.

Nous avons vu qu'en présence d'un champ plan et de DMI, la dynamique des parois est modifiée (partie 1.1.3.e). L'objectif de cette partie est de déterminer si nos mesures sont compatibles avec la théorie de la dynamique de parois chirales en l'absence de défauts.

4.2.1 Identification du régime d'écoulement : méthodologie

Dans la partie 4.1.2, nous avons ajusté les données expérimentales grâce aux prédictions issues des modèles des régimes de reptation et de dépiégeage. À l'aide des paramètres effectifs de piégeage T_d , H_d et $v(H_d)$, nous avons pu ensuite calculer une vitesse v_T et une mobilité $m = v_T/H_d$, donnant les caractéristiques du régime linéaire vers lequel tendent les courbes pour $H \gg H_d$. Le calcul de cette vitesse repose sur l'hypothèse que les lois d'échelle de la reptation et du dépiégeage sont valides, ce qui semble être le cas au vu de la cohérence de la description universelle.

En suivant la méthodologie de travaux plus anciens [62], nous cherchons maintenant à identifier le régime linéaire de déplacement de la paroi. C'est-à-dire à passer de la description universelle des parois à la description non universelle par les équations de Slonczewski. Selon ces dernières, il existe deux types de régime linéaires, stationnaire et précessionnel asymptotique. Le régime pouvant être observé est déterminé par la valeur du champ de Walker H_W (1.59) : si $H_W \ll H_d$, on observe le régime précessionnel asymptotique ; si $H_W \gg H_d$, on observe le régime stationnaire (figure 4.8). Cette question apparemment simple est pourtant entravée par plusieurs difficultés.

Tout d'abord, la valeur du paramètre d'amortissement de Gilbert α est une inconnue pour nos échantillons. Cette valeur doit être déduite de notre modèle. Ensuite, pour les plupart des courbes $v(H_z)$ mesurées il est difficile, voire impossible, de distinguer un régime linéaire. Enfin, pour l'échantillon Au/Co/Pt, on observe des plateaux de vitesse incompatibles avec le modèle $q - \psi$ du régime d'écoulement.

Les parties suivantes présentent une comparaison graphique des courbes expérimen-

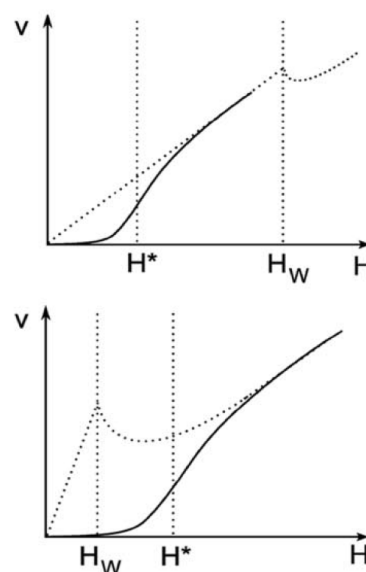


FIGURE 4.8 – Figure tirée de [62] : schémas possibles pour l'association de la dynamique en présence de défauts (trait plein) et la dynamique en milieu parfait (pointillés). H^* est le champ de dépiégeage, H_W le champ de Walker.

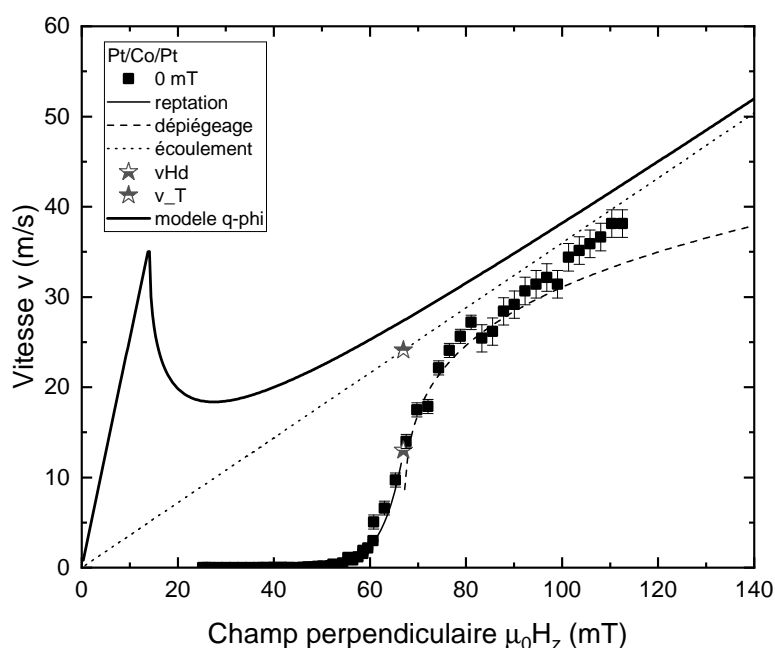


FIGURE 4.9 – Caractéristique $v(H_z)$ de Pt/Co/Pt sans champ plan, ajustements des régimes de reptation, dépiégeage et écoulement et tracé de la caractéristique théorique en milieu parfait pour $\alpha = 0,406$.

tales et du calcul des caractéristiques vitesse-champ en milieu parfait, calculées à partir du modèle $q - \psi$ et de la valeur du champ de Walker prenant en compte le DMI et le champ plan (voir équation (1.70) et référence [12]). La valeur de D utilisée est la valeur déterminée expérimentalement grâce aux mesures de dynamique en fonction du champ plan (voir partie 4.3.3).

4.2.2 Cas de Pt/Co/Pt

La figure 4.9 montre les mesures effectuées sur Pt/Co/Pt en l'absence de champ plan. Dans ce cas, la mobilité théorique donnée par $m = v_T/H_d$, qui permet de tracer la droite du régime d'écoulement (en pointillés), semble être l'asymptote vers laquelle tendent les points expérimentaux. Le régime d'écoulement est ici sur-évalué par rapport aux points expérimentaux car nous savons que les points expérimentaux au-dessus de 80 mT sont légèrement sous-évalués. En effet, ils ont été mesurés avec une durée d'impulsion de champ trop courte (1 μ s) pour pouvoir complètement négliger le temps de montée de la microbobine.

Cette asymptote correspond à celle vers laquelle tend le régime précessionnel (équations 1.65 et 1.66) pour une valeur d'amortissement $\alpha = 0,406 \pm 0,005$ (courbe en trait plein). Cette valeur de α permet d'obtenir un point de Walker ($\mu_0 H_W; v_W$) = (14 mT;

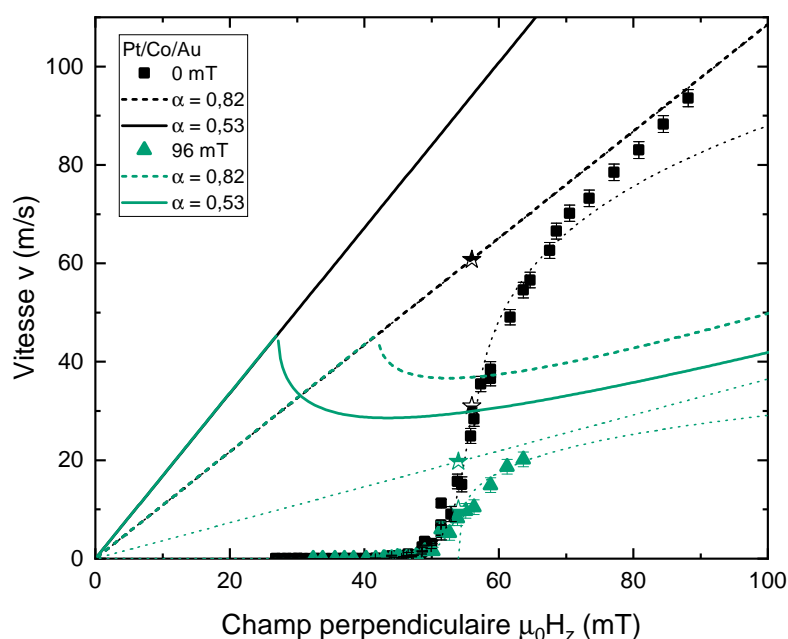


FIGURE 4.10 – Caractéristiques $v(H_z)$ de Pt/Co/Au pour $\mu_0 H_x = 0$ mT et 96 mT, ajustements (en pointillés) des régimes de reptation, dépiégeage et écoulement et tracé des caractéristiques théoriques en milieu parfait pour $\alpha = 0,82$ (tirets) et $\alpha = 0,53$ (trait plein).

35 m.s^{-1}).

Il est également possible d'ajuster le régime d'écoulement en fixant $\alpha \simeq 2,5$ (le point de Walker est alors autour de $(87 \text{ mT}; 36 \text{ m.s}^{-1})$). Nos expériences seules ne nous permettent pas de trancher entre ces deux valeurs de α , cependant les résultats de la littérature [62] tendent à montrer que le paramètre d'amortissement pour Pt/Co/Pt vaut $\alpha \simeq 0,3$ pour $t_{\text{Co}} = 9 \text{ \AA}$. La valeur basse, beaucoup plus proche des résultats précédents, semble donc la plus plausible.

Pour l'échantillon Pt/Co/Pt (figure 4.2a), les courbes à $\mu_0 H_x = \pm 48 \text{ mT}$ présentent également un régime de dépiégeage qui tend de façon crédible vers le régime d'écoulement.

4.2.3 Cas de Pt/Co/Au

Pour l'échantillon Pt/Co/Au (voir figure 4.3a), deux solutions semblent possibles, qui sont représentées sur la figure 4.10. D'une part l'hypothèse d'un régime stationnaire d'écoulement est compatible avec la mobilité expérimentale en champ planaire nul, à condition d'admettre une valeur d'amortissement importante $\alpha = 0,82$. Dans ce cas, le point de Walker est situé en $(\mu_0 H_W; v_W) = (149 \text{ mT}; 161 \text{ m.s}^{-1})$, bien au delà de la zone accessible expérimentalement. D'autre part, il est également possible de faire

correspondre la mobilité expérimentale pour $H_x = 96$ mT avec l'hypothèse d'un régime précessionnel, pour $\alpha = 0,53$. Dans ce cas le point de Walker est situé en $(\mu_0 H_W ; v_W) = (27 \text{ mT} ; 45 \text{ m.s}^{-1})$.

Pour comparaison, les caractéristiques en milieu parfait sont tracées pour les deux valeurs de α envisagées pour les deux valeurs de champ plan. Les caractéristiques sont tracées à l'aide des expressions (1.57) et (1.65). La largeur de paroi intervenant dans ces formules est la largeur de Thiele, calculée numériquement à partir du modèle du petit cercle, et le champ de Walker est déterminé à l'aide de (1.70). Pour être exactes, ces caractéristiques devraient cependant prendre en compte les effets dynamiques du DMI.

Les deux valeurs de α envisagées sont possibles et compatibles avec la littérature. L'observation de facteurs d'amortissement proches de 1 (voir [87], page 62) peut faire pencher la balance vers la première hypothèse, mais la comparaison avec l'échantillon Au/Co/Pt (voir plus bas) fabriqué dans les mêmes conditions nous incite plutôt à privilégier la seconde hypothèse.

Dans les deux cas, le calcul de la caractéristique en milieu parfait indique qu'un changement de régime a lieu pour le régime d'écoulement : la droite linéaire sur laquelle s'appuie la courbe expérimentale, universelle, correspond au régime d'écoulement stationnaire pour $\mu_0 H_x = 0$ mT et au régime d'écoulement précessionnel pour $\mu_0 H_x = 96$ mT.

4.2.4 Cas de Au/Co/Pt

Pour l'échantillon Au/Co/Pt (figures 4.4a et 4.11), aucune courbe ne rejoint un régime d'écoulement linéaire. Au contraire, la plupart des courbes restent dans le régime de dépiégeage dans la gamme de champs perpendiculaires explorée, tandis que trois courbes ($\mu_0 H_x = \{-48 ; 0 ; +48\}$ mT) semblent présenter un plateau de vitesse pour des champs perpendiculaire. Un tel plateau a déjà été observé (voir par exemple [54]) et semble associé au régime précessionnel du déplacement de parois. L'existence de ce plateau tend donc à montrer que le champ de Walker est pour ces courbes égal ou inférieur au champ de dépiégeage H_d .

La figure 4.11 présente une hypothèse pour permettant de faire correspondre la valeur de la mobilité $m = v_T/H_d$ égale à la pente du régime stationnaire. La valeur utilisée pour le paramètre d'amortissement est $\alpha = 0.32$. Si le tracé est plausible, l'accord entre les prédictions et les courbes expérimentales reste très qualitatif.

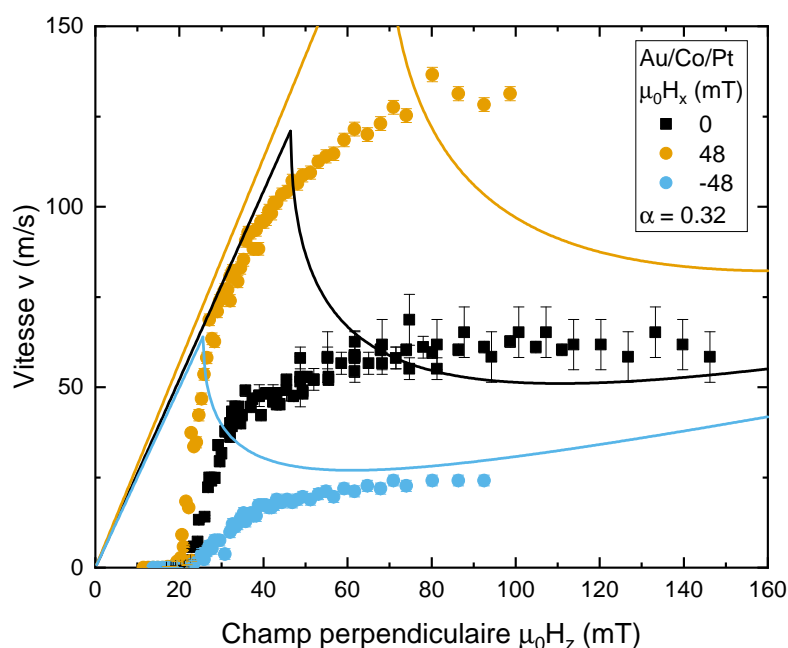


FIGURE 4.11 – Caractéristiques $v(H_z)$ de Au/Co/Pt pour $\mu_0 H_x = \{-48; 0; +48\}$ mT, et tracé des caractéristiques théoriques en milieu parfait correspondantes pour $\alpha = 0,32$.

4.2.5 Conclusion

La difficulté (et par conséquent la faiblesse) de notre analyse tient principalement à la difficulté d'attribuer un régime de vitesse linéaire à des courbes de vitesse expérimentales qui ne l'atteignent pas. L'existence des plateaux de vitesse suggère que le modèle $q - \psi$ du déplacement de paroi développé dans le premier chapitre n'est pas toujours valable en présence de DMI. De plus, la description de la dynamique en présence de défaut est basée sur l'hypothèse d'une courbe $v(H_z)$ linéaire dans le cas idéal, et les conséquences de la présence d'un régime d'écoulement non linéaire sur la dynamique universelle n'ont, à notre connaissance, jamais été explorées. Des modèles prédictifs de la dynamique de paroi en présence de DMI devront donc nécessairement être munis d'une part d'une théorie en milieu parfait expliquant les plateaux et d'autre part d'une idée au moins qualitative de l'effet de ces derniers sur les régimes de reptation et de dépiégeage.

La description théorique des plateaux de vitesse commence à être défrichée [54]. Comprendre la dynamique de parois dans ces situations demande d'effectuer des mesures à des champs plus importants et à des vitesses plus grandes, ce qui nécessiterait un changement de technique de génération du champ magnétique perpendiculaire.

4.3 Dynamique en fonction du champ plan

Pour un échantillon donné, nos mesures ont pour objectif d'élucider les lois de variation de la vitesse v des parois de domaines en fonction des champs plan H_x et perpendiculaire H_z . Dans les parties précédentes, mesurer les caractéristiques $v(H_z)$ à $H_x = cste$ a permis d'observer les effets du champ plan sur les paramètres de piégeage du matériau. Dans cette partie, nous présentons à l'inverse des mesures de caractéristiques $v(H_x)$ à $H_z = cste$. Celles-ci doivent permettre en théorie de mesurer l'effet du champ plan sur la dynamique de façon plus directe.

En réalité, nous avons constaté dans la première partie de ce chapitre que le champ plan H_x influence de façon complexe la vitesse de paroi en modifiant les limites respectives des différents régimes de vitesse pour un champ perpendiculaire donné. Ce problème n'était pas apparu auparavant car la plupart des mesures réalisées dans la littérature se concentrent sur la dynamique du régime de reptation uniquement [18, 19, 80]. Le principal intérêt des mesures de caractéristiques $v(H_x)$ est d'obtenir une mesure de la valeur de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya D . Nous verrons dans cette partie plusieurs moyens d'obtenir une telle mesure dans le cas de nos échantillons.

4.3.1 Caractéristiques vitesse-champ planaire d'un échantillon asymétrique Au/Co/Pt

La figure 4.12, réalisée avec l'échantillon Au/Co/Pt, montre différentes caractéristiques $v(H_x)$, pour différentes valeurs de H_z , normalisées par leur valeur en $H_z = 0$ (dont la variation est visible sur la figure 4.1). Ces courbes montrent toutes la même tendance : la vitesse augmente de part et d'autre d'un minimum situé en $\mu_0 H_{x,\min} = -75$ mT. Nous pouvons remarquer que les courbes se recouvrent sur une large gamme de champs planaires et que la valeur du champ perpendiculaire appliqué n'a pas d'influence sur le champ auquel le minimum de vitesse est atteint. De manière contre-intuitive, ceci semble indiquer que la position du minimum de vitesse ne dépend pas du régime de déplacement.

Dans le cadre de la dynamique en milieu parfait, un minimum de vitesse apparaît en $H_x = -H_{DMI}$ en raison de la modification du champ de Walker (voir figure 1.9 et référence [55]). Mais ces résultats, qui concernent le régime d'écoulement, ne sont pas directement transposables aux expériences, et l'origine précise du minimum de vitesse dans le cadre de la dynamique en présence de désordre est un problème encore non élucidé.

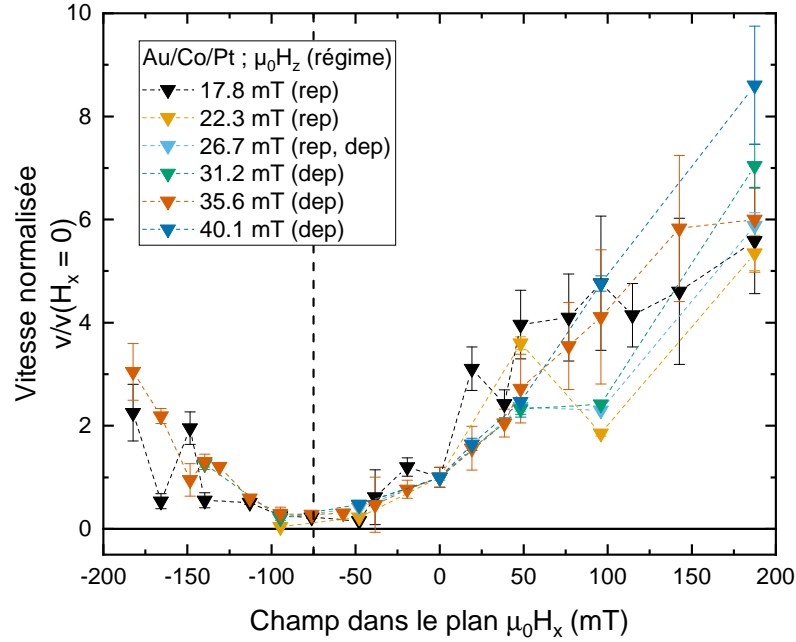


FIGURE 4.12 – Caractéristiques $v(H_x)$ normalisées par la vitesse en $H_x = 0$ pour différentes valeurs de champ perpendiculaire, dans Au/Co/Pt. Aux différentes valeurs de H_x et H_z correspondent différents régimes de vitesse qu’il est possible d’identifier sur la figure 4.4. Ces régimes de vitesse sont indiqués par « rep » pour le régime de reptation et « dep » pour le régime de dépiéage. Le champ de dépiéage évolue entre 24 et 32 mT, ce qui mène à un changement de régime dans le cas de $\mu_0 H_z = 26,7$ mT : régime de dépiéage entre 0 et 150 mT, régime de reptation autrement. On remarque que toutes les courbes présentent un minimum en $\mu_0 H_x \simeq -75$ mT.

4.3.2 Évaluation(s) de la constante de DMI

Identifier la position du minimum de vitesse revient à mesurer le champ équivalent de DMI, qui permet ensuite de calculer la constante de DMI D . La plupart des articles de la littérature supposent que ce dernier correspond au maximum d’énergie de la paroi, tandis que notre analyse tend à l’identifier au minimum de largeur de paroi de Thiele. Nous présentons ci-après les résultats issus des deux modèles.

4.3.2.a Méthode du maximum d’énergie

La première méthode pour mesurer le champ équivalent de DMI utilise la forme d’énergie (1.41) :

$$\sigma(\psi) \simeq \sigma_0 + \Delta_0 \mu_0 M_S [H_K \cos^2 \psi - \pi(H_{\text{DMI}} + H_x) \cos \psi] \quad (4.4)$$

où le champ équivalent de DMI est défini par $\mu_0 H_{\text{DMI}} = D/(M_S \Delta_0)$. Cette expression est notamment utilisée dans [18]. Nous avons montré dans le chapitre 3 de cette thèse

qu'elle correspond à l'approximation des faibles champs planaires $h = H_x/K_{K_0} \ll 1$ (voir figure 3.2). Dans ce cas, la paroi respecte le profil de Bloch, et possède un maximum d'énergie en $H_{\text{DMI}} = -H_x$, quand la paroi est de type Bloch : $\psi = \pm \pi/2$. Remarquons également que pour la paroi de Bloch, $\Delta(\psi) = \Delta_0$: l'approximation $\Delta \simeq \Delta_0$ utilisée pour établir l'expression de l'énergie est donc justifiée.

Pour mesurer D , il faut mesurer la vitesse de la paroi en fonction de H_x dans le régime de reptation. Cette vitesse s'exprime sous la forme d'une exponentielle :

$$v(H_x) = v_0 \exp\left(-\frac{\Delta E(H_x)}{k_B T}\right). \quad (4.5)$$

On peut ensuite montrer que la barrière d'énergie est proportionnelle à l'énergie de la paroi à la puissance 1/4 [18] :

$$\Delta E(H_x) \sim \sigma(H_x)^{1/4} H_z^{-1/4} \quad (4.6)$$

Ainsi, pour un champ H_z fixé, la vitesse de paroi diminue avec l'énergie de paroi :

$$v(H_x) \sim \exp\left(\sigma(H_x)^{1/4}\right). \quad (4.7)$$

Selon ce modèle, la vitesse de paroi est donc minimale quand l'énergie atteint son maximum. On peut donc identifier H_{DMI} à $-H_{x,\text{min}}$, où $H_{x,\text{min}}$ est le champ planaire pour lequel la vitesse de paroi est minimale. La constante de DMI, notée ici $D^{(a)}$ pour la différencier des autres valeurs est alors obtenue par la formule :

$$D^{(a)} = \mu_0 H_{\text{DMI}} M_S \Delta_0 = -\mu_0 M_S \Delta_0 H_{x,\text{min}}. \quad (4.8)$$

Le tableau 4.1 regroupe les valeurs obtenues.

Cette méthode présente deux limites : elle n'est valable que pour des champs planaires faibles, ce qui est le cas dans [18], mais pas pour nos expériences, et les arguments d'échelles utilisés pour établir la relation (4.6) ne sont valables que pour la limite basse du régime de reptation $H_z \ll H_d$ alors que notre étude porte sur les trois régimes de vitesse.

4.3.2.b Corrections par la théorie du petit cercle

À l'aide du modèle du petit cercle (chapitre 3), nous avons pu montrer que le maximum d'énergie de la paroi n'était pas toujours situé en $H_x = -H_{\text{DMI}}$. En effet, le changement de chiralité de la paroi, qui correspond approximativement au maximum d'énergie, intervient en $h = -\delta/\sqrt{1+\kappa}$. Cette valeur de h est celle pour laquelle les deux orientations de parois de Néel possèdent la même énergie. Ceci correspond à un nou-

veau champ équivalent corrigé :

$$H_{\text{DMI}} = -H_{x,\text{min}} \sqrt{1 + K/K_0}, \quad (4.9)$$

et à une nouvelle expression de la constante de DMI :

$$D^{(b)} = -\mu_0 M_S \Delta H_{x,\text{min}} \sqrt{1 + K/K_0} \quad (4.10)$$

Le tableau 4.1 regroupe les valeurs obtenues avec cette correction sur D en utilisant l'approximation $\Delta = \Delta_0$. Ces valeurs sont assez peu différentes des précédentes car κ est petit dans nos échantillons. Il nous paraît cependant important de montrer que le champ équivalent de DMI ne peut pas, dans le cas général, être simplement identifié à l'opposé du champ H_x correspondant au maximum d'énergie de la paroi.

4.3.2.c Méthode du minimum de largeur de paroi

Le principal défaut de la méthode précédente est d'être valable pour $h \ll 1$, tandis que pour nos expériences $h = H_x/H_{K_0}$ atteint environ 0,2 aux limites de la gamme de champ exploré. Nous proposons donc dans cette partie une seconde méthode pour mesurer D .

Nous utilisons l'expression de la vitesse en régime de reptation étendu :

$$v(H_z, H_x) = v_T(H_x) \left(\frac{T}{T_d(H_x)} \right)^{0.15} \exp \left[-\frac{T_d(H_x)}{T} \left[\left(\frac{H_z}{H_d(H_x)} \right)^{-1/4} - 1 \right] \right]. \quad (4.11)$$

Les valeurs des paramètres effectifs de piégeage H_d , T_d et v_T dépendent *a priori* du champ planaire H_x . Cependant, en observant les valeurs de ces paramètres, sur les figures 4.7a, 4.7b et 4.7c, on s'aperçoit que ceux-ci ne varient pas tous avec la même amplitude. Le paramètre variant de façon la plus manifeste est v_T , tandis que H_d varie peu avec H_x et que T_d semble moins directement corrélé à ce dernier.

Les courbes $v_T(H_x)$ (figure 4.7c) présentent une allure proche de celles des courbes $v(H_x)$ (figure 4.13). Nous pouvons faire l'hypothèse qu'elles atteignent leurs minima pour les mêmes valeurs de champ planaires. Il semble en effet légitime de penser que ces deux grandeurs sont corrélées : $m = v_T/H_d$ est la mobilité de la paroi en l'absence de défauts.

Lorsqu'en l'absence de défauts la paroi suit un régime de vitesse linéaire, stationnaire ((1.57)) ou précessionnel asymptotique (relation (1.66)), sa vitesse est proportionnelle à largeur de paroi de Thiele :

$$v_T(H_x) \sim \Delta_T(H_x). \quad (4.12)$$

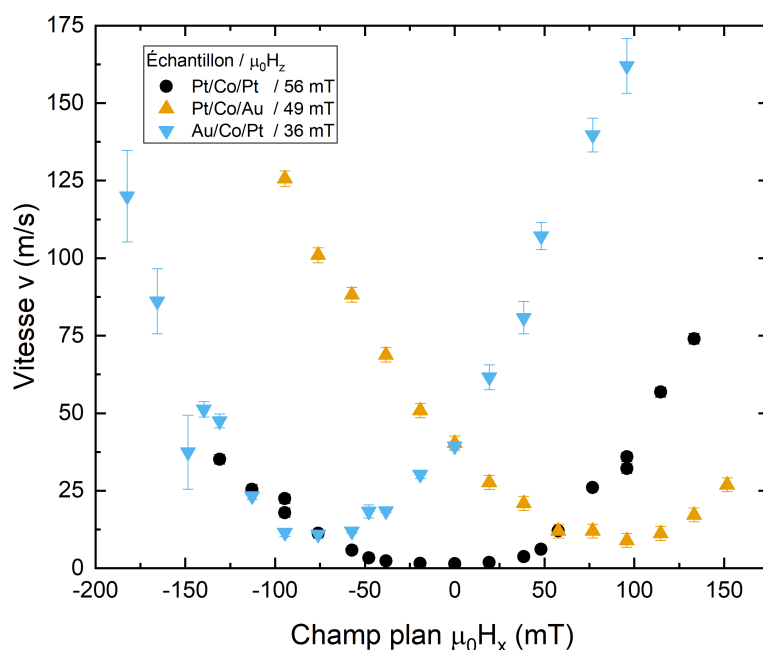


FIGURE 4.13 – Vitesse de déplacement de paroi en fonction du champ dans le plan pour une valeur de champ perpendiculaire proche du champ de dépiégeage, pour les trois échantillons.

Sous ces hypothèses, le minimum de vitesse de la paroi correspond donc au minimum de largeur de paroi de Thiele.

Dans les cas des champs faibles, le minimum de largeur de paroi de Thiele est Δ_0 et coïncide avec le maximum d'énergie de la paroi, d'où l'on tire $H_{DMI} = -H_{x,min}$. Cependant, pour nos expériences, le minimum de la largeur de paroi de Thiele calculé et le maximum d'énergie ne coïncident plus.

Ceci nous amène à concevoir une nouvelle mesure de D en trouvant numériquement la valeur $D^{(c)}$ telle que le minimum de Δ_T calculé coïncide avec le minimum de vitesse observé. Le tableau 4.1 regroupe les résultats des mesures.

4.3.3 Mesure de la constante de DMI pour chaque échantillon

Comme le minimum de vitesse est indépendant de H_z , nous pouvons comparer les caractéristiques $v(H_x)$ des trois échantillons pour n'importe quel régime de vitesse. Nous avons choisi de comparer les échantillons à des valeurs de champ perpendiculaire proches du champ de dépiégeage H_d , qui permettent d'avoir accès à une large gamme de champ plan pour tracer la caractéristique². Les résultats (figure 4.13, résumés dans le tableau 4.1), sont en accord qualitatif avec nos attentes : l'échantillon symétrique

2. Un autre argument pour utiliser des champs $H_z \gtrsim H_d$ est que dans les régimes de flow et de dépiégeage, la vitesse est proportionnelle à la largeur de paroi Δ , qui est minimale en H_{DMI} .

Échantillon		Pt/Co/Pt	Pt/Co/Au	Au/Co/Pt
$\mu_0 H_{x,\min}$	(mT)	0	100 ± 10	-75 ± 10
$D^{(a)}$	(mJ.m ⁻²)	0	$-0,83 \pm 0,08$	$0,57 \pm 0,08$
$\mu_0 H_{\text{DMI}}$	(mT)	0	100 ± 10	-75 ± 10
$D^{(b)}$	(mJ.m ⁻²)	0	$-0,87 \pm 0,09$	$0,60 \pm 0,08$
$\mu_0 H_{\text{DMI}}$	(mT)	0	-105 ± 11	79 ± 11
$D^{(c)}$	(mJ.m ⁻²)	0	$-1,17 \pm 0,12$	$0,93 \pm 0,12$
$\mu_0 H_{\text{DMI}}$	(mT)	0	-141 ± 15	123 ± 17

TABLE 4.1 – Pour chaque échantillon étudié, valeurs de champ planaire $\mu_0 H_{x,\min}$ correspondant au minimum de vitesse, constantes de DMI D et champ équivalent H_{DMI} selon les différentes méthodes : méthode du maximum d'énergie (a), méthode du maximum d'énergie corrigée par le modèle du petit cercle (b) et méthode du minimum de largeur de paroi (c). Le champ équivalent de DMI est calculé pour une largeur de paroi égale au paramètre de largeur de paroi : $H_{\text{DMI}} = D/(\mu_0 M_S \Delta_0)$.

Pt/Co/Pt semble posséder un DMI nul, tandis que les deux échantillons asymétriques ont des DMI comparables et de signes opposés.

Il est cependant difficile de décider quelles valeurs de D doivent être conservées. La méthode du maximum d'énergie est insuffisante pour nos échantillons, mais la méthode du minimum de largeur de paroi est basée sur l'hypothèse, très forte, selon laquelle les variations de v dues à H_d et T_d sont négligeables.

De plus, il est difficile de pousser plus loin l'analyse en raison de limites expérimentales. En particulier, l'électroaimant produisant le champ H_x n'est pas parfaitement parallèle au plan de l'échantillon, il existe donc des composantes perpendiculaires au champ créé par cet électroaimant. Ces composantes sont une source de biais sur la valeur du champ perpendiculaire appliqué, et rendent les courbes $v(H_x)$ asymétriques par rapport à leur minimum. Il est également possible que ce défaut d'alignement explique que les courbes de la figure 4.12 se recouvrent mal lorsque H_x est grand.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté des mesures de vitesse de paroi de domaines en présence de champs planaire et perpendiculaire, dans des échantillons présentant différentes valeurs d'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya interfaciale.

Nos mesures se distinguent par la grande variété de régimes de vitesse observés : le régime de repaon et le régime de dépiégeage sont observables, ainsi que le régime d'écoulement linéaire dans certains cas. Nous avons pu montrer que les fonctions universelles décrivant la dynamique en l'absence de champ plan sont encore valables en

présence de celui-ci. Les paramètres effectifs de piégeage extraits des ajustements de ces fonctions universelles dépendent du DMI et du champ planaire. Le chapitre 5 de cette thèse sera dédié à l'analyse de ces paramètres.

Si les régimes de reptation et de dépiégeage sont bien décrits, il subsiste à l'inverse des zones d'ombres sur la dynamique d'écoulement, à fort champ perpendiculaire. En raison de limites expérimentales, le régime d'écoulement n'est observable que sur un nombre limité de caractéristiques $v(H_z)$. Cette limite expérimentale empêche de déterminer avec certitude la valeur du coefficient d'amortissement de Gilbert α et donc de comparer nos mesures aux théories existantes. Les comportements du régime d'écoulement sont probablement divers, avec en particulier l'apparition d'un plateau de vitesse, mais une bonne observation de celui-ci nécessiterait de travailler avec un champ de dépiégeage H_d plus faible par rapport à la gamme de champs H_z atteignable. Cette condition pourrait être réalisée en utilisant d'autres méthodes de production des champs magnétiques (microbobine gravée *in situ*), ou en travaillant sur des échantillons différents.

Les échantillons asymétriques utilisés présentent un terme de DMI important, qui nous a obligé à appliquer d'importants champ planaires. Cette particularité a révélé que les modèles simples décrivant la dynamique en fonction du champ plan étaient insuffisants. Selon les hypothèses utilisées, plusieurs valeurs de la constantes de DMI D ont été obtenues. La validité de ces hypothèses devra être vérifiée ou invalidée *a posteriori* par la mesure de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya par d'autres techniques. L'étude des magnons par technique BLS (*Brillouin Light Scattering*) a déjà fait ses preuves pour de telles mesures [88].

Caractéristiques de l'interaction paroi/désordre en présence d'un champ planaire.

Introduction

Ce chapitre est consacré à l'analyse de la variation de deux des paramètres de piégeage que nous appelons macroscopiques : le champ de dépiégeage H_d et la température de dépiégeage T_d . Nous avons montré dans le chapitre précédent que le cadre théorique qui permet d'extraire ces paramètres des données expérimentales est toujours valable en présence d'un champ dans le plan et d'interaction Dzyaloshinskii-Moriya. D'autre part, nous avons montré que l'analyse des comportements universels permet d'extraire ces paramètres non-universels H_d et T_d . La variation des valeurs obtenues selon les échantillons et les champs appliqués suggère que l'interaction entre les parois et les défauts varie avec le champ dans le plan et le champ équivalent de DMI, et ce même si notre cadre théorique considère le désordre d'ancrage comme figé.

Nous présentons dans ce chapitre l'analyse des paramètres microscopiques de piégeage : la longueur de corrélation du désordre ξ , la longueur de Larkin L_c et la force d'ancrage f_{pin} , que nous pouvons calculer grâce aux expressions établies dans la partie

1.2, ainsi que leur comparaison avec les prédictions issues de plusieurs cadres théoriques. Nous verrons que ces derniers ne permettent pas d'expliquer nos résultats, et nous tenterons de dégager de premiers indices pour comprendre l'interaction entre la structure de la paroi et les défauts qui la piègent. Les résultats de ce chapitre sont l'objet d'un article publié dans *Physical Review Research* [24].

5.1 Analyse de la pente du régime de reptation

La variation des caractéristiques du régime de reptation en fonction d'un champ magnétique appliqué dans le plan a été étudiée par JE *et al.* [18] (voir partie 1.3.1.a). En particulier, dans leur analyse la variation de la vitesse $v(H_x)$ en régime de reptation est attribuée à la variation d'énergie de la paroi de domaine. Plus précisément, la barrière d'énergie est proportionnelle à l'énergie de paroi à la puissance 1/4 (équation (4.6), partie 4.3.2.a) :

$$\Delta E(H_x) \sim \sigma(H_x)^{1/4} H_z^{-1/4}. \quad (5.1)$$

Cette barrière d'énergie est directement reliée au coefficient directeur de la droite modélisant le régime de reptation sur un graphique $\ln(v) = f(H_z^{-1/4})$. En effet, le logarithme de la vitesse en régime de reptation (1.92) s'écrit :

$$\ln(v) = -\frac{k_B T_d H_d^{1/4}}{k_B T} H_z^{-1/4} + \ln(v(H_d)) + \frac{k_B T_d}{k_B T} \quad (5.2)$$

Lorsque la température T est constante (ce qui est le cas de nos expériences), la partie variable de la pente du régime de reptation est $k_B T_d H_d^{1/4}$.

Il est possible de relier cette grandeur à l'énergie de paroi grâce aux expressions connues de T_d et H_d en suivant le raisonnement de [66]. À partir des expressions déjà établies (1.2) de la température de dépiégeage :

$$k_b T_d = \frac{\tilde{\zeta}^2 \sigma t}{L_c} = f_{\text{pin}} \sqrt{n \tilde{\zeta} L_c \tilde{\zeta}}, \quad (5.3)$$

et du champ de dépiégeage

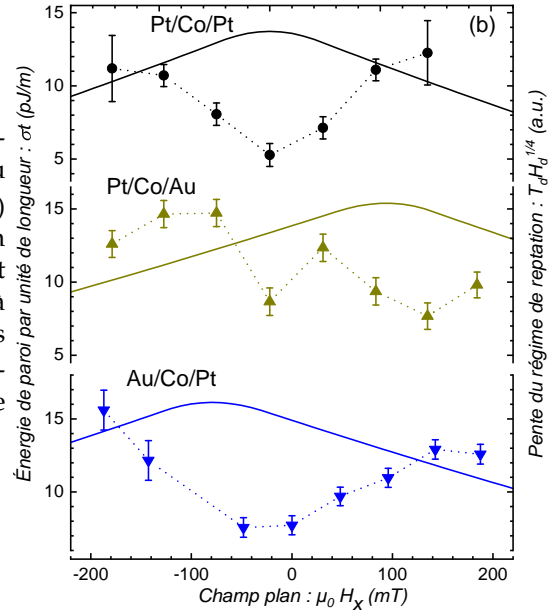
$$H_d = \frac{\sigma \tilde{\zeta}}{2\mu_0 M_S L_c}, \quad (5.4)$$

on peut éliminer la longueur de Larkin L_c qui contient implicitement l'énergie surfacique de paroi σ .

En multipliant le membre du milieu de (5.3) par le carré de son membre de droite, on a :

$$(k_B T_d)^3 = \sigma t f_{\text{pin}}^2 n \tilde{\zeta}^5. \quad (5.5)$$

FIGURE 5.1 – Énergie de paroi par unité de longueur σt (trait plein) et coefficient directeur du régime de reptation $T_d H_d^{1/4}$ (points de mesure) en fonction du champ plan H_x , pour chacun des trois échantillons Pt/Co/Pt, Pt/Co/Au et Au/Co/Pt. L'énergie de paroi est calculée à l'aide du modèle du petit cercle avec les valeurs de DMI du tableau 4.1 (valeur $D^{(b)}$). L'hypothèse $n = \xi^{-2}$ est utilisée pour calculer la pente du régime de reptation.



En mettant au carré ces deux mêmes membres, on obtient :

$$(L_c)^3 = \frac{(\sigma t)^2 \xi}{f_{\text{pin}}^2 n}. \quad (5.6)$$

Cette expression de L_c peut ensuite être injectée dans celle de H_d :

$$(H_d)^3 = \left(\frac{\sigma \xi}{2\mu_0 M_S} \right)^3 \left(\frac{f_{\text{pin}}^2 n}{(\sigma t)^2 \xi} \right)^2 = \frac{f_{\text{pin}}^4 n^2 \xi}{(2\mu_0 M_S)^3 \sigma t^4}. \quad (5.7)$$

Finalement, le coefficient directeur du régime de reptation s'écrit :

$$k_B T_d H_d^{1/4} = \sigma^{1/4} f_{\text{pin}} \left(\frac{\xi^7 n^2}{2\mu_0 M_S} \right)^{1/4}. \quad (5.8)$$

Ainsi, à condition de supposer que f_{pin} et ξ sont des constantes, la pente du régime de reptation est proportionnelle à $\sigma^{1/4}$.

La courbe 5.1 montre sur un même graphique la pente du régime de reptation, obtenue par ajustement des données expérimentales, et l'énergie de paroi σ , calculée numériquement par le modèle du petit cercle. Les trois échantillons ayant la même épaisseur $t = 0,9 \text{ nm}$, représenter l'énergie de paroi par unité de longueur σt ne change pas l'allure des courbes.

Comme le montre cette figure, les deux grandeurs présentent des courbures opposées, ce qui met en évidence un désaccord avec les prévisions précédentes. Précisons qu'utiliser un autre modèle pour calculer l'énergie de paroi ne résoudrait pas ce

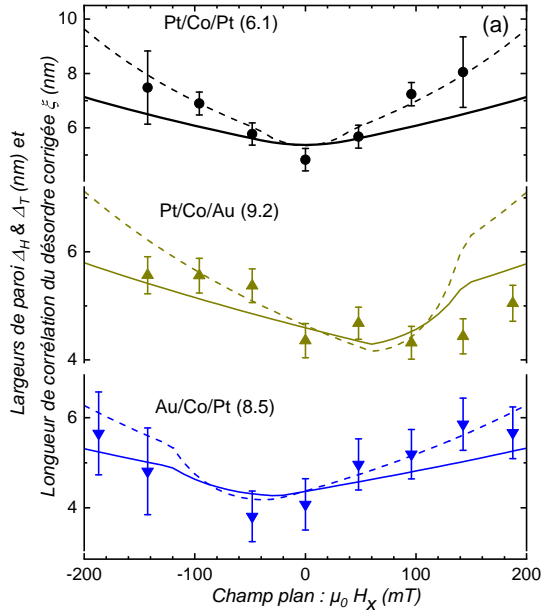


FIGURE 5.2 – Largeur de paroi de Hubert Δ_H (trait plein) et de Thiele Δ_T (pointillés) et longueur de corrélation du désordre ξ (points de mesure) en fonction du champ plan H_x , pour chacun des trois échantillons Pt/Co/Pt, Pt/Co/Au et Au/Co/Pt. Les largeurs de paroi sont calculées numériquement à l'aide du modèle du petit cercle. Les valeurs de ξ ont été multipliées par une constante, différente pour chaque échantillon, afin d'être comparées plus aisément aux largeurs de paroi.

problème : tous les modèles d'énergie de parois [18, 79] présentent un maximum en $H_x = -H_{DML}$, et non un minimum. C'est également le cas des simulations micromagnétiques (voir partie 3.3.1).

Nous pensons donc que l'énergie de paroi σ n'est pas la seule grandeur qui varie lors de l'application d'un champ planaire. L'aimantation à saturation M_S étant constante et le désordre étant figé, nous pouvons donc supposer que l'interaction entre les parois et le désordre, ici représentée par f_{pin} et ξ , est influencée par l'application d'un champ plan.

5.2 Longueur de corrélation du désordre et densité de défauts

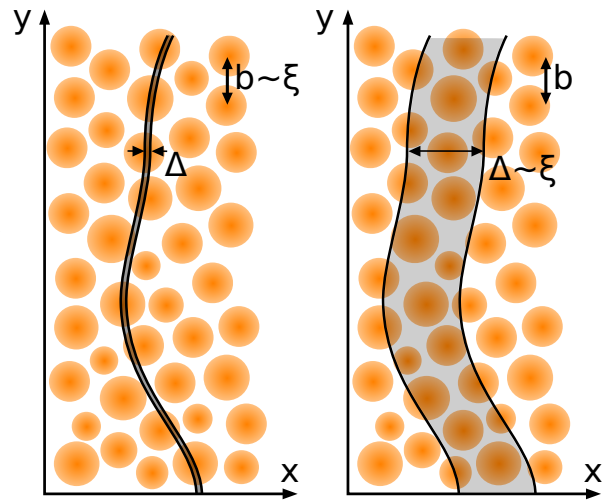
Pour comprendre par quels mécanismes les paramètres du désordre peuvent varier en présence d'un champ magnétique, nous avons tracé sur la figure 5.2 la largeur de paroi de domaine de Hubert¹ Δ_H et la largeur de Thiele Δ_T , ainsi que la longueur de corrélation du désordre ξ , déterminée pour chaque échantillon à l'aide des paramètres expérimentaux et du calcul de l'énergie de paroi (voir équation (1.111)) :

$$\xi = \left[\frac{(k_B T_d)^2}{\sigma t^2 (2\mu_0 M_S H_d)} \right]^{1/3}. \quad (5.9)$$

Il est normal qu'aucune des variables de cette expression ne dépende de la largeur de paroi car elle est issue de la théorie des systèmes élastiques désordonnés, qui modélise

1. voir partie 1.1.3.g.

FIGURE 5.3 – Représentations schématiques d’une paroi de domaine et du potentiel de défauts dans le cas d’une paroi fine ($\Delta < b$ à gauche) et d’une paroi large ($\Delta > b$, à droite) par rapport à la taille caractéristique des centres de piégeage. La longueur de corrélation du désordre varie comme la plus grande de ces deux longueurs.



la paroi par une *ligne élastique*.

La figure 5.2 montre pourtant une forte corrélation entre la largeur de paroi et la longueur de corrélation du désordre. Cette corrélation semble être vérifiée pour les trois échantillons, et ne semble donc pas dépendre de la chiralité. La comparaison entre ζ , Δ_H et Δ_T ne permet pas de déterminer laquelle des deux largeurs de paroi est la plus pertinente pour discuter du mécanisme de piégeage. La largeur de Thiele est liée à la dynamique de la paroi, tandis que la largeur de Hubert est liée à son extension spatiale : la largeur typique sur laquelle l’angle de l’aimantation $\theta(x)$ varie vaut $\pi\Delta_H$ ($\pi\Delta_0$ pour une paroi de Bloch). Ne pouvant trancher, nous utiliserons dans la suite la lettre Δ pour désigner de façon générale la largeur de paroi.

Ce résultat montrant une corrélation est cependant important, car il montre que la longueur de corrélation du désordre ζ n’est pas une constante déterminée par le désordre du matériau, mais plutôt une grandeur effective décrivant l’interaction entre la paroi de domaine et ce désordre. L’idée que la longueur de corrélation du désordre n’est pas constante a déjà été confirmée expérimentalement : la référence [66] regroupe les valeurs de la longueur de corrélation du désordre en fonction de la température de l’échantillon, $\zeta(T)$, pour différents systèmes expérimentaux [22, 23, 62, 63]. Notre étude est cependant la première où cette longueur ζ varie en fonction d’autres paramètres que la température.

La corrélation entre ζ et les largeurs de paroi indique que pour nos échantillons, la largeur de paroi est supérieure à la taille caractéristique $b \simeq 1/\sqrt{n}$ entre centres de piégeage. En effet, dans le cas d’une faible largeur de paroi $\Delta < b$, qui est celui d’une ligne élastique sans épaisseur (figure 5.3, à gauche), la longueur de corrélation du désordre ζ , liée à la portée de l’interaction entre paroi et défauts, est de l’ordre de b . Elle serait alors constante et liée uniquement à la structure du matériau dans lequel se déplace la paroi. Au contraire, si $\Delta > b$ (figure 5.3, à droite), la paroi recouvre un plus

grand nombre de centres de piégeage, et la longueur de corrélation du désordre varie avec la largeur de paroi Δ . En résumé, $\xi \sim \max(b, \Delta)$ [60]. Nos résultats correspondent donc au cas d'une paroi large, où $\xi(H_x)$ est influencé par la structure de la paroi, et donc par le champ plan appliqué.

Ainsi, l'hypothèse $\xi = 1/\sqrt{n}$, habituellement utilisée dans la littérature et correspondant au tracé de la figure 5.1 doit être abandonnée.

5.3 Analyse de la force de piégeage

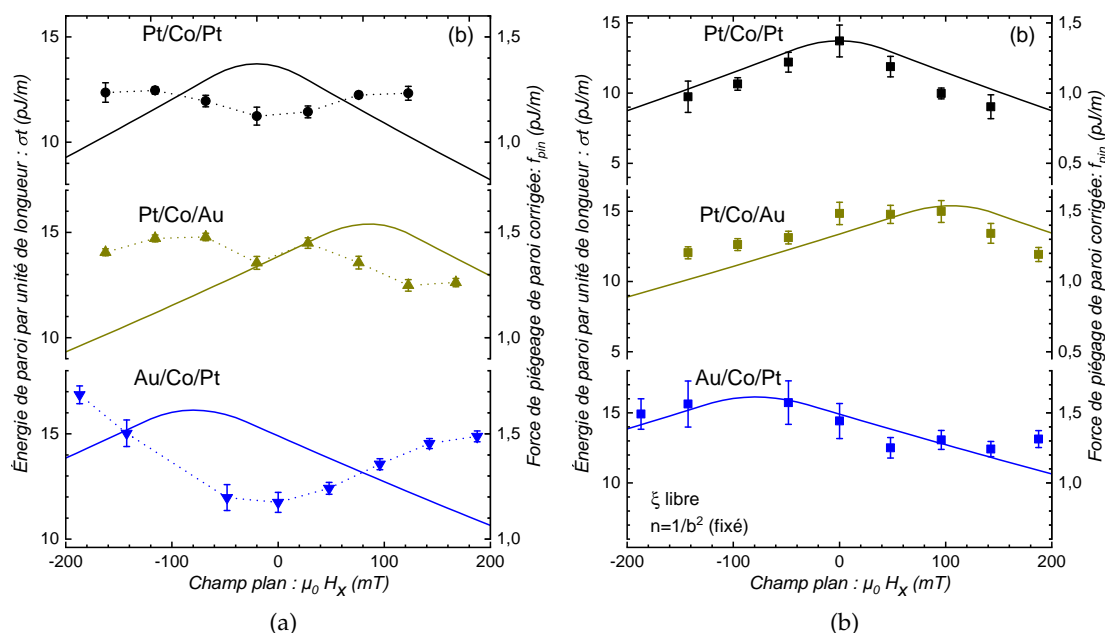


FIGURE 5.4 – Énergie de paroi par unité de longueur σt (trait plein) et force de piégeage f_{pin} en fonction du champ planaire appliqué H_x pour chacun des trois échantillons. La figure (a) présente les résultats du calcul de f_{pin} avec $n \propto 1/\xi^2$. Le facteur de proportionnalité est choisi de façon à ce que les amplitudes des deux grandeurs représentées correspondent. La figure (b) présente les résultats du calcul de f_{pin} avec $n = 1/b^2$, où la longueur b est choisie de manière à obtenir le meilleur recouvrement des deux courbes.

La deuxième caractéristique du potentiel de défauts est la force f_{pin} d'interaction entre les centres de piégeage et les parois. À l'instar de la longueur de corrélation, nous pouvons représenter la force moyenne de piégeage calculée à partir des paramètres expérimentaux (voir équation (1.113)) :

$$f_{\text{pin}} = \frac{1}{\xi \sqrt{n}} \sqrt{(k_B T_d)(2\mu_0 M_S H_d t)}. \quad (5.10)$$

La figure 5.4 présente sur un même graphique l'énergie de paroi par unité de longueur σt et la force de piégeage, calculée par deux méthodes différentes.

Dans la figure 5.4a, la force de piégeage est calculée en posant $n = 1/\xi^2$ dans l'équation (5.10). Ceci élimine l'influence de la longueur de corrélation du désordre et l'expression se réduit à $f_{\text{pin}} = \sqrt{(k_B T_d)(2\mu_0 M_S H_d t)}$. On observe que les courbes ont des courbures inversées, ce qui confirme que l'hypothèse $\xi \simeq b \simeq 1/\sqrt{n}$ n'est pas vérifiée.

Dans la figure 5.4b, on suppose au contraire que $n = 1/b^2$ est une constante dépendant de l'échantillon, tandis que ξ est calculée à l'aide de l'équation (5.9). On a posé $\max(f_{\text{pin}} = \sigma t/10$ afin de tracer les courbes, ce facteur d'échelle est le seul paramètre ajustable. Avec ce modèle, les courbes de f_{pin} sont bien corrélées avec les courbes de l'énergie de paroi σ .

Force de piégeage et largeur de paroi

À l'exception des arguments d'échelle que nous avons présenté précédemment, il n'existe pas de modèle théorique permettant de relier la variation de la force de piégeage au champ plan appliqué. Il est cependant possible de tirer une compréhension qualitative du problème à l'aide d'un modèle de piégeage par modification de l'anisotropie [89].

Dans ce modèle, un défaut correspond à un changement de la valeur de l'anisotropie uniaxiale K_0 . Dans la limite des faibles variations d'anisotropie, le profil de paroi reste inchangé mais l'énergie de paroi dépend de la position : à une marche d'anisotropie correspond une marche d'énergie. Dans le cas d'un puits d'anisotropie, il est possible de calculer la variation d'énergie de paroi en fonction de la hauteur et de la largeur du puits [90] :

$$\Delta\sigma(q) = -\Delta\delta K_0 \left[\tanh\left(\frac{b/2+q}{\Delta}\right) + \tanh\left(\frac{b/2-q}{\Delta}\right) \right], \quad (5.11)$$

où q est la position de la paroi, b la largeur du puits carré, centré en $q = 0$ et δK_0 la profondeur du puits. Sur la figure 5.5a, nous avons tracé cette fonction pour différentes largeurs de paroi. On constate que le profil d'énergie de paroi suit la forme du puits d'anisotropie lorsque la largeur de la paroi est faible devant celle du puits ($\Delta \ll b$), mais que pour des largeurs de paroi comparables ou supérieures à b , les marches abruptes du puits sont lissées sur une longueur qui augmente avec Δ .

Pour évaluer la force de piégeage exercée par le puits sur la paroi, on peut tracer la dérivée de l'énergie de la paroi selon sa position dans le puits (figure 5.5b). Lorsque la paroi est fine, cette dérivée possède un maximum au franchissement du mur. On peut estimer que la force de piégeage correspond à ce maximum : $f_{\text{pin}} \simeq \max\left(\frac{\partial\sigma}{\partial q}\right)$. Lorsque la largeur de paroi devient comparable ou plus grande que le puits, le lissage du profil

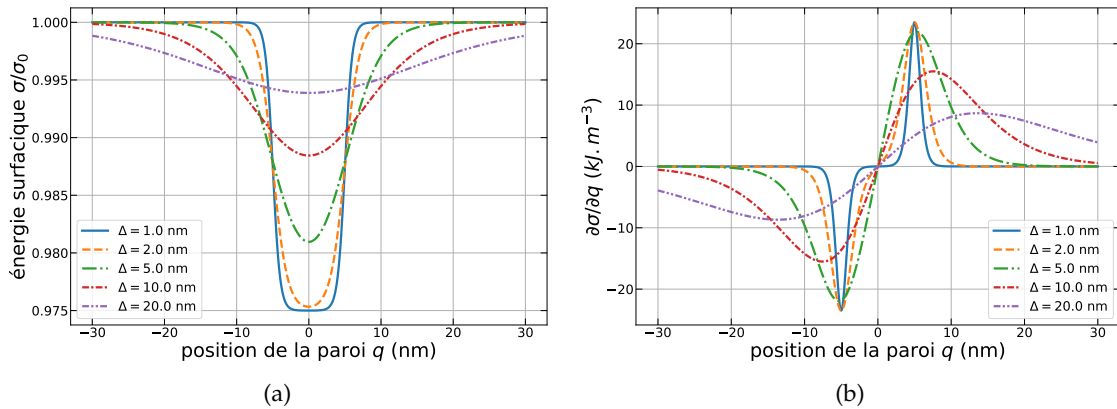


FIGURE 5.5 – (a) Énergie de paroi et (b) dérivée de cette énergie pour des parois de différentes largeurs Δ piégées par un puits d'anisotropie carré de largeur $b = 10$ nm. On a choisi de fixer $K_0 = 4,7 \times 10^9$ J.m⁻³, $\delta K_0 = 0,05 \times K_0$, et $\sigma_0 = 4K_0\Delta$. Ce qui revient à modifier la raideur d'échange A pour faire varier Δ .

provoque une diminution de la force de piégeage (cas 5, 10 et 20 nm sur la figure 5.5b). Ainsi, pour une taille fixée du défaut, la force d'ancrage diminue lorsque la largeur de la paroi augmente.

Ce modèle simplifié de piégeage permet ainsi d'affirmer que la force de piégeage f_{pin} doit être corrélée négativement avec la largeur de paroi dans le cas d'une paroi large. La largeur de paroi et l'énergie de paroi ayant des courbures inverses (voir la figure 3.11), on s'attend donc à ce que la force de piégeage soit corrélée avec l'énergie de paroi σ .

Grâce à ces arguments, nous pensons que l'hypothèse d'une distance entre centres de piégeage $b = 1/\sqrt{n}$ indépendante de la longueur de corrélation du désordre (figure 5.4b) présente une meilleure description de la dynamique de paroi.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que nos mesures étaient bien expliquées par des variations de la force et de la longueur de corrélation du piégeage. Ces variations sont dues non à une modification du piégeage de l'échantillon, mais à son interaction avec la paroi de domaine. La structure de cette dernière dépend en effet du champ appliqué dans le plan de l'échantillon et de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya.

Cette conclusion modifie notre point de vue sur l'effet du champ planaire, car les études précédentes se concentraient sur l'influence de ce dernier sur les paramètres micromagnétiques, sans prendre en compte la modification des paramètres de piégeage.

Il est cependant difficile de pousser plus loin notre étude, car nous manquons de

modèles théoriques permettant de raffiner notre compréhension des mécanismes de piégeage. Aller au-delà de modèles simplistes comme celui de la paroi dans un puits d'anisotropie nécessite des travaux théoriques relevant de la dynamique des systèmes élastiques désordonnés.

Enfin, remarquons que les raisonnements menés dans ce chapitre n'ont pas fait intervenir l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya. Nos arguments sont valables pour les trois échantillons, et il semble que la relation entre la structure de la paroi et le piégeage ne soit pas sensible à la chiralité autrement que par son effet sur les paramètres micromagnétiques.

Conclusion et perspectives

Dans ce travail de thèse, nous avons apporté des contributions à la compréhension de la dynamique des parois de domaines magnétiques chirales sous champ plan dans les couches magnétiques ultraminces. Ces contributions s'inscrivent dans deux cadres théoriques complémentaires : le modèle micromagnétique de la structure et de la dynamique des parois d'une part et la description de la dynamique d'interfaces dans un désordre aléatoire faible d'autre part.

Statique de parois de domaines magnétiques chirales sous champ planaire

Concernant la contribution de l'interaction DMI à la statique des parois de domaines, nous avons développé un modèle permettant de calculer l'énergie et la largeur d'une paroi de domaine chirale en présence d'un champ plan. Nous avons montré que le profil de la paroi dépend fortement de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya et de l'énergie Zeeman. Nos prédictions semi-analytiques présentent un accord satisfaisant avec les simulations micromagnétiques. Notre modèle, dit du petit cercle, permet d'obtenir aisément des prédictions qui demanderaient beaucoup de temps de calcul et élargit notre compréhension.

Sur la plan théorique, le modèle du petit cercle permettra de déterminer plus facilement la vitesse des parois dans le régime d'écoulement, et ouvre la voie au développement d'un nouveau modèle « $q - \varphi$ » de la dynamique où φ est l'angle de coupe. De plus, il permet un calcul rigoureux de la raideur γ des parois de domaines, ce qui permettra d'aborder les problématiques liées au facettage des domaines magnétiques et à la dynamique des parois présentant une raideur anisotrope, poursuivant ainsi des travaux déjà commencés [80]. Sur le plan expérimental, la mesure de la vitesse de parois

selon un angle variable avec le champ planaire serait aisément réalisable et permettrait de tester les prédictions théoriques.

Étude des régimes de vitesse des parois magnétiques chirales sous champ planaire

Nous avons étudié la dynamique des parois en présence de désordre au moyen de mesures de courbes de vitesse sous champ plan et sous champ perpendiculaire, réalisées pour trois échantillons de chiralités différentes. Nous avons montré que la dynamique des parois de domaines chirales peut être modélisée de façon satisfaisante par des fonctions universelles, de même classe d'universalité qu'en l'absence de champ planaire et d'interaction DMI. Ces fonctions, qui décrivent les régimes de reptation et de dépiégeage, sont contrôlées par trois paramètres macroscopiques de piégeage qui contiennent toute l'information sur la dynamique : température, champ et vitesse de dépiégeage. Nos expériences n'ont cependant pas pu aboutir à une description simple de la dynamique en régime d'écoulement, qui présente une grande variété de comportements en fonction du champ planaire et de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya. Nous avons de plus mesuré l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya dans nos échantillons en analysant les caractéristiques vitesse – champ planaire, tout en mettant en évidence les dangers et les imprécisions de cette technique.

Il sera nécessaire de compléter notre étude par une mesure indépendante de la valeur de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya dans nos échantillons. *A priori*, les résultats obtenus ne remettront pas en question nos conclusions, mais ils permettront de comprendre les mécanismes qui conduisent à l'apparition d'un minimum de vitesse en fonction du champ planaire et aideront à mieux définir le champ équivalent de DMI.

Il serait également intéressant de poursuivre nos mesures dans des gammes de champ perpendiculaire plus élevées, afin d'explorer la dynamique en régime d'écoulement. Il semble en effet que le régime d'écoulement des parois chirales soit très différent du comportement linéaire attendu, prenant la forme de paliers de vitesse. Nos résultats suggèrent de plus la possibilité de changements de régimes d'écoulement en fonction du champ planaire. La question du comportement attendu en régime de reptation et de dépiégeage lorsque la vitesse d'écoulement n'est pas linéaire est encore totalement ouverte.

Interaction entre les parois de domaines magnétiques chirales et le désordre d'ancrage

Nous avons montré que les paramètres qui contrôlent la dynamique universelle d'une paroi (champ et température de dépiégeage) dépendent de sa largeur. Nous avons

également mis en évidence une forte corrélation entre les variations des caractéristiques microscopiques du piégeage (force de piégeage et longueur de corrélation) et celles des caractéristiques micromagnétiques de la paroi (énergie et largeur) en fonction du champ magnétique planaire.

Ces résultats indiquent que le potentiel de piégeage d'une paroi est le résultat d'une interaction entre la structure d'une paroi et le désordre de l'échantillon, et que cette interaction dépend de paramètres extérieurs. La variation de la longueur de corrélation suggère que, dans nos échantillons, les distances caractéristiques entre les défauts sont plus petites que l'épaisseur de paroi. De plus, l'augmentation de la largeur des parois sous l'effet du champ planaire réduit la force d'ancrage. Étant donné le statut de « systèmes modèles » des parois de domaines magnétiques, ces résultats pourraient avoir de fortes implications pour d'autres systèmes élastiques.

Nous avons ouvert un nouveau sujet en considérant le potentiel de piégeage comme dépendant de la structure de la paroi aussi bien que du désordre sous-jacent de l'échantillon. Il sera donc essentiel d'explorer dans de futurs travaux l'effet de la variation du profil de paroi sur les paramètres microscopiques de piégeage. Cette question pourra être abordée expérimentalement, et il serait en particulier intéressant de se demander dans quelle mesure le résultat selon lequel les distances caractéristiques entre les défauts sont plus petites que l'épaisseur des parois est généralisable à l'ensemble des matériaux magnétiques.

L'analyse théorique de l'interaction entre la structure de la paroi et les défauts mérite également d'être poursuivie. Actuellement, celle-ci est majoritairement portée sur le plan des simulations numériques, soit de type micromagnétique en intégrant le désordre sous la forme de cellules de Voronoï, soit utilisant l'approche du champ de phase pour différents types de désordre [91]. Ces simulations montrent une forte contribution de la taille des défauts sur la dynamique des parois. De plus, les contributions de la structure de la paroi et de la structure des défauts au mécanisme d'ancrage demandent à être mieux comprises. Les premiers modèles proposés pour une marche [89] ou un puits [90] d'anisotropie, qui montrent des effets de lissage du potentiel d'ancrage pour des parois larges devant les défauts, devraient être poursuivis.

Enfin, une autre direction de recherche riche en perspectives est l'étude en température. Dans cette thèse, toutes les mesures ont été effectuées à température ambiante. Des résultats précédents mettent cependant en évidence une forte baisse de la longueur de corrélation du désordre à basse température [66]. Pour comprendre l'origine de ce phénomène, il serait particulièrement intéressant de pouvoir étudier les effets combinés de l'activation thermique et de la variation de structure des parois contrôlée par un champ planaire.

Annexe A

Paramètres

Cet appendice contient le tableau regroupant les paramètres caractérisant les trois échantillons utilisés pour les mesures de vitesse de paroi (page suivante).

Paramètre	Symbole	Unité	Pt/Co/Pt	Pt/Co/Au	Au/Co/Pt
Paramètres de l'échantillon					
Raideur de l'échange	A	pJ.m^{-1}	16	16	16
Aimantation à saturation	M_S	MA.m^{-1}	$1,621 \pm 0,037$	$1,646 \pm 0,013$	$1,614 \pm 0,015$
Épaisseur (cobalt)	t	Å	9	9	9
Anisotropie effective	K_0	kJ.m^{-3}	470 ± 13	635 ± 25	726 ± 81
DMI d'interface	D	mJ.m^{-2}	$0,000 \pm 0,095$	$-0,828 \pm 0,083$	$0,568 \pm 0,076$
DMI d'interface corrigé	D^*	mJ.m^{-2}	$0,00 \pm 0,10$	$-0,871 \pm 0,087$	$0,595 \pm 0,079$
DMI d'interface méthode 2	D^\dagger	mJ.m^{-2}	0	-1,17	0,930
Paramètres micromagnétiques					
Paramètre de largeur de paroi	Δ_0	nm	$5,834 \pm 0,083$	$5,020 \pm 0,010$	$4,69 \pm 0,26$
Énergie de la paroi de Bloch	σ_0	mJ.m^{-2}	$10,97 \pm 0,16$	$12,75 \pm 0,25$	$13,63 \pm 0,76$
Facteur démagnétisant Bloch/Néel	N_x		$3,40 \times 10^{-2}$	$3,96 \times 10^{-2}$	$4,23 \times 10^{-2}$
Anisotropie Bloch/Néel	K	kJ.m^{-3}	56,2	97,6	69,2
DMI critique Bloch/Néel	D_c	mJ.m^{-2}	0,417	0,432	0,414
DMI critique cycloïde	D_{c_0}	mJ.m^{-2}	3,49	4,06	4,34
Champs équivalents					
Champ d'anisotropie effective	$\mu_0 H_{K_0}$	T	$0,58 \pm 0,01$	$0,77 \pm 0,03$	$0,90 \pm 0,10$
Champ d'anisotropie Bloch/Néel	$\mu_0 H_K$	mT	693	820	858
Champ au minimum de vitesse	$\mu_0 H_{x,\min}$	mT	0 ± 10	100 ± 10	-75 ± 10
Champ équivalent de DMI — $D^{(a)}$	$\mu_0 H_{\text{DMI}}$	mT	0 ± 10	-100 ± 10	75 ± 10
Champ équivalent de DMI — $D^{(b)}$	$\mu_0 H_{\text{DMI}}$	mT	0 ± 11	-105 ± 11	79 ± 11
Champ équivalent de DMI — $D^{(c)}$	$\mu_0 H_{\text{DMI}}$	mT	0 ± 10	-141 ± 15	123 ± 17

TABLE A.1 – Tableau récapitulatif des paramètres des échantillons. Les lignes en vert correspondent aux paramètres mesurés, les autres aux paramètres calculés. La raideur de l'échange A (en rouge) est supposée.

Bibliographie

- [1] W. M. WITTENBERG, « Magnetic core memory », US2910674A (oct. 1959).
- [2] M. N. BAIBICH, J. M. BROTO, A. FERT, F. N. VAN DAU, F. PETROFF, P. ETIENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH et J. CHAZELAS, « Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices », *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472-2475 (1988) 10.1103/PhysRevLett.61.2472.
- [3] G. BINASCH, P. GRÜNBERG, F. SAURENBACH et W. ZINN, « Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange », *Phys. Rev. B* **39**, 4828-4830 (1989) 10.1103/PhysRevB.39.4828.
- [4] S. S. P. PARKIN, M. HAYASHI et L. THOMAS, « Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory », *Science* **320**, 190-194 (2008) 10.1126/science.1145799.
- [5] I. DZYALOSHINSKY, « A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics », *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **4**, 241-255 (1958) 10.1016/0022-3697(58)90076-3.
- [6] T. MORIYA, « Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism », *Physical Review* **120**, 91-98 (1960) 10.1103/PhysRev.120.91.
- [7] F. HELLMAN, A. HOFFMANN, Y. TSEKOVNYAK, G. S. D. BEACH, E. E. FULLERTON, C. LEIGHTON, A. H. MACDONALD, D. C. RALPH, D. A. ARENA, H. A. DÜRR, P. FISCHER, J. GROLLIER, J. P. HEREMANS, T. JUNGWIRTH, A. V. KIMEL, B. KOOPMANS, I. N. KRIVOROTOV, S. J. MAY, A. K. PETFORD-LONG, J. M. RONDINELLI, N. SAMARTH, I. K. SCHULLER, A. N. SLAVIN, M. D. STILES, O. TCHERNYSHYOV, A. THIIVILLE et B. L. ZINK, « Interface-induced phenomena in magnetism », *Reviews of Modern Physics* **89**, Publisher: American Physical Society, 025006 (2017) 10.1103/RevModPhys.89.025006.

- [8] M. BODE, M. HEIDE, K. VON BERGMANN, P. FERRIANI, S. HEINZE, G. BIHLMAYER, A. KUBETZKA, O. PIETZSCH, S. BLÜGEL et R. WIESENDANGER, « Chiral magnetic order at surfaces driven by inversion asymmetry », *Nature* **447**, Number: 7141 Publisher: Nature Publishing Group, 190-193 (2007) 10.1038/nature05802.
- [9] M. HEIDE, G. BIHLMAYER et S. BLÜGEL, « Dzyaloshinskii-Moriya interaction accounting for the orientation of magnetic domains in ultrathin films : Fe/W(110) », *Phys. Rev. B* **78**, 140403 (2008) 10.1103/PhysRevB.78.140403.
- [10] S. HEINZE, K. VON BERGMANN, M. MENZEL, J. BREDE, A. KUBETZKA, R. WIESENDANGER, G. BIHLMAYER et S. BLÜGEL, « Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions », *Nature Physics* **7**, Number: 9 Publisher: Nature Publishing Group, 713-718 (2011) 10.1038/nphys2045.
- [11] I. M. MIRON, T. MOORE, H. SZAMBOLICS, L. D. BUDA-PREJBEANU, S. AUFFRET, B. RODMACQ, S. PIZZINI, J. VOGEL, M. BONFIM, A. SCHUHL et G. GAUDIN, « Fast current-induced domain-wall motion controlled by the Rashba effect », *Nature Materials* **10**, Number: 6 Publisher: Nature Publishing Group, 419-423 (2011) 10.1038/nmat3020.
- [12] A. THIAVILLE, S. ROHART, É. JUÉ, V. CROS et A. FERT, « Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films », *EPL (Europhysics Letters)* **100**, 57002 (2012) 10.1209/0295-5075/100/57002.
- [13] A. P. MALOZEMOFF et J. C. SLONCZEWSKI, *Magnetic domain walls in bubble materials*, English (Academic Press, New York, 1979).
- [14] A. VANSTEENKISTE, J. LELIAERT, M. DVORNIK, M. HELSEN, F. GARCIA-SANCHEZ et B. VAN WAEYENBERGE, « The design and verification of MuMax3 », *AIP Advances* **4**, 107133 (2014) 10.1063/1.4899186.
- [15] G. BLATTER, M. V. FEIGEL'MAN, V. B. GESHKENBEIN, A. I. LARKIN et V. M. VINOKUR, « Vortices in high-temperature superconductors », *Reviews of Modern Physics* **66**, 1125-1388 (1994) 10.1103/RevModPhys.66.1125.
- [16] T. GIAMARCHI, A. KOLTON et A. ROSSO, « Dynamics of Disordered Elastic Systems », in *Jamming, Yielding, and Irreversible Deformation in Condensed Matter*, sous la dir. de M. C. MIGUEL et M. RUBI, *Lecture Notes in Physics* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2006), p. 91-108, 10.1007/3-540-33204-9_6.
- [17] S. LEMERLE, J. FERRÉ, C. CHAPPERT, V. MATHET, T. GIAMARCHI et P. LE DOUSSAL, « Domain Wall Creep in an Ising Ultrathin Magnetic Film », *Physical Review Letters* **80**, 849-852 (1998) 10.1103/PhysRevLett.80.849.
- [18] S.-G. JE, D.-H. KIM, S.-C. YOO, B.-C. MIN, K.-J. LEE et S.-B. CHOE, « Asymmetric magnetic domain-wall motion by the Dzyaloshinskii-Moriya interaction », *Physical Review B* **88**, 214401 (2013) 10.1103/PhysRevB.88.214401.

- [19] R. LAVRIJSEN, D. M. F. HARTMANN, A. van den BRINK, Y. YIN, B. BARCONES, R. A. DUINE, M. A. VERHEIJEN, H. J. M. SWAGTEN et B. KOOPMANS, « Asymmetric magnetic bubble expansion under in-plane field in Pt/Co/Pt : Effect of interface engineering », *Physical Review B* **91**, 104414 (2015) 10.1103/PhysRevB.91.104414.
- [20] M. VAŇATKA, J.-C. ROJAS-SÁNCHEZ, J. VOGEL, M. BONFIM, M. BELMEGUENAI, Y. ROUSSIGNÉ, A. STASHKEVICH, A. THIAVILLE et S. PIZZINI, « Velocity asymmetry of Dzyaloshinskii domain walls in the creep and flow regimes », *Journal of Physics: Condensed Matter* **27**, 326002 (2015) 10.1088/0953-8984/27/32/326002.
- [21] D. LAU, V. SUNDAR, J.-G. ZHU et V. SOKALSKI, « Energetic molding of chiral magnetic bubbles », *Phys. Rev. B* **94**, 060401 (2016) 10.1103/PhysRevB.94.060401.
- [22] V. JEUDY, A. MOUGIN, S. BUSTINGORRY, W. SAVERO TORRES, J. GORCHON, A. B. KOLTON, A. LEMAÎTRE et J.-P. JAMET, « Universal Pinning Energy Barrier for Driven Domain Walls in Thin Ferromagnetic Films », *Physical Review Letters* **117**, 057201 (2016) 10.1103/PhysRevLett.117.057201.
- [23] R. DIAZ PARDO, W. SAVERO TORRES, A. B. KOLTON, S. BUSTINGORRY et V. JEUDY, « Universal depinning transition of domain walls in ultrathin ferromagnets », *Physical Review B* **95**, 184434 (2017) 10.1103/PhysRevB.95.184434.
- [24] P. GÉHANNE, S. ROHART, A. THIAVILLE et V. JEUDY, « Strength and length scale of the interaction between domain walls and pinning disorder in thin ferromagnetic films », *Phys. Rev. Research* **2**, 043134 (2020) 10.1103/PhysRevResearch.2.043134.
- [25] P. GÉHANNE, A. THIAVILLE, S. ROHART et V. JEUDY, « Chiral magnetic domain walls under transverse fields : a semi-analytical model », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 10.1016/j.jmmm.2021.167916 (2021) 10.1016/j.jmmm.2021.167916.
- [26] W. F. BROWN, *Micromagnetics*, 18 (interscience publishers, 1963).
- [27] A. HUBERT et R. SCHÄFER, *Magnetic Domains : The Analysis of Magnetic Microstructures* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1998).
- [28] L. LANDAU et E. LIFSHITZ, « On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. Reprinted from *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion* 8, Part 2, 153, 1935. », in *Perspectives in Theoretical Physics*, sous la dir. de L. P. PITAIEVSKI (Pergamon, Amsterdam, jan. 1992), p. 51-65, 10.1016/B978-0-08-036364-6.50008-9.
- [29] T. H. PHAM, J. VOGEL, J. SAMPAIO, M. VAŇATKA, J.-C. ROJAS-SÁNCHEZ, M. BONFIM, D. S. CHAVES, F. CHOUËIKANI, P. OHRESSER, E. OTERO, A. THIAVILLE et S. PIZZINI, « Very large domain wall velocities in Pt/Co/GdOx and Pt/Co/Gd trilayers with Dzyaloshinskii-Moriya interaction », *EPL (Europhysics Letters)* **113**, 67001 (2016) 10.1209/0295-5075/113/67001.

- [30] W. DÖRING, « Mikromagnetismus », in *Ferromagnetism / Ferromagnetismus*, sous la dir. de H. P. J. WIJN, Encyclopedia of Physics / Handbuch der Physik (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1966), p. 341-437, 10.1007/978-3-642-46035-7_3.
- [31] J. M. D. COEY, *Magnetism and Magnetic Materials* (Cambridge University Press, mars 2010), 10.1017/CB09780511845000.
- [32] P. M. SHEPLEY, H. TUNNICLIFFE, K. SHAHBAZI, G. BURNELL et T. A. MOORE, « Magnetic properties, domain-wall creep motion, and the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in Pt/Co/Ir thin films », *Physical Review B* **97**, 134417 (2018) 10.1103/PhysRevB.97.134417.
- [33] L. NÉEL, « L'anisotropie superficielle des substances ferromagnétiques », *CR Acad. Sci. Paris* **237**, 1468-1470 (1953).
- [34] U. GRADMANN, « Magnetic surface anisotropies », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **54-57**, 733-736 (1986) 10.1016/0304-8853(86)90230-1.
- [35] A. FERT et P. M. LEVY, « Role of Anisotropic Exchange Interactions in Determining the Properties of Spin-Glasses », *Physical Review Letters* **44**, 1538-1541 (1980) 10.1103/PhysRevLett.44.1538.
- [36] A. FERT, V. CROS et J. SAMPAIO, « Skyrmions on the track », *Nature Nanotechnology* **8**, 152-156 (2013) 10.1038/nnano.2013.29.
- [37] A. N. BOGDANOV et D. A. YABLONSKII, « Thermodynamically stable "vortices" in magnetically ordered crystals. The mixed state of magnets », *JETP*, 3 (1998).
- [38] A. BOGDANOV et A. HUBERT, « Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **138**, 255-269 (1994) 10.1016/0304-8853(94)90046-9.
- [39] S. ROHART et A. THIAVILLE, « Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction », *Physical Review B* **88**, 184422 (2013) 10.1103/PhysRevB.88.184422.
- [40] G. CHEN, T. MA, A. T. N'DIAYE, H. KWON, C. WON, Y. WU et A. K. SCHMID, « Tailoring the chirality of magnetic domain walls by interface engineering », *Nature Communications* **4**, Number: 1 Publisher: Nature Publishing Group, 2671 (2013) 10.1038/ncomms3671.
- [41] S. MÜHLBAUER, B. BINZ, F. JONIETZ, C. PFLEIDERER, A. ROSCH, A. NEUBAUER, R. GEORGII et P. BÖNI, « Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet », *Science* **323**, Publisher: American Association for the Advancement of Science, 915-919 (2009) 10.1126/science.1166767.

- [42] K. EVERSCHOR, « Current-Induced Dynamics of Chiral Magnetic Structures : Skyrmions, Emergent Electrodynamics and Spin-Transfer Torques », PhD thesis (Universität zu Köln, 2012).
- [43] T. DEVOLDER, « Light ion irradiation of Co/Pt systems : Structural origin of the decrease in magnetic anisotropy », *Physical Review B* **62**, Publisher: American Physical Society, 5794-5802 (2000) 10.1103/PhysRevB.62.5794.
- [44] J.-P. TETIENNE, T. HINGANT, L. J. MARTÍNEZ, S. ROHART, A. THIAVILLE, L. H. DIEZ, K. GARCIA, J.-P. ADAM, J.-V. KIM, J.-F. ROCH, I. M. MIRON, G. GAUDIN, L. VILA, B. OCKER, D. RAVELOSONA et V. JACQUES, « The nature of domain walls in ultrathin ferromagnets revealed by scanning nanomagnetometry », *Nature Communications* **6**, 6733 (2015) 10.1038/ncomms7733.
- [45] S. V. TARASENKO, A. STANKIEWICZ, V. V. TARASENKO et J. FERRÉ, « Bloch wall dynamics in ultrathin ferromagnetic films », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **189**, 19-24 (1998) 10.1016/S0304-8853(98)00230-3.
- [46] T. L. GILBERT, « A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials », *IEEE Transactions on Magnetics* **40**, 3443-3449 (2004) 10.1109/TMAG.2004.836740.
- [47] J. C. SLONCZEWSKI, « Dynamics of magnetic domain walls », *AIP Conference Proceedings* **5**, 170-174 (1972) 10.1063/1.3699416.
- [48] N. L. SCHRYER et L. R. WALKER, « The motion of 180° domain walls in uniform dc magnetic fields », *Journal of Applied Physics* **45**, 5406-5421 (1974) 10.1063/1.1663252.
- [49] A. THIAVILLE et Y. NAKATANI, « Domain-Wall Dynamics in Nanowires and Nanostrips », in *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*, sous la dir. de B. HILLEBRANDS et A. THIAVILLE, Topics in Applied Physics (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2006), p. 161-205, 10.1007/10938171_5.
- [50] G. S. D. BEACH, C. NISTOR, C. KNUTSON, M. TSOI et J. L. ERSKINE, « Dynamics of field-driven domain-wall propagation in ferromagnetic nanowires », *Nature Materials* **4**, 741-744 (2005) 10.1038/nmat1477.
- [51] A. DOURLAT, V. JEUDY, A. LEMAÎTRE et C. GOURDON, « Field-driven domain-wall dynamics in (Ga,Mn)As films with perpendicular anisotropy », *Physical Review B* **78**, 161303 (2008) 10.1103/PhysRevB.78.161303.
- [52] R. DÍAZ PARDO, « Universal behaviors of magnetic domain walls in thin ferromagnets », PhD thesis (Université Paris-Saclay, oct. 2018).
- [53] J. C. SLONCZEWSKI, « Dynamics of Magnetic Domain Walls », *International Journal of Magnetism* **2**, 85-97 (1972).

- [54] V. KRIZAKOVA, J. P. GARCIA, J. VOGEL, N. ROUGEMAILLE, D. d. S. CHAVES, S. PIZZINI et A. THIAVILLE, « Study of the velocity plateau of Dzyaloshinskii domain walls », *Physical Review B* **100**, Publisher: American Physical Society, 214404 (2019) 10.1103/PhysRevB.100.214404.
- [55] E. JUÉ, A. THIAVILLE, S. PIZZINI, J. MILTAT, J. SAMPAIO, L. D. BUDA-PREJBEANU, S. ROHART, J. VOGEL, M. BONFIM, O. BOULLE, S. AUFFRET, I. M. MIRON et G. GAUDIN, « Domain wall dynamics in ultrathin Pt/Co/AlO_x microstrips under large combined magnetic fields », *Physical Review B* **93**, 014403 (2016) 10.1103/PhysRevB.93.014403.
- [56] A. A. THIELE, « Steady-State Motion of Magnetic Domains », *Physical Review Letters* **30**, 230-233 (1973) 10.1103/PhysRevLett.30.230.
- [57] A. A. THIELE, « Applications of the gyrocoupling vector and dissipation dyadic in the dynamics of magnetic domains », *Journal of Applied Physics* **45**, 377-393 (1974) 10.1063/1.1662989.
- [58] W. JIANG, X. ZHANG, G. YU, W. ZHANG, X. WANG, M. BENJAMIN JUNGFLAISCH, J. E. PEARSON, X. CHENG, O. HEINONEN, K. L. WANG, Y. ZHOU, A. HOFFMANN et S. G. E. te VELTHUIS, « Direct observation of the skyrmion Hall effect », *Nature Physics* **13**, 162-169 (2017) 10.1038/nphys3883.
- [59] A. HUBERT, *Theorie der Domänenwände in geordneten Medien*, Lecture Notes in Physics 26 (Springer, Berlin, 1974).
- [60] T. NATTERMANN, Y. SHAPIR et I. VILFAN, « Interface pinning and dynamics in random systems », *Physical Review B* **42**, Publisher: American Physical Society, 8577-8586 (1990) 10.1103/PhysRevB.42.8577.
- [61] P. CHAUVE, T. GIAMARCHI et P. LE DOUSSAL, « Creep and depinning in disordered media », *Physical Review B* **62**, 6241-6267 (2000) 10.1103/PhysRevB.62.6241.
- [62] P. J. METAXAS, J. P. JAMET, A. MOUGIN, M. CORMIER, J. FERRÉ, V. BALTZ, B. RODMACQ, B. DIENY et R. L. STAMPS, « Creep and Flow Regimes of Magnetic Domain-Wall Motion in Ultrathin Pt/Co/Pt Films with Perpendicular Anisotropy », *Physical Review Letters* **99**, 217208 (2007) 10.1103/PhysRevLett.99.217208.
- [63] J. GORCHON, S. BUSTINGORRY, J. FERRÉ, V. JEUDY, A. B. KOLTON et T. GIAMARCHI, « Pinning-Dependent Field-Driven Domain Wall Dynamics and Thermal Scaling in an Ultrathin Pt/Co/Pt Magnetic Film », *Physical Review Letters* **113**, 027205 (2014) 10.1103/PhysRevLett.113.027205.
- [64] S. SANTUCCI, K. J. MÅLØY, A. DELAPLACE, J. MATHIESEN, A. HANSEN, J. Ø. HAAVIG BAKKE, J. SCHMITTBUHL, L. VANEL et P. RAY, « Statistics of fracture surfaces », *Phys. Rev. E* **75**, 016104 (2007) 10.1103/PhysRevE.75.016104.

- [65] E. AGORITSAS, V. LECOMTE et T. GIAMARCHI, « Disordered elastic systems and one-dimensional interfaces », *Physica B: Condensed Matter*, Proceedings of the International Workshop on Electronic Crystals (ECRYS-2011) **407**, 1725-1733 (2012) 10.1016/j.physb.2012.01.017.
- [66] V. JEUDY, R. DÍAZ PARDO, W. SAVERO TORRES, S. BUSTINGORRY et A. B. KOLTON, « Pinning of domain walls in thin ferromagnetic films », *Physical Review B* **98**, 054406 (2018) 10.1103/PhysRevB.98.054406.
- [67] J. FERRÉ, P. J. METAXAS, A. MOUGIN, J.-P. JAMET, J. GORCHON et V. JEUDY, « Universal magnetic domain wall dynamics in the presence of weak disorder », *Comptes Rendus Physique*, Disordered systems / Systèmes désordonnés **14**, 651-666 (2013) 10.1016/j.crhy.2013.08.001.
- [68] E. E. FERRERO, S. BUSTINGORRY et A. B. KOLTON, « Nonsteady relaxation and critical exponents at the depinning transition », *Physical Review E* **87**, 032122 (2013) 10.1103/PhysRevE.87.032122.
- [69] S. BUSTINGORRY, A. B. KOLTON et T. GIAMARCHI, « Thermal rounding exponent of the depinning transition of an elastic string in a random medium », *Physical Review E* **85**, 021144 (2012) 10.1103/PhysRevE.85.021144.
- [70] S. BUSTINGORRY, A. B. KOLTON et T. GIAMARCHI, « Thermal rounding of the depinning transition », *EPL (Europhysics Letters)* **81**, Publisher: IOP Publishing, 26005 (2007) 10.1209/0295-5075/81/26005.
- [71] A. B. KOLTON, A. ROSSO, T. GIAMARCHI et W. KRAUTH, « Creep dynamics of elastic manifolds via exact transition pathways », *Physical Review B* **79**, 184207 (2009) 10.1103/PhysRevB.79.184207.
- [72] A. B. KOLTON, A. ROSSO, T. GIAMARCHI et W. KRAUTH, « Dynamics below the Depinning Threshold in Disordered Elastic Systems », *Physical Review Letters* **97**, 057001 (2006) 10.1103/PhysRevLett.97.057001.
- [73] E. E. FERRERO, S. BUSTINGORRY, A. B. KOLTON et A. ROSSO, « Numerical approaches on driven elastic interfaces in random media », *Comptes Rendus Physique* **14**, Disordered systems / Systèmes désordonnés, 641-650 (2013) <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2013.08.002>.
- [74] N. B. CABALLERO, I. FERNÁNDEZ AGUIRRE, L. J. ALBORNOZ, A. B. KOLTON, J. C. ROJAS-SÁNCHEZ, S. COLLIN, J. M. GEORGE, R. DIAZ PARDO, V. JEUDY, S. BUSTINGORRY et J. CURIALE, « Excess velocity of magnetic domain walls close to the depinning field », *Physical Review B* **96**, 224422 (2017) 10.1103/PhysRevB.96.224422.
- [75] K.-J. KIM, J.-C. LEE, S.-M. AHN, K.-S. LEE, C.-W. LEE, Y. J. CHO, S. SEO, K.-H. SHIN, S.-B. CHOE et H.-W. LEE, « Interdimensional universality of dynamic interfaces », *Nature* **458**, 740-742 (2009) 10.1038/nature07874.

- [76] E. AGORITSAS, V. LECOMTE et T. GIAMARCHI, « Static fluctuations of a thick one-dimensional interface in the 1+1 directed polymer formulation », *Physical Review E* **87**, 042406 (2013) 10.1103/PhysRevE.87.042406.
- [77] F. CAYSSOL, D. RAVELOSONA, C. CHAPPERT, J. FERRÉ et J. P. JAMET, « Domain Wall Creep in Magnetic Wires », *Physical Review Letters* **92**, 107202 (2004) 10.1103/PhysRevLett.92.107202.
- [78] A. BALK, K.-W. KIM, D. PIERCE, M. STILES, J. UNGURIS et S. STAVIS, « Simultaneous control of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction and magnetic anisotropy in nanomagnetic trilayers », *Physical Review Letters* **119**, 077205 (2017) 10.1103/PhysRevLett.119.077205.
- [79] J. P. PELLEGRIN, D. LAU et V. SOKALSKI, « Dispersive Stiffness of Dzyaloshinskii Domain Walls », *Physical Review Letters* **119**, 027203 (2017) 10.1103/PhysRevLett.119.027203.
- [80] D. M. F. HARTMANN, R. A. DUINE, M. J. MEIJER, H. J. M. SWAGTEN et R. LAVRIJSEN, « Creep of chiral domain walls », *Phys. Rev. B* **100**, 094417 (2019) 10.1103/PhysRevB.100.094417.
- [81] J. KERR, « On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet », *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **3**, 321-343 (1877) 10.1080/14786447708639245.
- [82] A. KÖHLER, « Ein neues Beleuchtungsverfahren für mikrophotographische Zwecke », *Zeitschrift für wissenschaftliche Mikroskopie und für mikroskopische Technik* **10**, 433-440 (1893).
- [83] J. MCCORD, « Progress in magnetic domain observation by advanced magneto-optical microscopy », *Journal of Physics D: Applied Physics* **48**, 333001 (2015) 10.1088/0022-3727/48/33/333001.
- [84] M. BELMEGUENAI, J.-P. ADAM, Y. ROUSSIGNÉ, S. EIMER, T. DEVOLDER, J.-V. KIM, S. M. CHERIF, A. STASHKEVICH et A. THIAVILLE, « Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in perpendicularly magnetized Pt/Co/AlO_x ultrathin films measured by Brillouin light spectroscopy », *Phys. Rev. B* **91**, 180405 (2015) 10.1103/PhysRevB.91.180405.
- [85] S. PIZZINI, J. VOGEL, S. ROHART, L. D. BUDA-PREJBEANU, E. JUÉ, O. BOULLE, I. M. MIRON, C. K. SAFEER, S. AUFFRET, G. GAUDIN et A. THIAVILLE, « Chirality-Induced Asymmetric Magnetic Nucleation in Pt/Co/AlO_x Ultrathin Microstructures », *Physical Review Letters* **113**, 047203 (2014) 10.1103/PhysRevLett.113.047203.

-
- [86] E. C. STONER et E. P. WOHLFARTH, « A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys », *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* **240**, 599-642 (1948) 10.1098/rsta.1948.0007.
- [87] K. SHAHBAZI, « Dzyaloshinskii-Moriya Interaction and Domain Wall Motion in Polycrystalline and Epitaxial Magnetic Multilayers », PhD thesis (University of Leeds, déc. 2018).
- [88] K. DI, V. L. ZHANG, H. S. LIM, S. C. NG, M. H. KUOK, J. YU, J. YOON, X. QIU et H. YANG, « Direct Observation of the Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in a Pt/Co/Ni Film », *Physical Review Letters* **114**, Publisher: American Physical Society, 047201 (2015) 10.1103/PhysRevLett.114.047201.
- [89] J. H. FRANKEN, M. HOEIJMAKERS, R. LAVRIJSEN et H. J. M. SWAGTEN, « Domain-wall pinning by local control of anisotropy in Pt/Co/Pt strips », *Journal of Physics: Condensed Matter* **24**, 024216 (2011) 10.1088/0953-8984/24/2/024216.
- [90] R. SOUCAILLE, « De l'importance de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya sur la dynamique sous champ des parois de domaines magnétiques dans des films désordonnés », 2016SACLS391, thèse de doct. (2016).
- [91] N. B. CABALLERO, E. E. FERRERO, A. B. KOLTON, J. CURIALE, V. JEUDY et S. BUSTINGORRY, « Magnetic domain wall creep and depinning : A scalar field model approach », *Phys. Rev. E* **97**, 062122 (2018) 10.1103/PhysRevE.97.062122.

Titre : Dynamiques de parois de domaines magnétiques chirales en présence de défauts

Mots clés : Magnétisme, couches minces, dynamique, universalité, défauts, DMI, microscopie magnéto-optique.

Résumé : L'interaction Dzyaloshinskii-Moriya dans les couches magnétiques ultraminces est à l'origine de parois de domaines magnétiques chirales, qui présentent un fort intérêt pour la spintronique et le stockage magnétique. Cette thèse cherche à obtenir une meilleure description de parois magnétiques chirales soumises à un champ planaire permettant de modifier leur comportement statique et dynamique. Le premier chapitre de la thèse fait le point sur les théories existantes et les derniers résultats expérimentaux concernant la dynamique de parois chirales. Le deuxième chapitre décrit les méthodes utilisées pour mesurer la vitesse des parois de domaines dans trois échan-

tillons de couches magnétiques ultraminces à anisotropie perpendiculaire. Pour accéder à la structure des parois nous avons développé un nouveau modèle micromagnétique, dit du petit cercle, qui est présenté dans le chapitre trois. Le chapitre quatre présente nos résultats expérimentaux de dynamique de parois, ainsi que l'analyse universelle permettant d'en extraire les paramètres macroscopiques décrivant le désordre et la valeur de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya. Enfin, le cinquième chapitre présente nos conclusions sur l'interaction entre la structure des parois de domaine et son ancrage par l'échantillon.

Title : Defect-influenced dynamics of chiral magnetic domain walls.

Keywords : Magnetism, ultrathin films, dynamics, universality, defects, DMI, MOKE.

Abstract : The Dzyaloshinskii-Moriya interaction in ultrathin magnetic films gives birth to chiral magnetic domain walls, which have a potential for applications in spintronics and magnetic storage. This thesis aims for a better description of chiral domain-walls under an external in-plane magnetic field used to affect their static and dynamic behaviors. The first chapter gives an overview of existing theoretical and experimental works concerning chiral domain walls. The second chapter describes the methods used by the author to measure the velocity of domain walls in three different samples of ultrathin magnetic films with perpen-

dicular anisotropy. A new semi-analytical model, dubbed the "small-circle" and detailed in chapter three, was developed to address the determination of the domain wall structure. The fourth chapter presents the experimental results of our study of domain wall velocity under out-of-plane and in-plane field, as well as the universal analysis allowing to extract pinning parameters and the value of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction. Finally, chapter five shows that our experiments allow to measure the strength and length-scale of the interaction between domain walls and the underlying pinning disorder.

