



HAL
open science

De l'importance de l'interaction de
Dzyaloshinskii-Moriya sur la dynamique sous champ des
parois de domaines magnétiques dans des films
désordonnés

Rémy Soucaille

► To cite this version:

Rémy Soucaille. De l'importance de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya sur la dynamique sous champ des parois de domaines magnétiques dans des films désordonnés. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS391 . tel-01495704

HAL Id: tel-01495704

<https://theses.hal.science/tel-01495704>

Submitted on 26 Mar 2017

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

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

NNT : 2016SACLS391

THÈSE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À
L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD

Ecole doctorale n°575
Electrical, Optical, Bio - physics and Engineering
Spécialité de doctorat : Physique

par
M. RÉMY SOUCAILLE

De l'importance de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya sur la
dynamique sous champ des parois de domaines magnétiques dans des
films désordonnés

Thèse présentée et soutenue au Centre de nanoscience et de nanotechnologie
le 13 décembre 2016.

Composition du Jury :

M.	VINCENT JEUDY	Professeur des universités	LPS	Président du jury
M.	JAN VOGEL	Directeur de recherche	Institut Néel	Rapporteur
M.	MATTHIEU BAILLEUL	Chargé de recherche	IPCMS	Rapporteur
Mme	LAURA THEVENARD	Chargée de recherche	INSP	Examinatrice
M.	THOMAS HAUET	Maitre de Conférences	IJL	Examineur
M.	THIBAUT DEVOLDER	Directeur de recherche	C2N	Directeur de thèse
M.	JEAN-PAUL ADAM	Chargé de recherche	C2N	Invité



Thèse effectuée au sein du **centre de Nanosciences et de Nanotechnologies**

de l'Université Paris-Sud
15, Rue Georges Clemenceau
91405 Orsay cedex
France

Table des matières

1	État de l'art et théorie	1
1.1	Description de l'aimantation et de ses interactions	5
1.1.1	L'interaction de Zeeman	6
1.1.2	L'interaction dipolaire	6
1.1.3	L'anisotropie	7
1.1.4	L'interaction d'échange	8
1.1.5	Dynamique de l'aimantation : équation de Landau-Lifshitz-Gilbert	9
1.1.6	Résonance ferromagnétique	10
1.2	L'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya	12
1.2.1	Expression de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya à l'interface	14
1.2.2	Quelques effets de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya à l'interface	14
1.3	Paroi de Domaines	15
1.3.1	Profil d'une paroi de Bloch	15
1.3.2	Énergie de paroi	17
1.3.3	Model 1D	21
1.4	Ondes de Spin	22
1.4.1	Influence de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya sur les ondes de spin	23
1.4.2	Modes de Damon-Eshbach (MSSW)	25
2	Techniques Expérimentales	27
2.1	Fabrication des échantillons, micro-fabrication	27

2.1.1	Exemple 1 : Couche libre à anisotropie perpendiculaire	27
2.1.2	Exemple 2 : Nanopilier composé d'une demi-jonction tunnel	28
2.2	Résonance ferromagnétique à large bande : VNA-FMR	29
2.3	Méthodes de caractérisation du DMI	31
2.3.1	Magnétométrie par centre NV	32
2.3.2	Méthode par diffusion Brillouin	35
2.4	Méthodes magnéto-optiques	37
2.4.1	Description des effets magnéto-optiques	37
2.4.2	Méthodes de mesure des effets magnéto-optiques	39
2.4.3	Développements	41
2.5	Simulations Micro-magnétiques	49
3	Caractérisation des échantillons de X(t)/ CoFeB(1 nm)/ MgO	53
4	Reptation pour la mesure de la DMI	59
4.1	Rappel sur la reptation de paroi	59
4.1.1	Les différentes échelles du système	60
4.1.2	Paroi de domaine, modification de l'élasticité sous champ.	64
4.2	X\CoFeB\MgO, mesure de la DMI	67
4.2.1	Régime de reptation en champ purement perpendiculaire	67
4.2.2	Vitesse de déplacement sous champ planaire et perpendiculaire conjoints	69
4.2.3	Mesure du DMI par BLS	74
4.2.4	Comparaison des mesures de DMI par reptation de paroi et par dif- fusion Brillouin	76
4.3	Précision sur les mesures de reptation	79
4.3.1	Ajustement de l'exposant de reptation dans le cas du W (3 nm)	79
4.3.2	Évolution des paramètres V_0 et κ^* de la loi de reptation :	81
4.4	Conclusion sur les mesures de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya par reptation	84
5	Parois en zigzags sous champ planaire	87

5.1	Énergie d'une paroi sous champ planaire	87
5.1.1	Effet d'un champ planaire sur la largeur de paroi	88
5.1.2	Tilt de l'aimantation dans les domaines	89
5.1.3	Simulation micromagnétique unidimensionnelle de l'énergie de paroi	90
5.2	Modèle, domaine de stabilité et élasticité de paroi	90
5.2.1	Cas où l'on peut décrire l'énergie de paroi en fonction du champ planaire par un cône	91
5.2.2	Domaines de stabilité pour un champ appliqué suivant X	93
5.2.3	Élasticité de la paroi	94
5.3	Simulation micro-magnétique avec des défauts	98
5.3.1	Domaines de stabilité et angle formé par la paroi zigzag	98
5.3.2	Élasticité de la paroi de domaine	102
5.4	Pour le CoFeB/MgO avec différentes sous-couches	105
5.4.1	Minimisation de l'énergie pour une paroi en Zigzag	105
5.4.2	Estimation de la zone donnant un état intermédiaire entre la paroi de Néel et de Bloch	108
5.4.3	Vérification des résultats des simulations micromagnétiques 1D par comparaison avec des simulations micromagnétique 2D	108
5.5	Conclusion sur le profil des parois	111
6	Description de la dynamique de l'aimantation : au-delà du modèle 1D	113
6.1	Vers une description plus complète des mouvements de parois : les modes de Winter	113
6.1.1	Équivalence entre les modes de Winter et une paroi flexible	115
6.1.2	Paroi flexible	116
6.1.3	Calcul de la dynamique de paroi	117
6.1.4	Loi d'évolution d'une paroi de domaines	120
6.1.5	Dynamique de paroi	121
6.2	Piégeage par une encoche	125
6.2.1	Géométrie de l'encoche	125

6.2.2	Les différents modes de vibration	126
6.2.3	Influence du rayon de courbure	126
6.2.4	Dépendance des modes de résonance de paroi avec une interaction de Dzyaloshinskii-Moriya	128
6.2.5	Amplitude des modes	131
6.3	Piégeage par des défauts d'anisotropie	133
6.3.1	Géométrie considérée	133
6.3.2	Modélisation du piégeage	134
6.3.3	Statique : évolution du champ de dépiégeage	138
6.3.4	Dynamique : évolution de la fréquence de résonance	142
6.3.5	Conclusion sur les simulations	146
6.3.6	Amplitude des modes	147
6.4	Conclusion sur la dynamique de paroi de domaine	147
Conclusions et perspectives		151

Remerciement

Je voudrais remercier tous ceux qui m'ont accompagné durant mon séjour à l'Institut d'Électronique Fondamentale et dans l'équipe Nomade. Tout d'abord un grand merci à Thibaut Devolder et Jean-Paul Adam pour m'avoir encadré et si bien accompagné durant ma thèse. Je voulais aussi remercier Joo-Von Kim pour toutes les réponses que tu m'as apportées mais aussi à Felipe Garcia-Sanchez pour m'avoir guidé en début de thèse, notamment pour m'avoir appris à réaliser, à comprendre et à éviter les écueils des simulations micromagnétiques. Un autre grand merci à Sylvain Eimer pour la conception et la réalisation de l'électroaimant du montage Kerr, mais aussi pour l'organisation des vendredis soir. Encore un autre à Nicolas Vernier pour m'avoir formé à la microscopie magnéto-optique. Un de plus à Karin Garcia pour ses conseils de micro et nano-fabrication.

Merci aussi à l'équipe de la CTU, notamment à David Bouville, Nathalie Isac, Jean-René Coudevylle et tous les autres qui m'avoir accompagné et conseillé sur la fabrication de mes échantillons.

Merci aussi à Vincent Jacques, Jean-Philippe Tetienne, Thomas Hingant, Isabell Gross, Mohamed Belmeguenai, Masamitsu Hayashi et Jacob Torrejon pour notre collaboration fructueuse sur les échantillons de CoFeB.

Je voulais aussi remercier Yuting Liu, Jérôme Williame et Adrien le Goff qui ont été des collègues de bureau toujours très sympa et qui ont su détendre l'atmosphère avec une blague bien placée. Charles et Adrien pour avoir été des colocs fantastiques : merci ! Merci aussi à toute la compagnie des planches à musique, merci pour la musique (et pour l'hébergement de ma clarinette).

Je souhaite aussi remercier l'Yvette pour avoir su s'imposer au sein du tout nouveau Centre de Nanoscience et de Nanotechnologie.

Je voulais enfin remercier Matthieu Bailleul et Jan Vogel qui ont rapporté ce manuscrit, Vincent Jeudy pour avoir présidé mon jury et Laura Thévenard ainsi que Thomas Hauet qui y ont participé.

Introduction

La densité de stockage d'information disponible a crû de façon exponentielle depuis les premiers disques magnétiques. L'information y est stockée sous forme de domaines magnétiques orientés vers le *haut* ou le *bas*. Une tête de lecture vient lire l'orientation des domaines enregistrés en mesurant le champ magnétique créé par ces domaines. La taille de ces domaines va de pair avec la densité d'information : pour augmenter la densité d'information (en bits/m²) il faut diminuer la taille des domaines. En réduisant la taille des domaines, la distance nécessaire entre la tête de lecture et le disque décroît. Ceci augmente le risque de planter la tête de lecture dans le disque et de le détruire. À cause des difficultés pour encore augmenter la densité d'information et de la partie mécanique sensible aux chocs, l'utilisation des disques durs pour le stockage des données a déjà été supplanté par d'autres systèmes de stockage tels que les mémoires flash notamment pour les applications nomades.

Parmi les autres dispositifs susceptibles d'atteindre des densités d'information raisonnables tout en ayant un temps d'accès rapide, les mémoires magnétiques à parois de domaines dans des nano-pistes sont une des voies possibles [1]. Dans ces systèmes, tout comme pour les disques dur, la position des domaines code l'information. La lecture de cette information ne se fait plus par le déplacement d'une tête de lecture mais par le déplacement des domaines magnétiques à la manière d'un registre à décalage. L'orientation des domaines est alors lue lorsqu'ils passent sous une zone de lecture.

Pour ne pas perdre l'information, les domaines doivent être déplacés de façon cohérente. Il est alors nécessaire d'avoir un moyen fiable et rapide de propager les parois de domaines d'un bloc. Pour cela il n'est pas possible d'utiliser un champ magnétique extérieur : avec un champ magnétique les domaines vont se comprimer ou s'étendre. Les deux parois vont se déplacer dans des directions opposées et il n'y aura pas de translation cohérente de l'aimantation.

L'utilisation d'un courant polarisé en spin permet d'induire un couple sur l'aimantation qui permet le déplacement de l'aimantation. Il a été identifié plusieurs types de courant polarisé en spin par exemple avec un courant circulant dans le plan ou avec un courant polarisé en spin perpendiculaire au plan. L'utilisation d'un courant dans le plan a montré la possibilité d'utiliser un courant électrique pour pouvoir déplacer les parois de domaines

mais les densités de courant nécessaires sont trop fortes et les vitesses accessibles sont trop faibles.

Des mesures de vitesses de paroi dans des films de type Pt/Co/AlO_x ont montré qu'il est possible d'avoir des vitesses élevées avec des densités de courant plus faibles que celle pouvant être obtenues par un courant dans le plan [2]. La première explication se fondait sur l'effet Rashba qui induit un champ effectif sur l'aimantation [3]. Une autre explication se fonde sur l'effet Hall de spin : un pur courant de spin est généré perpendiculairement au plan lorsqu'un courant électrique circule dans un conducteur non-magnétique. Ce courant de spin permet de déplacer les parois de domaines si elles sont dans des configurations de Néel et leur sens de déplacement dépendra de la chiralité de la paroi de domaines. Si toutes les parois ont la même chiralité on peut espérer pouvoir déplacer d'un bloc et de façon cohérente l'aimantation dans une nano-piste. L'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya permet de générer des parois de Néel et chirales [4]. Ce comportement est schématisé dans la figure 1 qui présente la configuration de l'aimantation dans le système de Pt/Co/AlO_x, le courant électrique dans la couche de Pt génère un courant de spin qui va affecter l'aimantation dans la couche de Co. Les champs effectif ainsi générés (H_{SL}) permettent de déplacer la paroi dans la même direction.

Pour mieux comprendre le déplacement des parois de domaines, il est nécessaire de quan-

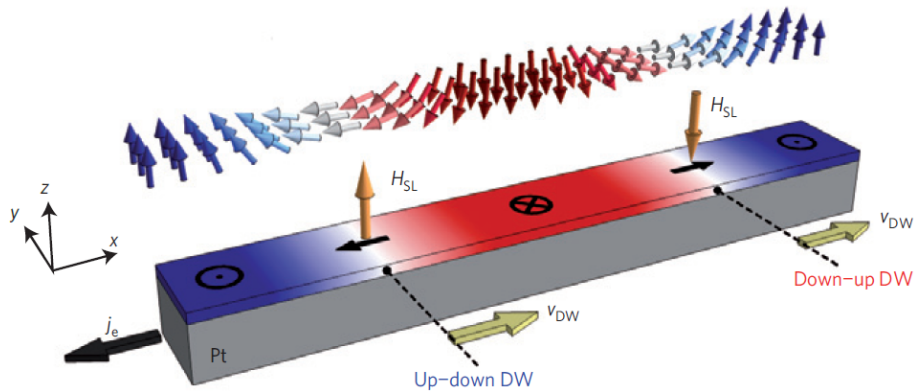


FIGURE 1 – Propagation cohérente de parois de Néel chirales induite par un courant généré par effet Hall de spin dans la couche de platine non-magnétique. Cette structure d'aimantation est induite par l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. Figure en provenance de [4].

tifier l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. Les différentes méthodes présentent des résultats qui ne sont pas en accord les uns avec les autres. Pour maîtriser le déplacement de paroi dans le but de réaliser des mémoires à parois sur piste magnétique il est nécessaire de comprendre la dynamique de la paroi dans ses détails mais aussi d'avoir une information sur les sources possibles du piégeage.

Dans le chapitre 1, je présenterai les aspects théoriques nécessaires pour comprendre les travaux présentés dans ce manuscrit.

Dans le chapitre 2, je présenterai les outils utilisés pour caractériser et simuler l'aimantation dans des films ferromagnétiques.

Les paramètres magnétiques des échantillons utilisés dans ce manuscrit seront présentés dans le chapitre 3.

Dans le chapitre 4, je présenterai les résultats sur les mesures de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya dans des films de CoFeB/MgO avec différentes sous-couches, les résultats seront comparés entre différentes méthodes, principalement par reptation de paroi et par mesure de la relation de dispersion d'ondes de spin.

Face aux désaccords entre les valeurs de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya mesurées dans le chapitre 4, je montrerai dans le chapitre 5 que le comportement d'une paroi de domaines sur un champ planaire ne peut pas être décrit par une paroi rectiligne et qu'il existe des conditions pour lesquelles il est plus favorable pour une paroi de domaines de se courber pour créer des zigzags.

Dans le dernier chapitre, je m'intéresserai à la dynamique haute fréquence de paroi de domaines piégée dans plusieurs configurations.

Chapitre 1

État de l'art et théorie

Une mémoire fondée sur l'utilisation de parois de domaines magnétiques stockées dans une piste ferromagnétique nécessite de maîtriser l'injection, le déplacement et la détection de ces mêmes parois. Ces trois fonctions sont présentes dans un magnétophone à bande. L'information y est stockée dans une bande magnétique sous forme de domaines. En défilant devant une tête de lecture le champ magnétique créé par ces domaines est détecté par induction. Une tête d'écriture écrit l'information sur la bande à l'aide d'un champ magnétique. Le déplacement de l'information est effectué mécaniquement en déroulant la bande.

La préoccupation principale étant la miniaturisation des composants, l'utilisation de champ magnétique pour manipuler l'aimantation ne semble plus appropriée : les champs magnétiques ne sont pas générés localement et peuvent venir perturber les cellules de mémoires voisines. De même, l'induction pour détecter des variations d'aimantation n'est pas compatible avec une réduction des dimensions, le flux du champ magnétique à travers une boucle est proportionnelle à sa surface. L'électronique de spin, la *spintronique*, propose des solutions tant au niveau de la manipulation que de la détection de l'information.

La découverte de la magnétorésistance géante (GMR) [5, 6] dans des multicouches magnétiques a permis d'avoir une réduction de la taille des têtes de lecture dans les disques durs. Suivant l'orientation relative de l'aimantation dans les couches la résistance va varier : typiquement la résistance est faible lorsque les aimantations sont parallèles et elle est élevée lorsqu'elles sont antiparallèles. Les changements de résistances typiques sont de l'ordre de 10%. La magnétorésistance tunnel (TMR) [7] repose sur un principe similaire mais les deux couches ferromagnétiques ne sont plus séparées par un métal non-magnétique mais par une barrière tunnel.

Le type de jonction a aussi évolué en passant de jonctions tunnel utilisant des barrières d' AlO_x [8, 9] amorphes à des barrières de MgO [10, 11]. Dans le cas de barrières tunnel

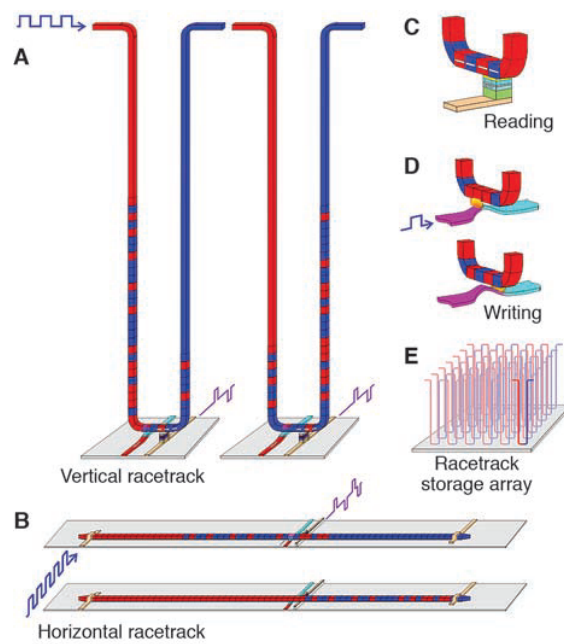


FIGURE 1.1 – Schéma d'une mémoire à piste magnétique. Des domaines magnétiques sont stockés dans une piste et l'aimantation est déplacée par un courant électrique. La lecture et l'écriture de l'information s'effectuent aussi électriquement. Les trois fonctions à réaliser sont représentées : le déplacement de paroi (A), la lecture (C) et l'écriture de l'information (D). Figure en provenance de [1].

amorphes le taux de magnétorésistance est limité par la polarisation en spin des électrons au niveau de Fermi suivant le modèle de Julière [7]. Les barrières de MgO permettent un filtrage supplémentaire en symétrie orbitale (en état de Bloch) lors du passage d'un électron par effet tunnel dans la couche de MgO [12, 13], il faut toutefois que la barrière de MgO soit bien cristallisée. Avec ce type de jonction il a été mesuré des taux de magnétorésistance tunnel de 604% [14] et des taux de magnétorésistance de 200% sont habituellement obtenues avec des faibles résistances de barrière [15].

Les jonctions tunnel font partie des briques élémentaires des mémoires magnétiques à jonction tunnel : les mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM). Ce type de mémoire repose sur l'utilisation d'une couche magnétique dite libre, c'est-à-dire dont l'aimantation pourra être retournée, et d'une couche magnétique fixe. La couche fixe a pour objectif de polariser en spin les électrons et de permettre une lecture électrique de la couche libre. Ces mémoires sont en plein développement et pourraient trouver leur place dans l'architecture des composants mémoires. Ce type de jonction peut être aussi utilisé dans les mémoires à parois de domaines dans des pistes magnétiques. En utilisant la piste magnétique comme couche libre et en plaçant sur cette piste une demi-jonction tunnel, il est envisageable de détecter des variations de résistance liées à l'orientation de la couche mince. La demi-jonction tunnel se compose alors de la barrière tunnel, typiquement de MgO, et de la couche ferromagnétique fixe de référence.

La manipulation de l'aimantation est un point critique pour les mémoires à piste magnétique pour ne pas perdre ou modifier l'information enregistrée. L'utilisation d'un courant polarisé en spin va influencer l'aimantation en lui transférant du moment angulaire : c'est le couple de transfert de spin [16, 17]. Un article de revue écrit par Ralph et Stiles [18] donne une bonne description du phénomène. Pour générer un courant polarisé en spin on peut se reposer sur une couche magnétique qui va polariser un courant électrique circulant dans cette couche ou se reposer sur l'effet Hall de spin. L'effet Hall de spin provoque une accumulation de spin à l'extrémité d'un conducteur non-magnétique. Le rapport entre le courant de spin généré et le courant de charge donne l'angle de l'effet Hall de spin.

L'orientation de la polarisation du courant de spin va fixer des conditions pour permettre un déplacement de paroi de domaines, ces conditions ont été résumées par Khvalkoskiy *et al.*[19] (voir le tableau dans la figure 1.3). Le cas permettant le déplacement de paroi par un courant créé par effet Hall de spin correspond uniquement au cas des parois de Néel. Les estimations montrent qu'il est au moins dix fois plus efficace de déplacer une paroi grâce à un courant de spin créé par effet Hall de spin que par un courant circulant directement dans la couche ferromagnétique (CIP) [19]. C'est là qu'intervient l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya qui permet de stabiliser des parois de Néel chirales [20]. La stabilisation des parois de Néel permet de plus d'accéder à des régimes plus élevés pour les vitesses de paroi avec des vitesses supérieures à 200 m/s [21, 22].

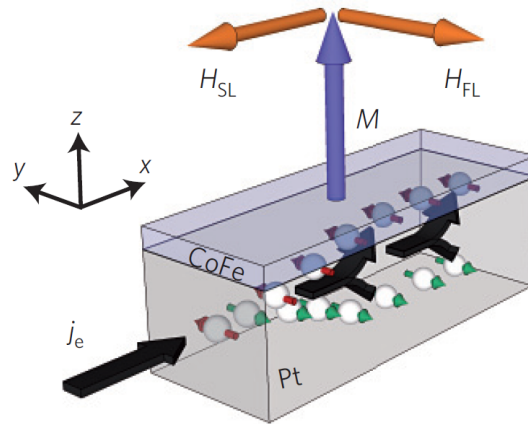


FIGURE 1.2 – Courant polarisé en spin créé par effet Hall de spin. L'orientation de la polarisation est suivant l'axe y pour un flux d'électrons suivant l'axe x . Figure en provenance de [4].

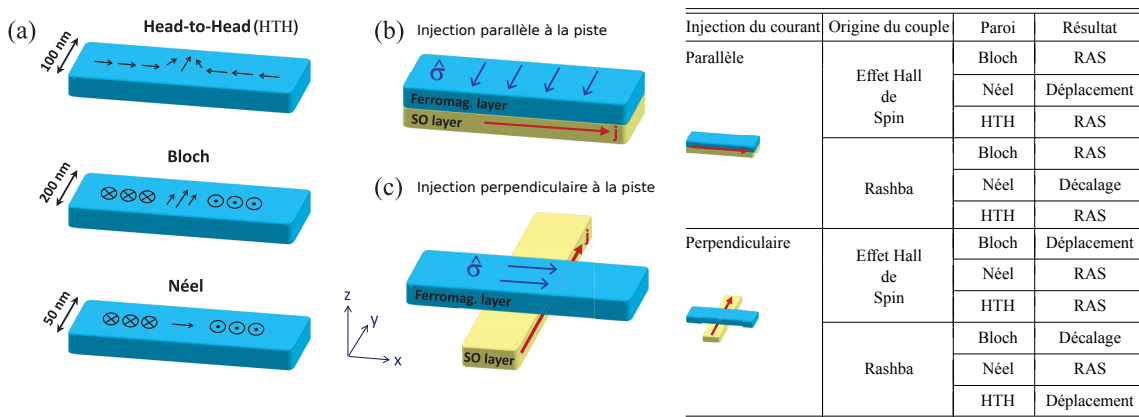


FIGURE 1.3 – Différentes géométries de paroi et d'injection de courant. Ici des parois de Néel et de Bloch dans des géométries à aimantation perpendiculaire et des parois *Head-to-Head* dans une géométrie planaire sont considérées. Le mouvement résultant est indiqué dans le tableau à droite pour des couples sur l'aimantation provenant de l'effet Hall de spin et de l'effet Rashba. Figure en provenance de [19].

Une nouvelle voie utilisant des multi-couches d'antiferromagnétique synthétique¹ permet d'atteindre des vitesses allant jusqu'à 750 m/s [23]. Les multi-couches antiferromagnétiques synthétiques limitent aussi les champs de fuite créés par les parois de domaines, favorisant aussi la réduction des dimensions.

Quelques exemples de dispositifs à trois ports utilisant le déplacement de parois de domaines existent dans la littérature [24]. Ce type de géométrie permet de limiter la sollicitation électrique de la jonction tunnel. Pour des MRAM le courant permettant l'écriture dans la couche libre passe directement par la barrière tunnel alors que pour un dispositif à trois terminaux le courant circule dans la couche ferromagnétique et la barrière tunnel n'est utilisée que pour permettre la lecture de l'état. Dans ces systèmes une paroi de domaines est nucléée puis déplacée par courant pour retourner l'aimantation. L'état de l'aimantation sous un nano-piller est lue électriquement.

Les possibilités de réduction des dimensions semblent bonnes jusqu'à des tailles d'environ quelques dizaines de nanomètres [25]. La difficulté est alors d'augmenter les capacités de rétention tout en gardant le courant nécessaire pour déplacer les parois faible. Les pistes d'évolution pour les matériaux passent par la diminution de l'aimantation à saturation (pour diminuer le courant de seuil nécessaire au déplacement de paroi) et l'augmentation de l'anisotropie pour la stabilité thermique.

1.1 Description de l'aimantation et de ses interactions

L'aimantation pour les matériaux ferromagnétiques peut être décrite soit d'un point de vue atomistique soit du point de vue du micromagnétisme. Dans ce dernier cas l'aimantation est un champ de vecteurs dans l'espace avec la norme du vecteur de l'aimantation constante et égale à l'aimantation à saturation M_s . Dans le micromagnétisme les différentes interactions vont imposer à l'aimantation d'être une fonction continue et de module fixe. Pour passer d'un état d'aimantation à l'autre on doit alors conserver la topologie du système.

Je vais lister ici les différentes interactions qui auront un intérêt dans les systèmes qui seront étudiés dans ce travail de thèse.

Il est souvent plus commode d'écrire l'aimantation en coordonnée sphérique telle que :

$$\mathbf{m}(\theta, \phi) = \{\sin \theta \cos \phi; \sin \theta \sin \phi; \cos \theta\} \quad (1.1)$$

1. Les couches antiferromagnétiques synthétiques sont composées de deux couches ferromagnétiques couplées antiferromagnétiquement par une couche ultra-fine d'un matériau non-magnétique, typiquement du ruthénium.

De cette façon les deux variables θ et ϕ sont des fonctions indépendantes et on n'a plus à se soucier de la contrainte $\|\mathbf{m}\| = 1$ sur l'aimantation.

1.1.1 L'interaction de Zeeman

C'est la plus simple de ces interactions. Lorsqu'un champ extérieur est appliqué il est plus favorable d'aligner l'aimantation suivant le champ extérieur.

$$E_{\text{Zeeman}} = -\mu_0 M_s \iiint_V \mathbf{H}_{\text{ext}} \cdot \mathbf{m} dV \quad (1.2)$$

Pour les autres interactions, on pourra de la même façon décrire leur effet sur les moments magnétiques comme un champ magnétique effectif. Les champs effectifs correspondent à la dérivée fonctionnelle de l'énergie par rapport à l'aimantation.

1.1.2 L'interaction dipolaire

L'interaction dipolaire provient de l'orientation relative entre les différents dipôles, contrairement aux autres interactions c'est une interaction à longue distance, elle est donc plus difficile à prendre en compte. Par analogie avec l'électrostatique on introduit des charges magnétiques. La divergence de l'aimantation crée des charges magnétiques effectives de volume :

$$\rho_v = -\nabla \cdot \mathbf{M} \quad (1.3)$$

On distingue les charges de volume et celles de surface, $\rho_s = \mathbf{M} \cdot \mathbf{n}$ qui sont créées par une discontinuité de l'aimantation (le cas le plus évident étant sur les bords du matériau ferromagnétique). \mathbf{n} correspond au vecteur normale à la surface. Ces charges créent un champ démagnétisant qui dérive d'un potentiel ($\mathbf{H}_d = -\nabla\psi_m$) avec :

$$\psi_m(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \left(\iiint_V \frac{\rho_v(\mathbf{r}')}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|} dV' + \iint_S \frac{\rho_s(\mathbf{r}')}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|} dS' \right) \quad (1.4)$$

Ce potentiel consiste en un produit de convolution entre deux fonctions. Pour accélérer le calcul du champ dipolaire on peut alors passer par le calcul de la transformée de Fourier². Une fois le champ dipolaire trouvé, on peut alors en déduire l'interaction dipolaire.

Dans tous les cas cette interaction a un coût positif en énergie. C'est à dire que les configurations d'aimantation sans ou limitant les champs dipolaires vont être favorisées du point de vu de l'interaction dipolaire. Ces états d'aimantation sont des configurations pour lesquelles l'aimantation est parallèle aux bords de l'échantillon. Dans un plot une configuration magnétique en forme de vortex va ainsi générer moins de champ dipolaire qu'un

2. la transformée de Fourier d'un produit de convolution étant une multiplication.

état d'aimantation saturé³.

Il existe un cas simple où le champ dipolaire peut être calculé. Pour un aimant en forme d'ellipsoïde et lorsqu'il est uniformément aimanté, le champ dipolaire est uniforme dans l'aimant. Dans ce cas, on peut écrire l'énergie dipolaire en fonction de l'orientation de l'aimantation :

$$E_{\text{demag}} = -\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 (N_x m_x^2 + N_y m_y^2 + N_z m_z^2) \quad (1.5)$$

Où $N_{\{x,y,z\}}$ correspondent aux coefficients démagnétisants de l'ellipsoïde. On a la relation suivante $N_x + N_y + N_z = 1$ entre les coefficients démagnétisants. Suivant la géométrie on peut connaître ces coefficients. Pour un ellipsoïde plat suivant « z » (c'est-à-dire un film mince étendu) on a $N_z = 1$ et $N_x = N_y = 0$. Pour ne pas avoir de champ dipolaire il faut donc que l'aimantation soit couchée dans le plan. Ce qu'on appelle l'anisotropie de forme correspond à la variation de E_{demag} en fonction de la direction de l'aimantation. Ce concept de coefficient démagnétisant est aussi souvent étendu à d'autres géométries : il sera utilisé plus tard pour des parois de domaines [26].

1.1.3 L'anisotropie

L'énergie d'anisotropie va traduire la différence d'énergie suivant l'orientation de l'aimantation. De la même façon que dans une ellipse l'énergie dipolaire dépend de l'orientation suivant son grand axe ou son petit axe ; l'énergie d'anisotropie va dépendre de l'orientation des moments magnétiques par rapport aux axes cristallographiques du réseau cristallin : c'est l'anisotropie magnétocristalline⁴. La symétrie du réseau va donner les mêmes symétries pour l'anisotropie. Pour des systèmes amorphes non contraints ou polycristallins on n'aura alors pas d'anisotropie magnétocristalline.

Pour une anisotropie uniaxiale selon l'axe z , l'énergie s'écrit comme une fonction de m_z :

$$E_{\text{anis}} = - \iiint_V K_u m_z^2 dV \quad (1.6)$$

Une autre source d'anisotropie provient de l'interface. Pour des couches suffisamment fines la contribution des atomes ferromagnétiques à l'interface est non négligeable. Par exemple, des systèmes pour lesquels la couche ferromagnétique est en contact avec des métaux nobles tel que le platine [27] crée une anisotropie à l'interface favorisant une aimantation perpendiculaire au plan. Dans ces systèmes l'anisotropie uniaxiale provient de l'interaction spin-orbite qui est importante [28]. Dans le cas d'un système de CoFeB/MgO, il existe une anisotropie superficielle provenant de l'hybridation entre les orbitales électroniques $3d$ du fer et les orbitales $2p$ de l'oxygène [29–31]. L'hybridation donne alors lieu à une anisotro-

3. Mais coutera plus en terme d'interaction d'échange.

4. Attention de ne pas confondre les deux ; la nature de l'anisotropie magnétocristalline diffère de l'anisotropie de forme de plus l'anisotropie magnétocristalline est une interaction locale.

pie uniaxiale perpendiculaire au plan. L'anisotropie à l'interface s'ajoute à l'anisotropie magnétocristalline. L'anisotropie résultante par unité de surface est alors donnée par :

$$K_{ut} = K_v t + K_s \quad (1.7)$$

Où K_v provient de l'anisotropie de volume (en J/m^3), K_s est l'anisotropie de surface (en J/m^2) et t l'épaisseur de la couche ferromagnétique. Comme les couches sont minces par rapport aux longueurs caractéristiques de l'aimantation, on fait habituellement une hypothèse supplémentaire. Le champ dipolaire est souvent considéré comme influençant localement l'aimantation. Pour une couche mince l'énergie due au champ dipolaire s'écrit comme (voir la sous-partie précédente) :

$$\mathcal{E}_{\text{dip}} = \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 m_z^2 \quad (1.8)$$

L'aimantation est constante suivant l'épaisseur de la couche. Ce terme d'énergie est alors souvent inclus dans K_v pour donner une anisotropie effective, K_{eff} :

$$K_{\text{eff}} = K_v - \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 + \frac{K_s}{t} \quad (1.9)$$

L'anisotropie effective a la même dépendance suivant m_z que l'équation 1.6. En dérivant l'énergie d'anisotropie par rapport à l'aimantation, on obtient le champ l'anisotropie effectif :

$$|H_{K_{\text{eff}}}| = \frac{2K_{\text{eff}}}{\mu_0 M_s} \quad (1.10)$$

1.1.4 L'interaction d'échange

Cette interaction va favoriser un alignement des moments voisins entre eux. Suivant son signe l'alignement se fait soit de façon parallèle soit de façon anti-parallèle. D'un point de vue atomistique l'énergie d'échange s'écrit comme :

$$E_{\text{ech}} = - \sum_{ij} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (1.11)$$

Si $J > 0$ alors l'interaction d'échange favorise un alignement parallèle des moments, on aura donc plutôt du ferromagnétisme. Dans le cas où $J < 0$, ce sera une phase antiferromagnétique qui sera favorisée. En privilégiant un ordre entre les différents moments voisins cette interaction va favoriser des structures en domaines où sur une large zone l'aimantation va s'orienter suivant un axe. L'anisotropie qu'elle soit magnéto-cristalline ou d'interface va alors jouer un rôle dans l'orientation de cet axe. Dans une description micromagnétique de

1.1 DESCRIPTION DE L'AIMANTATION ET DE SES INTERACTIONS 9

l'aimantation l'énergie d'échange s'écrit comme :

$$E_{\text{ech}} = A \iiint_V (\nabla \mathbf{m})^2 dV \quad (1.12)$$

Elle a aussi pour expression lorsque l'aimantation est exprimée en coordonnée sphérique :

$$E_{\text{ech}} = A \iiint_V (\nabla \theta)^2 + \sin^2 \theta (\nabla \phi)^2 dV \quad (1.13)$$

On verra plus tard qu'il existe une autre composante à l'interaction d'échange : l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. Cette interaction porte la composante antisymétrique de l'interaction d'échange.

1.1.5 Dynamique de l'aimantation : équation de Landau-Lifshitz-Gilbert

Le spin de l'électron correspond à un moment cinétique. Lorsqu'il va être placé dans un champ magnétique extérieur, H_{ext} , ce champ va alors exercer un couple sur le spin et le faire précesser. Sans amortissement la dynamique d'un spin s'écrit alors comme :

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \gamma_0 \mathbf{H}_{\text{ext}} \times \mathbf{m} \quad (1.14)$$

où γ_0 est le rapport gyromagnétique. Pour un électron libre on a :

$\gamma_0 \approx 221.10^3$ (rad/s) / (A/m). Cette expression permet de calculer la fréquence de Larmor du spin en fonction du champ appliqué. Pour un champ appliqué $\mu_0 H_{\text{ext}} = 1$ T le spin va précesser à la fréquence d'environ 28 GHz.

Pour prendre en compte l'amortissement un autre terme est rajouté à l'équation 1.14. Il correspond à un couple de frottement visqueux qui va ramener le spin vers son état d'équilibre. Ce terme est donc proportionnel à la variation du spin par rapport au temps. Pour conserver l'amplitude du spin, ce terme d'amortissement doit être systématiquement perpendiculaire au spin. Au final l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) s'écrit comme :

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \gamma_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{m} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \quad (1.15)$$

où α correspond à l'amortissement dit de Gilbert et H_{eff} correspond aux champs effectifs qui s'exercent sur l'aimantation. H_{eff} prend en compte toutes les interactions.

Les champs effectifs sont reliés à la dérivée variationnelle de la densité d'énergie par rapport à l'aimantation. Elle s'exprime de la façon suivante :

$$\mu_0 M_s \mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta \mathcal{E}_{\text{tot}}}{\delta \mathbf{m}} = -\frac{\partial \mathcal{E}_{\text{tot}}}{\partial \mathbf{m}} + \sum_{x_i=\{x,y,z\}} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial \mathcal{E}_{\text{tot}}}{\partial \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_i}} \quad (1.16)$$

L'amortissement dépend fortement des matériaux et de leurs qualités de dépôts. Les meilleurs amortissements sont mesurés pour des isolants magnétiques. Par exemple les grenats d'yttrium et de fer (YIG) ont des amortissements α inférieurs à 10^{-4} ce qui en fait l'un des matériaux favoris pour la manipulation d'onde de spin [32] : la magnonique. Les autres matériaux présentent rarement des amortissements aussi faibles ; pour le système CoFeB/MgO à anisotropie perpendiculaire les valeurs typiques sont d'environ 10^{-2} [33].

L'équation LLG conserve la norme de l'aimantation. Elle est aussi fortement non linéaire. Dans la plupart des cas il ne sera alors possible de calculer la dynamique de l'aimantation que numériquement ou moyennant quelques approximations. Je ne m'intéresserai pas aux termes liés au couple de transfert de spin dans ce manuscrit ; l'aimantation sera uniquement manipulée par des champs magnétiques.

1.1.6 Résonance ferromagnétique

La résonance ferromagnétique correspond au mode de précession uniforme de l'aimantation. La dynamique de ce mode est traitée comme un seul macro-spin. Pour sonder la dynamique de l'aimantation un champ magnétique extérieur à haute fréquence est alors appliqué. Connaître la susceptibilité de l'aimantation en fonction de la fréquence permet d'avoir des informations sur les propriétés statiques et dynamiques de l'aimantation, notamment pour connaître l'anisotropie et l'amortissement.

Je supposerai que les perturbations sont faibles, on pourra ainsi séparer l'aimantation en une composante statique et une composante dynamique perpendiculaire et faire la même chose pour le champ extérieur. :

$$\mathbf{M}(t) \approx \mathbf{M}_0 + M_s \delta \mathbf{m}(t) \quad (1.17)$$

Où \mathbf{M}_0 correspond à l'aimantation à l'équilibre et $\delta \mathbf{m}$ correspond à la composante dynamique de l'aimantation. À l'équilibre \mathbf{M}_0 est parallèle au champ effectif pour que les couples qui agissent sur l'aimantation soient nuls. Avec une excitation \mathbf{H}_{rf} faible par rapport à H_{eff} on a l'équation différentielle suivante (en négligeant les termes d'ordre 2 par rapport à la partie dynamique de l'aimantation) :

$$\frac{d\delta \mathbf{m}}{dt} = \gamma_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} \times \delta \mathbf{m} + \frac{\gamma_0}{M_s} \mathbf{H}_{\text{rf}} \times \mathbf{M}_0 + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}_0 \times \frac{d\delta \mathbf{m}}{dt} \quad (1.18)$$

Je me restreindrai au cas pour lequel l'aimantation à l'équilibre (\mathbf{M}_0) est orientée suivant l'axe z et le champ extérieur \mathbf{H}_{ext} est appliqué suivant z ⁵. Le champ effectif correspond

5. Un calcul dans un cas plus général est disponible dans la référence : [34].

1.1 DESCRIPTION DE L'AIMANTATION ET DE SES INTERACTIONS §1

à :

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \frac{2K_{\text{eff}}}{\mu_0 M_s} \mathbf{e}_z \quad (1.19)$$

Après calcul en passant en complexe on obtient pour la susceptibilité en fonction de la fréquence :

$$\chi_{\text{rf}}(i\omega) = \frac{\gamma_0 M_s}{[i\alpha\omega + \gamma_0 (H_{\text{eff}}^k + H_z)]^2 - \omega^2} \begin{bmatrix} i\omega & -\gamma_0 (H_{\text{eff}}^k + H_z) - i\alpha\omega \\ \gamma_0 (H_{\text{eff}}^k + H_z) + i\alpha\omega & i\omega \end{bmatrix} \quad (1.20)$$

La résonance apparait alors pour une pulsation de :

$$\omega = \frac{\gamma_0 (H_{\text{eff}}^k + H_z)}{1 + \alpha^2} \approx \gamma_0 (H_{\text{eff}}^k + H_z) \quad (1.21)$$

Pour un système à anisotropie perpendiculaire l'évolution de la fréquence de résonance en fonction du champ perpendiculaire appliqué donne une fonction affine. Pour $\alpha \ll 1$ la pente de la fréquence de résonance en fonction du champ appliqué donne le rapport gyromagnétique (γ_0). La fréquence de résonance à l'origine donne quant à elle l'anisotropie uniaxiale :

$$\omega(H_z = 0) = \frac{2\gamma_0 K_{\text{eff}}}{\mu_0 M_s} \quad (1.22)$$

La largeur à demi hauteur de la courbe de susceptibilité en fonction du champ extérieur va donner l'amortissement tel que :

$$\alpha = \frac{\Delta\omega_{\text{FMR}}}{2\omega_{\text{FMR}}} \quad (1.23)$$

La présence de défauts dans la couche va être une source supplémentaire de variation de la fréquence de résonance. La largeur à demi-hauteur $\Delta\omega_{\text{FMR}}$ n'est alors pas une fonction linéaire de ω_{FMR} mais une fonction affine. Dans ce cas la pente donne l'amortissement de Gilbert et l'intersection à l'origine est informative de l'inhomogénéité des propriétés magnétiques de l'échantillon.

La fréquence de résonance ferromagnétique va dépendre aussi des autres interactions sur la couche magnétique. A partir de la connaissance de la fréquence il est possible de remonter aux interactions de couplage entre les couches magnétiques [35, 36]

1.2 L'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya

En plus des interactions magnétiques précédemment citées, il en existe une autre qui n'apparaît que dans des systèmes de faibles symétries. L'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya est une interaction qui favorise une chiralité. Là où l'interaction d'échange usuelle va dépendre uniquement d'une fonction de la valeur absolue de l'angle entre les spins voisins, l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya favorise un sens de rotation unique des spins.

Cette interaction a été introduite dans les années 50 pour décrire l'aimantation dans des matériaux au comportement exotique, comme par exemple pour la ferrite $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ [37]. Ces arguments sont fondés sur les symétries du cristal. L'interaction peut ainsi être écrite en fonction de l'aimantation entre deux spins voisins comme :

$$E_{\text{DM}} = \mathbf{D} \cdot [\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2] \quad (1.24)$$

Où \mathbf{D} est le vecteur décrivant l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya et \mathbf{S}_i donne l'orientation des spins voisins. Moriya vient ensuite théoriser cette interaction [38] et donner l'orientation du vecteur \mathbf{D} en fonction des symétries de la maille cristalline. Ce terme est quasiment proportionnel à l'interaction d'échange et correspond à un couplage d'échange antisymétrique [38].

Cette interaction apparaît aussi dans les composés de type B20 où la maille élémentaire est peu symétrique, par exemple le MnSi ou le $\text{Fe}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}\text{Si}$. Dans ces systèmes l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya est suffisante pour y induire des structures d'aimantation exotiques qu'on appelle : cristal de skyrmions [39, 40]. Cette phase n'existe que dans une fenêtre réduite de champ appliqué et de température [41].

L'amélioration des techniques de dépôt a aussi permis, avec l'utilisation de couches ma-

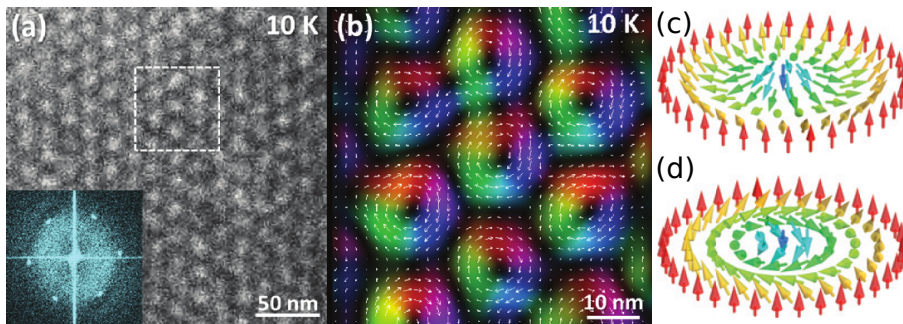


FIGURE 1.4 – (a-b) Réseau de skyrmions de Bloch observé par microscopie électronique à transmission dans un système de MnSi. Un champ perpendiculaire de 0.18 T est appliqué. l'aimantation dans (b) « tourne » toujours dans le même sens. Schéma de la configuration de l'aimantation pour un skyrmion de Néel (c) et de Bloch (d). Image en provenance de la référence [39] pour (a-b) et [42] pour (c-d).

gnétiques ultra-minces, d'accéder à une nouvelle classe de matériaux de faible symétrie :

les multicouches [43]. La brisure de symétrie ne se fait plus au sein de la maille cristallographique mais elle apparaît aux interfaces de la couche magnétique : une structure de type A/B/C va alors être différente d'une structure C/B/A. Dans cette géométrie l'aimantation ne forme plus une hélice comme avec le cas d'une interaction de Dzyaloshinskii-Moriya dans le *bulk* (figure 1.4). Il est préférable pour l'aimantation de former des cycloïdes mais toujours avec une chiralité fixée (figure 1.5). Comme les deux structures A/B/C et C/B/A ne sont pas similaires, l'ordre de dépôts des couches va influencer la chiralité des parois. Par exemple une structure de type Cu\ Fe\ Ni donne une chiralité différente d'une structure de type Cu\ Ni\ Fe[44].

Dans les deux cas, les skyrmions de type Bloch ou Néel ont une structure pour laquelle l'ai-

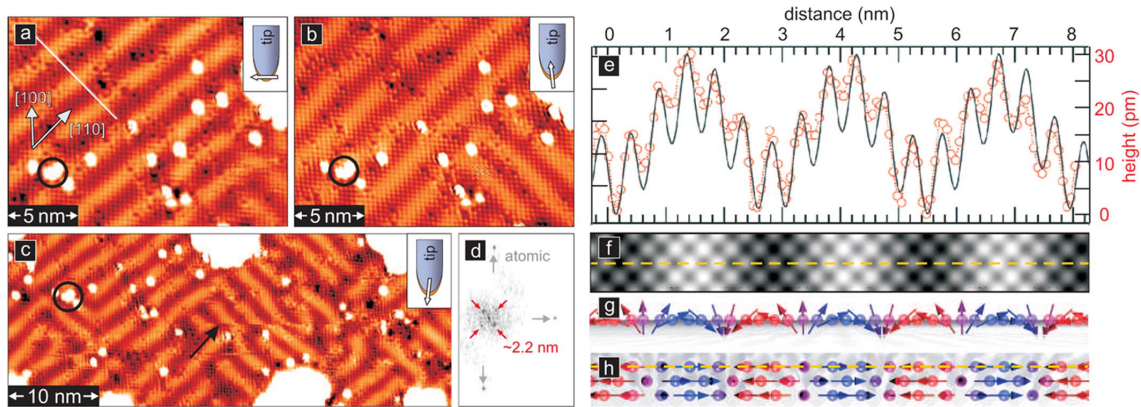


FIGURE 1.5 – Microscopie à effet tunnel d'une monocouche de Mn/W(001) prise à courant constant (a-b) avec différentes orientations pour l'extrémité de la pointe. Une comparaison avec un modèle comportant une spirale de spin chirale (f-h) est faite. Image en provenance de la référence [45].

mantation va s'enrouler en tournant toujours dans la même direction (voir la figure 1.4(c-d)). Ce type de structure offre dans une certaine mesure une protection topologique de l'aimantation [46, 47].

Au début de ma thèse l'un des enjeux majeurs était la détection de skyrmions isolés. Ils ont récemment été observés dans des couches ultraminces à basse température [48] puis rapidement à température ambiante [49–51].

Pour avoir des skyrmions isolés et stables il faut que le coût énergétique d'une paroi de domaines soit quasi-nul. Pour cela deux solutions sont envisageables : soit on choisit un matériau avec une forte interaction de Dzyaloshinskii-Moriya [49, 50], soit on réduit l'anisotropie du système [51]. Pour augmenter encore l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya à l'interface il a aussi été récemment proposé de tirer parti des deux interfaces de la couche magnétique en choisissant deux matériaux de nature différente qui vont prendre en sandwich la couche magnétique [52]. Les deux couches non magnétiques vont devoir induire une chiralité complémentaire.

1.2.1 Expression de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya à l'interface

L'équation 1.24 présentait l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya dans le cas d'une description atomistique du magnétisme. Dans ce travail je ne considère qu'une interaction de Dzyaloshinskii-Moriya provenant d'une brisure de symétrie à l'interface. Dans ce cas et avec une description micromagnétique de l'aimantation l'énergie de Dzyaloshinskii-Moriya a pour expression[20, 53] :

$$E_{DM} = D \iiint (m_z (\nabla \cdot \mathbf{m}) - (\nabla \cdot \mathbf{m}) m_z) dx dy dz \quad (1.25)$$

Où z correspond à l'axe perpendiculaire à l'échantillon. Comme l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya est une interaction chirale, il faudra préciser le repère orthonormé direct associé à la géométrie du système.

De plus on ne considèrera ici que le cas de films ultraminces⁶ pour lesquels l'aimantation est uniforme sur l'épaisseur du film. Dans ce cas l'expression précédente se simplifie et devient :

$$E_{DM} = D t \iint \left(m_z \frac{\partial m_x}{\partial x} - m_x \frac{\partial m_z}{\partial x} + m_z \frac{\partial m_y}{\partial y} - m_y \frac{\partial m_z}{\partial y} \right) dx dy \quad (1.26)$$

Il faudra ainsi rajouter dans l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert la contribution de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya pour les champs effectifs.

1.2.2 Quelques effets de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya à l'interface

Pour des valeurs de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya les plus faibles, les skyrmions isolés ne sont pas stables mais d'autres effets sont visibles sur l'aimantation. Ces effets peuvent être statique ou dynamique.

Pour un système avec une anisotropie perpendiculaire uniaxiale il n'y a pas d'effet dans les domaines car les gradients d'aimantation sont nuls. Par contre, la structure d'une paroi va dépendre de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya [20, 54]. Pour des valeurs de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya nulles on trouve des parois de domaines de type Bloch⁷. Pour des valeurs de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya intermédiaires on trouve des

6. Pour un film de CoFeB/MgO l'épaisseur typique du CoFeB est de 1 nm.

7. Les parois de Bloch sont stabilisées par le champ dipolaire dans un système à anisotropie perpendiculaire.

parois de type Néel⁸. Les parois de Néel sont chirales.

Sur les bords des échantillons l'interaction modifie aussi les conditions aux limites [55]. La présence de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya tend à incliner l'aimantation vers l'intérieur ou l'extérieur sur les bords de l'échantillon. La structure de l'aimantation est alors similaire à une portion de paroi de domaines dont le centre serait situé à l'extérieur de l'échantillon. La distance du centre de cette paroi virtuelle par rapport au bord de l'échantillon dépend de l'intensité de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. Proche de la valeur critique pour l'instabilité de l'état d'aimantation saturé, la paroi virtuelle est à la limite de l'échantillon.

L'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya provoque aussi une modification de la relation de dispersion des ondes de spin [56, 57]. Ces ondes de spin ont un comportement non-réciproque et la non-réciprocité est proportionnelle à l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. Les effets de non-réciprocité des ondes de spin ont tendance à se présenter à chaque fois qu'il existe une composante planaire de l'aimantation et perpendiculaire au vecteur d'onde [55, 56, 58, 59].

1.3 Paroi de Domaines

La caractéristique des matériaux ferromagnétiques est de présenter de grandes zones où l'aimantation est orientée suivant la même direction. Une paroi de domaines va correspondre à l'interface qui sépare ces deux zones (ou domaines magnétiques). Comme nous allons le voir ici une paroi de domaines a une épaisseur finie, coûte de l'énergie mais surtout : elle peut se déplacer.

1.3.1 Profil d'une paroi de Bloch

Pour définir le profil d'une paroi de domaines il est nécessaire de trouver la configuration qui va minimiser l'énergie du système. On ne considèrera ici que le cas pour lequel l'interaction d'échange et l'anisotropie sont non nulles. L'anisotropie est une anisotropie uniaxiale suivant l'axe z . Une paroi de Bloch correspond à un angle $\phi = \pm\pi/2$. L'énergie du système, en réutilisant les expressions des interactions d'échange et de d'anisotropie avec ϕ constant, s'écrit :

$$E = \iiint_V \mathcal{E} dV = \iiint_V \left(A [(\nabla\theta)^2] - K_{\text{eff}} \cos^2 \theta \right) dV \quad (1.27)$$

8. La notion de faible, intermédiaire et forte sera précisée plus tard.

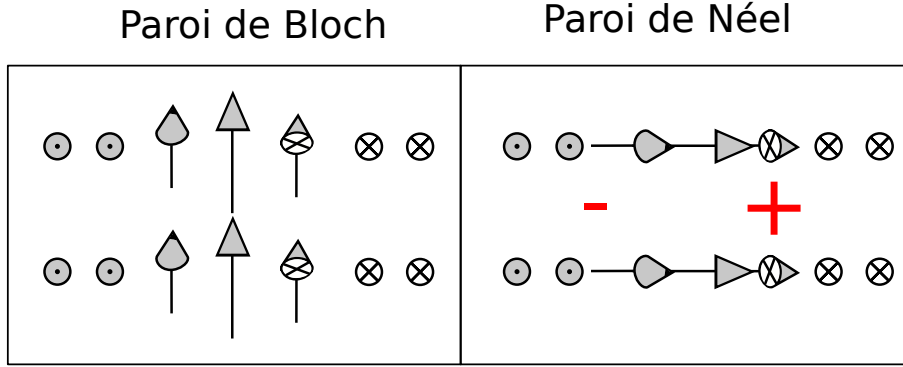


FIGURE 1.6 – Comparaison de deux types de paroi de domaines : la paroi de Bloch et la paroi de Néel. Pour une paroi de Néel il y a présence de charges de volumes au niveau de la paroi de domaines (+ et - rouge).

On considère une paroi de domaines positionnée suivant le plan défini par les axes y et z . L'aimantation ne dépend que de la variable x . La minimisation de l'énergie passe par une approche variationnelle, il faut que la dérivée de l'énergie par rapport à l'aimantation soit nulle :

$$\frac{\delta \mathcal{E}}{\delta \mathbf{m}} = -2A \frac{d^2 \theta}{dx^2} + 2K_{\text{eff}} \sin \theta \cos \theta = 0 \quad (1.28)$$

On reconnaît après multiplication par $d\theta/dx$:

$$-2A \frac{d}{dx} \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + 2K_{\text{eff}} \frac{d(\sin \theta)^2}{dx} = 0 \quad (1.29)$$

Cette équation différentielle fait apparaître une constante $\lambda = \sqrt{A/K_{\text{eff}}}$ qui correspond à une distance, c'est la longueur caractéristique sur laquelle l'aimantation va tourner. Cette équation s'intègre directement une première fois :

$$\lambda^2 \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 = (\sin \theta)^2 + C_1 \quad (1.30)$$

En utilisant les conditions aux limites tel que $\theta(-\infty) \rightarrow 0$ et que $d\theta/dx \rightarrow 0$ pour $x \pm \infty$ on trouve alors que C_1 est nul. L'intégration de l'équation différentielle précédente donne alors le profil d'une paroi de Bloch avec :

$$\theta(x) = 2 \arctan \left[\exp \left(\frac{x-u}{\lambda} \right) \right] \quad (1.31)$$

Où u est la position de la paroi et apparaît comme une constante d'intégration. La caractéristique d'une paroi de Bloch est de ne pas avoir de charge magnétique de volume au niveau de la paroi de domaine. L'aimantation tourne dans la paroi autour de l'axe défini par la normale contrairement à la paroi de Néel pour laquelle l'aimantation tourne autour

d'un axe qui appartient au plan de la paroi (voir la figure 1.6).

1.3.2 Énergie de paroi

Après calcul, en ne prenant en compte que l'énergie d'échange et de l'anisotropie, avec un profil de Bloch, une paroi de domaines a une énergie de :

$$\sigma_0 = 4\sqrt{AK_{\text{eff}}} \quad (1.32)$$

σ_0 présente le surcoût dû à une paroi de domaines par rapport à l'état d'aimantation saturé. L'énergie de paroi est exprimée en mJ/m^2 , c'est une énergie surfacique et donc l'énergie totale d'une paroi est directement proportionnelle à la surface de l'interface séparant les deux domaines magnétiques.

Dans la suite, je présenterai les effets des autres interactions magnétiques mais en ne considérant que le cas d'une paroi dans un film ultramince. Le profil de la paroi sera choisi de telle façon que θ corresponde au profil d'une paroi de Bloch et que ϕ soit un angle constant qui dépendra des différentes interactions magnétiques.

1.3.2.1 Avec l'interaction dipolaire

Si on ne prend pas en compte l'interaction dipolaire, une paroi de Bloch et une paroi de Néel ont les mêmes coûts énergétiques. Avec la présence de l'interaction dipolaire, la différence d'énergie entre une paroi de Néel et de Bloch provient de l'angle ϕ . Si $\phi = \pm\pi/2$ la divergence de l'aimantation est nulle alors qu'elle est non nulle pour $\phi = 0$ ou π . Dans le second cas il y aura alors la présence d'un champ dipolaire provenant de charges magnétiques de volume. La présence d'un champ dipolaire va systématiquement présenter un surcoût pour l'énergie dipolaire. Pour un système à anisotropie perpendiculaire, sauf sous certaines conditions⁹, les parois de domaines vont former des parois de Bloch où l'aimantation tourne dans le plan de la paroi, c'est-à-dire $\phi = \pm\pi/2$.

Pour quantifier le surcoût d'une paroi de Néel par rapport à une paroi de Bloch il est nécessaire d'estimer le champ démagnétisant. Pour une paroi de dimension finie, la façon habituelle est de supposer que la paroi forme un cylindre uniformément aimanté [26] (voir la figure 1.7). Les dimensions de ce cylindre virtuel sont alors de t et $\pi\lambda$ et w . t représente l'épaisseur de la couche magnétique, $\pi\lambda$ correspond à la largeur physique de la

⁹. Principalement avec la présence de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya et pour des nano-fils d'une taille comparable à quelque fois la largeur d'une paroi.

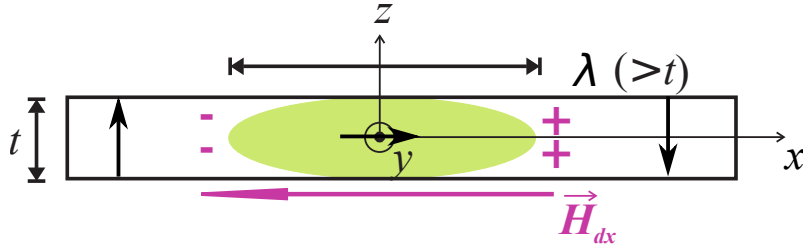


FIGURE 1.7 – La paroi de Néel vue en coupe crée un champ démagnétisant (H_{dy}) qui stabilise une paroi de Bloch. L'ellipse verte correspond au cylindre utilisé pour modéliser le champ dipolaire. Image en provenance de [26].

paroi¹⁰ et w la longueur de la paroi¹¹. Les coefficients démagnétisants s'écrivent dans ce cas comme [26, 60] :

$$N_x = \frac{t}{t + \pi\lambda} \quad ; \quad N_y = \frac{t}{t + w} \quad (1.33)$$

Pour un film étendu, N_y est nul. Dans ce cas le champ démagnétisant dans la paroi (\mathbf{H}_{dy} dans la figure 1.7) est alors égal à $-M_s N_x \cos \phi$. L'énergie dipolaire dans la paroi est alors telle que :

$$\sigma_{\perp}(\phi) = \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \frac{t}{t + \pi\lambda} \pi \lambda \cos^2 \phi \quad (1.34)$$

Pour un système à anisotropie perpendiculaire, il est donc préférable d'avoir une paroi de Bloch ($\phi = \pm\pi/2$) à cause du champ dipolaire.

Par rapport à une couche épaisse le coefficient démagnétisant N_x est réduit ; on a souvent une paroi large par rapport à l'épaisseur du film ($\lambda \gg t$) dans une couche mince.

1.3.2.2 Avec un champ planaire faible

L'application d'un champ extérieur perpendiculaire à l'axe de facile aimantation va aussi modifier l'énergie des parois de domaine. Si le champ appliqué est faible par rapport au champ d'anisotropie, l'aimantation dans les domaines est peu modifiée. L'énergie liée au champ planaire est :

$$\sigma_{H_{ip}}(\phi, \psi) = -\pi\lambda\mu_0 M_s H_{ip} \cos(\phi - \psi) \quad (1.35)$$

Où H_{ip} est l'amplitude du champ extérieur planaire et ψ correspond à la direction du champ planaire. Dès que H_{ip} est non nul et que $\psi \neq \pm\pi/2$ ¹² ; les deux configurations possibles pour la paroi de Bloch qui était stabilisées par l'énergie dipolaire dans la paroi ne sont plus dégénérées.

Le facteur $\pi\lambda$ apparait comme la largeur physique de la paroi. On aurait eu le même

10. λ étant le paramètre de largeur de paroi.

11. qui correspond à la largeur des nano-fils.

12. C'est-à-dire que la composante H_x du champ planaire est non nulle.

résultat pour l'énergie de Zeeman en considérant la paroi comme une feuille d'une épaisseur $\pi\lambda$ aimantée dans le plan.

1.3.2.3 Avec l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya

L'effet de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya se calcule en réutilisant l'équation 1.26. Pour une paroi de domaine on trouve alors :

$$\sigma_{\text{DMI}}(\phi) = -\pi D \cos \phi \quad (1.36)$$

Le facteur π est directement lié au fait que l'angle θ couvre un angle π en passant d'un domaine *haut* à un domaine *bas*. Contrairement à l'interaction dipolaire qui favorise des parois de Bloch, l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya favorise des parois de Néel avec une chiralité fixe. L'unicité de la chiralité diffère par rapport à des parois de Néel dans des nanofils qui seraient stabilisées par l'interaction dipolaire. C'est une particularité de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya [44, 47, 61, 62].

Lorsqu'on compare l'expression de l'énergie de paroi due à l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya (σ_{DMI}) et l'énergie due à un champ planaire on peut remarquer que les deux ont la même forme, en $\cos \phi$. On parlera alors souvent de champ de Dzyaloshinskii-Moriya effectif qui, par identification avec l'énergie due à un champ planaire s'exprime comme :

$$H_{\text{DMI}} = \frac{D}{\mu_0 M_s \lambda} \quad (1.37)$$

Ce champ effectif est orienté suivant la normale à la paroi de domaine et son sens dépend de l'orientation de la paroi de Néel. Une paroi de domaine qui va du haut vers le bas ou une paroi de domaine qui va du bas vers le haut donneront des orientations opposées pour le champ de Dzyaloshinskii-Moriya effectif¹³.

L'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya réduit aussi l'énergie de la paroi. On trouve pour une paroi de domaine en utilisant uniquement l'interaction d'échange, de Dzyaloshinskii-Moriya et d'anisotropie :

$$\sigma = 4\sqrt{AK_{\text{eff}}} - \pi D \quad (1.38)$$

Il existe donc une valeur pour laquelle l'énergie de la paroi de domaine sera négative. Au delà de cette valeur critique pour D l'état d'aimantation uniforme n'est plus stable et l'état à rémanence s'apparente à une spirale de spin. La valeur critique D_c est donnée par :

$$D_c = \frac{4}{\pi} \sqrt{AK_{\text{eff}}} \quad (1.39)$$

13. Cette particularité sera exploitée dans le chapitre 4.

Comme l'énergie de paroi est réduite d'un terme πD la taille des domaines magnétiques est réduite aussi. On peut ainsi atteindre une densité de paroi plus importante [52, 63], de sorte qu'une mesure de la densité de paroi de domaine peut donner une indication semi-quantitative de l'amplitude de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya lorsque les paroi ont un faible coût¹⁴. Il est toutefois nécessaire de connaître la raideur d'échange pour le système.

1.3.2.4 D'une paroi de Bloch à Néel : champ dipolaire contre champ de Dzyaloshinskii-Moriya

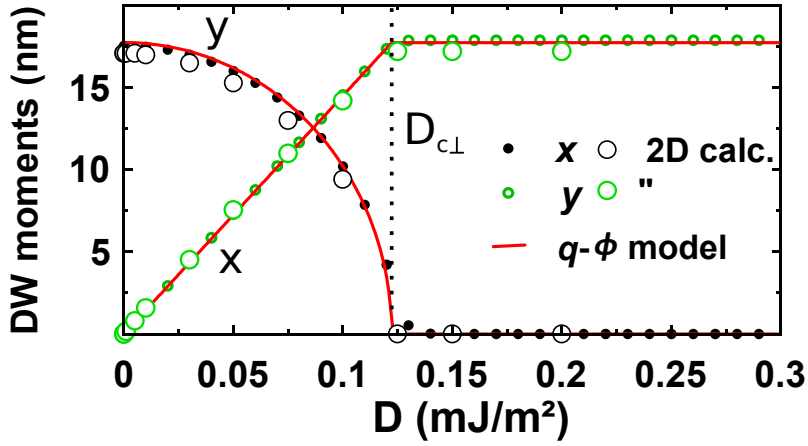


FIGURE 1.8 – Évolution de la somme suivant l'épaisseur de la paroi des moments magnétiques normalisés en fonction de la valeur de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. L'orientation de l'aimantation dans la paroi passe d'une configuration de Bloch ($D = 0$) à Néel ($D > D_{c\perp}$). Image en provenance de [20].

Le champ dipolaire et l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya ont des effets qui s'opposent : alors que le champ dipolaire favorise une paroi de Bloch, l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya favorise une paroi de Néel. La transition entre une paroi de Bloch et de Néel passe par un état hybride entre une paroi de Bloch et de Néel (voir figure 1.8). L'angle de l'aimantation au cœur de la paroi est alors relié à l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya [20, 64] et la paroi devient une paroi de Néel pour $D > D_{c\perp}$ [20] :

$$D_{c\perp} = \frac{2\lambda}{\pi} N_x \mu_0 M_s^2 \quad (1.40)$$

$$H_{DMI_{c\perp}} = \frac{2}{\pi} N_x M_s \quad (1.41)$$

Avec un champ planaire orienté suivant l'axe de la paroi, les valeurs de champ pour les-

¹⁴. Pour K_{eff} faible ou pour une valeur de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya proche de D_c

quelles la paroi devient une paroi de Néel vérifiant [65].

$$|H_x + H_{\text{DMI}c\perp}| > \frac{2}{\pi} N_x M_s \quad (1.42)$$

Au final on trouve pour l'énergie d'une paroi de domaines en tenant compte des interactions d'échange, dipolaire, de Dzyaloshinskii-Moriya et avec un champ dans le plan :

$$\sigma(\phi, \psi) = \sigma_0 + \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \frac{t}{t + \pi \lambda} \pi \lambda \cos^2 \phi - \pi \lambda \mu_0 M_s H_{\text{ip}} \cos(\phi - \psi) - \pi D \cos \phi \quad (1.43)$$

Dans cette équation la largeur de la paroi λ est supposée inchangée. Un calcul variationnel pour estimer la largeur de la paroi en supposant un profil de Bloch (équation 1.31) peut aussi permettre d'avoir l'évolution de la largeur de la paroi en fonction des différents paramètres [66]. Ce point sera discuté plus en détail en début du chapitre 5.

1.3.3 Model 1D

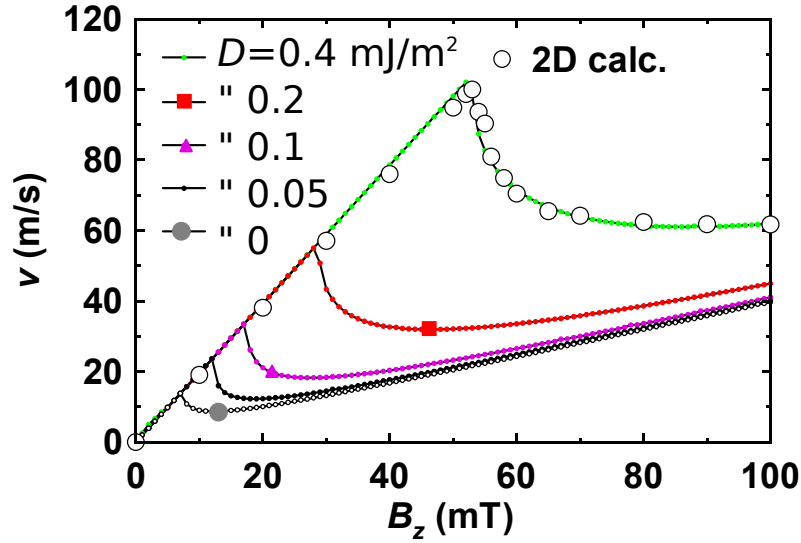


FIGURE 1.9 – Évolution de la vitesse de la paroi pour un champ appliqué suivant l'axe de facile aimantation. On y distingue deux régimes de vitesse : un régime pour lequel la vitesse est linéaire avec le champ appliqué et un régime précessionnel pour lequel la vitesse de paroi chute brutalement avant de remonter. La transition correspond au seuil de Walker. Image en provenance de [20].

Dans le cas où la paroi de domaines reste droite, il est possible de calculer la dynamique de la paroi en fonction du champ appliqué suivant l'axe de facile aimantation. La dynamique de la paroi a été calculée par Thiaville *et al.* [20] en considérant les interactions de

Dzyaloshinskii-Moriya et dipolaire :

$$\begin{cases} -\frac{2M_s}{\gamma} \frac{\partial u}{\partial t} + \pi D \sin \phi + \frac{2M_s \alpha \lambda}{\gamma} \frac{\partial \psi}{\partial t} - K_{\perp} \sin \psi \cos \phi = 0 \\ \frac{2M_s}{\gamma} \frac{\partial \psi}{\partial t} - 2\mu_0 M_s H_z + \frac{2M_s \alpha}{\gamma \lambda} \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \end{cases} \quad (1.44)$$

Où u correspond à la position de la paroi et $K_{\perp} = \mu_0 M_s^2 N_x \pi \lambda$. Lorsque la paroi se déplace, l'angle ϕ augmente jusqu'à une valeur critique pour laquelle le cœur de la paroi précède. Pour des champs appliqués croissants, la vitesse de paroi se met à décroître : c'est le seuil de Walker. Expérimentalement, il est observé dans de rares cas [67, 68]. Dans des couches ultra-fines à anisotropie perpendiculaire on retrouve le plus souvent un régime de reptation à bas champ où la paroi subit les défauts dans les couches de l'échantillon. La reptation de paroi sera plus amplement décrite dans le chapitre 4.

1.4 Ondes de Spin

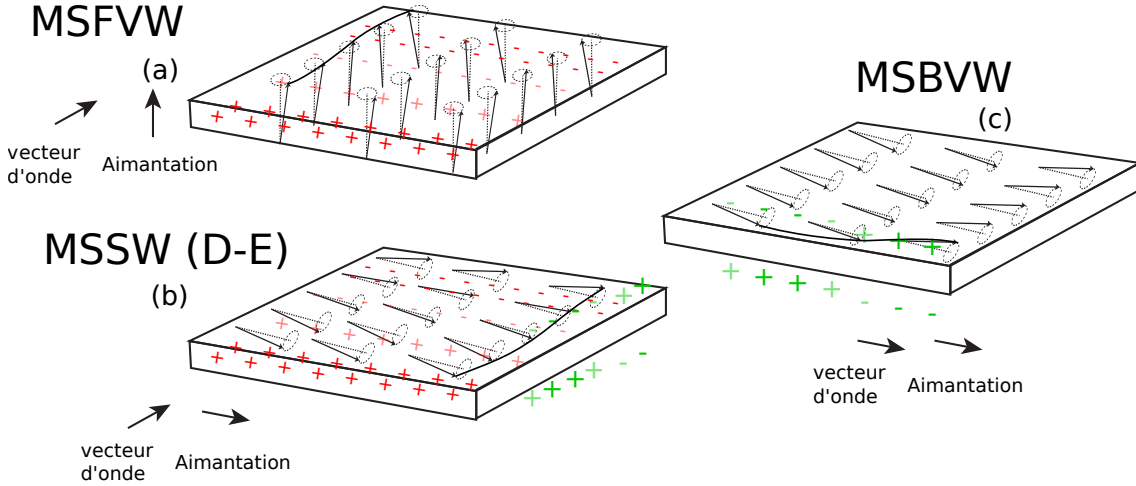


FIGURE 1.10 – Différentes configurations pour la propagation d'ondes de spin : ondes magnétostatiques de volume directes (a)(MSFVW, pour lesquelles l'aimantation est hors du plan et l'onde se propage dans le plan), ondes magnétostatiques de surface ou modes de Damon-Eshbach (b)(MSSW, cas où l'aimantation est dans le plan et la propagation est perpendiculaire à l'aimantation à l'équilibre), ondes magnétostatiques de volume rétrogrades (c)(MSBVW, pour lesquelles l'aimantation et la propagation sont colinéaires). Ces modes diffèrent par les champs dipolaires. En vert sont représentées les charges magnétiques surfaciques (uniquement pour leur partie dynamique) et en rouge les charges de volumes.

Les ondes de spin correspondent à des excitations non uniformes de l'aimantation. Ce sont des modes propagatifs dont la propagation va dépendre de l'orientation de l'aimanta-

tion à l'équilibre et du vecteur d'onde. D'un point de vue magnéto-statique, les différentes configurations ne vont pas être équivalentes (figure 1.10). Dans ce manuscrit je vais principalement considérer une configuration pour laquelle l'aimantation est dans le plan avec une onde de spin qui se propage dans le plan perpendiculairement à l'axe de l'aimantation (voir la figure 1.10(b)).

1.4.1 Influence de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya sur les ondes de spin

Dans les trois configurations présentées dans la figure 1.10, l'aimantation à l'équilibre est uniforme et va précesser dans un plan perpendiculaire. Pour les trois possibilités, seuls les modes dits de Damon-Eshbach vont présenter une non-réciprocité [figure 1.10 (b)] de propagation d'onde de spin due à l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. En considérant l'énergie de Dzyaloshinskii-Moriya telle que décrite dans l'équation 1.26 on peut estimer l'influence de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya sur les ondes de spin.

Pour les ondes magnétostatiques de volume directes, l'aimantation peut être écrite comme :

$$\mathbf{M}(t, r) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ M_s \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta M_x \\ \delta M_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.45)$$

En considérant une onde plane harmonique qui s'écrit sous cette forme :

$$\delta M_x = a \sin(\omega t - ky) \quad (1.46)$$

$$\delta M_y = a \cos(\omega t - ky) \quad (1.47)$$

On peut estimer l'influence de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. En utilisant l'équation 1.26, seul le terme suivant peut être non nul :

$$\langle E_{DMI} \rangle = \left\langle M_s \frac{\partial \delta M_x}{\partial x} \right\rangle \quad (1.48)$$

On trouve alors que l'énergie de Dzyaloshinskii-Moriya est en moyenne nulle car δM_x est aussi nul en moyenne. Donc il n'y a pas de contribution de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya sur les modes MSFVW.

Pour les ondes magnétostatiques de volume rétrogrades¹⁵ l'aimantation peut être écrite comme :

$$\mathbf{M}(t, r) = \begin{pmatrix} M_s \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \delta M_y \\ \delta M_z \end{pmatrix} \quad (1.49)$$

Pour une onde plane harmonique :

$$\delta M_y = a \sin(\omega t - kx) \quad (1.50)$$

$$\delta M_z = b \cos(\omega t - kx) \quad (1.51)$$

On trouve alors que l'énergie de Dzyaloshinskii-Moriya moyenne est nulle :

$$\langle E_{DMI} \rangle = \left\langle M_s \frac{\partial \delta M_z}{\partial x} \right\rangle = 0 \quad (1.52)$$

Donc il n'y a pas de contribution de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya sur les modes MSFVW.

Pour les ondes magnétostatiques de surface (ou de Damon-Eshbach)¹⁶ l'aimantation peut être écrite comme :

$$\mathbf{M}(t, r) = \begin{pmatrix} M_s \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \delta M_y \\ \delta M_z \end{pmatrix} \quad (1.53)$$

Pour une onde plane harmonique :

$$\delta M_y = a \sin(\omega t - ky) \quad (1.54)$$

$$\delta M_z = b \cos(\omega t - ky) \quad (1.55)$$

On trouve ici que la valeur moyenne de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya est non nulle :

$$\langle E_{DMI} \rangle = \left\langle \delta M_z \frac{\partial \delta M_y}{\partial y} - \delta M_y \frac{\partial \delta M_z}{\partial y} \right\rangle \approx k_{sw} D \quad (1.56)$$

Ce calcul montre que l'énergie due à l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya est linéaire avec les vecteurs d'onde. Dans une géométrie de Damon-Eshbach, la différence d'énergie entre deux ondes se propageant dans des directions opposées sera proportionnelle à D . Ceci se traduira en un terme de fréquence avec l'apparition d'une non-réciprocité proportionnelle à kD .

15. l'aimantation à l'équilibre est parallèle au vecteur d'onde.

16. l'aimantation à l'équilibre est planaire et perpendiculaire au vecteur d'onde.

1.4.2 Modes de Damon-Eshbach (MSSW)

Nous avons vu que ces modes ont des propriétés de propagation non réciproques dues à l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. Le calcul de la relation de dispersion effectué par Moon *et al.* [56] donne la relation suivante :

$$\frac{\omega}{\gamma\mu_0} = \sqrt{\left(H + \frac{M_s}{4} + Jk_{\text{sw}}^2\right) \left(H + \frac{3M_s}{4} + Jk_{\text{sw}}^2\right) - \frac{e^{-4|k_{\text{sw}}|t} M_s^2}{16} (1 + 2e^{|k_{\text{sw}}|t})} + \frac{2D}{\mu_0 M_s} p k_{\text{sw}} \quad (1.57)$$

où H est le champ appliqué pour saturer l'aimantation dans le plan, J correspond à l'échange tel que $J = 2A/\mu_0 M_s$. Ce calcul est valable dans la limite ultra-mince pour laquelle l'épaisseur de la couche est faible devant la longueur d'onde ($k_{\text{sw}} t \ll 1$). Pour des systèmes plus épais l'hypothèse de l'aimantation uniforme suivant l'épaisseur de la couche ferromagnétique n'est plus valable.

Le profil des modes de Damon-Eshbach suit une décroissance exponentielle de leur amplitudes suivant l'épaisseur de la couche [69] : il est localisé au niveau d'une des interfaces de la couche magnétique. Pour un système épais, la localisation du profil suivant l'épaisseur du film dépend du sens de la propagation. Stashkevich *et al.* [70] ont montré que pour deux interfaces différentes¹⁷, la non réciprocity induite par la localisation du profil de l'onde de spin peut être suffisante pour empêcher une mesure correcte de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. Pour un film de Py(4 nm)/Pt(6 nm), ils estiment la non réciprocity à environ 40 MHz pour un vecteur d'onde de $20 \mu\text{m}^{-1}$.

En utilisant le résultat donné par Gladii *et al* [71], on peut estimer la non-réciprocity avec la formule suivante :

$$\Delta f = \frac{8\gamma}{\pi^3} \frac{K_s^{\text{haut}} - K_s^{\text{bas}}}{M_s} \frac{k}{1 + \frac{\lambda_{\text{dip}}^2 \pi^2}{t^2}} \quad (1.58)$$

Où λ_{dip} correspond à la longueur d'échange dipolaire avec $\lambda_{\text{dip}}^2 = 2A/(\mu_0 M_s^2)$ et K_s^{haut} (respectivement K_s^{bas}) correspond à l'anisotropie de surface de l'interface supérieur (respectivement inférieur) de la couche ferromagnétique. Tout comme pour l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya, l'évolution de la non-réciprocity en fréquence est linéaire avec le vecteur d'onde rendant les deux contributions impossible à séparer pour un unique échantillon. Toutefois, la non-réciprocity induite par la différence d'anisotropie uniaxiale à l'interface est proportionnelle à l'épaisseur de la couche alors que celle induite par l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya est inversement proportionnelle à l'épaisseur de la couche.

En utilisant l'équation précédente, on peut estimer¹⁸ la non-réciprocity en fréquence pour des films ultra-mince de CoFeB/MgO d'environ 1 nm d'épaisseur à environ 1 MHz pour un vecteur d'onde de $20 \mu\text{m}^{-1}$. Pour des films d'environ 1 nm d'épaisseur la principale

17. Ce qui est le cas pour avoir une interaction de Dzyaloshinskii-Moriya à l'interface non nulle.

18. Cette estimation a été obtenue en faisant l'hypothèse que seul l'interface supérieure avec le MgO contribue à l'anisotropie perpendiculaire.

source de non-réciprocité pour la propagation des ondes de spin dans une géométrie de Damon-Eshbach est alors l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya.

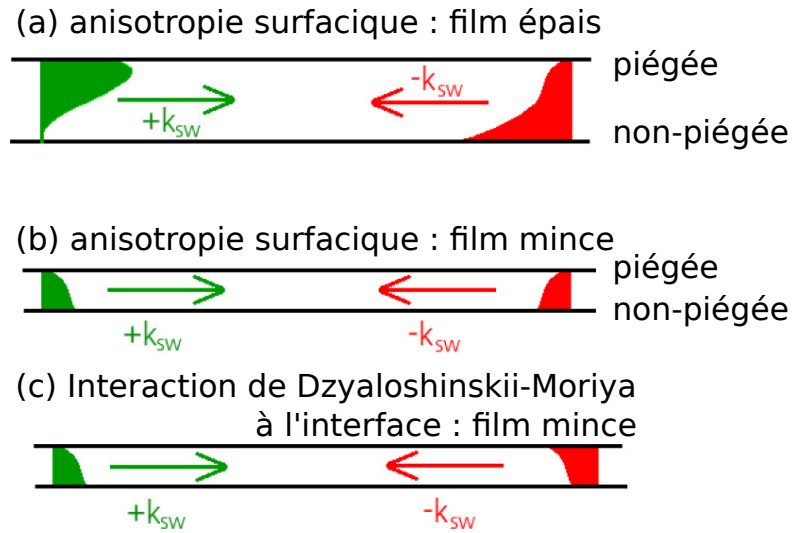


FIGURE 1.11 – Schéma illustrant la variation du profil en épaisseur d'une onde de spin dans le cas de films épais (a) et mince (b-c). Dans le cas d'une différence d'anisotropie surfacique (a-b) suivant les conditions aux limites l'onde peut avoir un profil différent suivant la direction de propagation (a) qui s'estompe pour des films minces (b). L'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya est aussi source de non-réciprocité (c). Image en provenance de [70].

Chapitre 2

Techniques Expérimentales

Dans ce chapitre je vais présenter les méthodes qui ont été utilisées pour réaliser l'étude de la dynamique de paroi mais aussi pour la quantification de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. Dans la partie 2.1 je présenterai quelques détails de la fabrication des échantillons. Une méthode de caractérisation usuelle pour connaître les anisotropies et l'amortissement sera alors présentée dans la partie 2.2. Puis dans la partie 2.3 je présenterai deux méthodes pour quantifier l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya qui ont été mise en œuvre au laboratoire Aimé Cotton par l'équipe de Vincent Jacques pour les mesures de magnétométrie par centre NV et au Laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux avec Mohamed Belmeguenai pour les mesures de diffusion Brillouin. Dans la partie 2.4 je décrirai le banc de microscopie magnéto-optique utilisé pour mesurer les vitesses de propagation de paroi dans les films continus et dans la partie 2.5 je décrirai les outils utilisés pour simuler la dynamique des parois de domaines.

2.1 Fabrication des échantillons, micro-fabrication

La réalisation des échantillons pour des mesures qu'elles soient statique ou dynamique va demander au minimum des outils de dépôt pour la réalisation des différentes couches qui composent un empilement magnétique (exemple 1), mais aussi, pour des structures plus complexes, des outils de gravures et de lithographies (exemple 2).

2.1.1 Exemple 1 : Couche libre à anisotropie perpendiculaire

La fabrication de ces échantillons a été réalisée au *National Institute for Materials Science* par l'équipe de Masamitsu Hayashi. Le dépôt a été fait par pulvérisation cathodique, en partant du substrat les couches sont :

Si \ SiO₂(100 nm) \ X(t) \ CoFeB(1 nm) \ MgO(2 nm) \ Ta(1 nm)

Où la couche X(t) est variable en composition et en épaisseur. Il a été suivi d'une étape de recuit pour permettre une cristallisation correcte, pour avoir une bonne qualité d'interface et pour améliorer l'anisotropie perpendiculaire.

2.1.2 Exemple 2 : Nanopilier composé d'une demi-jonction tunnel

Pour la réalisation d'un dispositif pour mesurer des ondes de spin dans des parois on propose d'utiliser une demi-jonction tunnel comme analyseur. Le système se compose d'une couche libre étendue et d'une couche piégée dans un nanopilier, la couche libre doit être recouverte d'une couche de MgO pour garder une anisotropie perpendiculaire. Les différentes étapes de gravure sont décrites dans la figure 2.1.

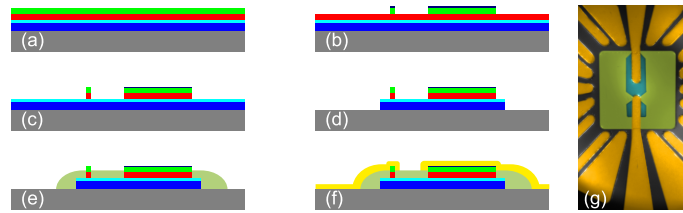


FIGURE 2.1 – Différentes étapes de fabrication d'un échantillon pour la mesure d'ondes de spin (a)-(f), et une image en fausses couleurs de l'échantillon prise au microscope (g) le carré vert fait 80 μm de côté.

Les différentes étapes en partant du dépôt des couches sont :

- (a) Couches avant gravure, en vert le masque dur de gravure, en rouge les couches piégées, en cyan la barrière tunnel, en bleu la couche libre et les couches pour la croissance et en gris le substrat.
- (b) Un masque de chrome (20 nm) est défini par lithographie électronique et lift-off, puis le masque dur de tantale est gravé par RIE (Gravure Ionique Réactive).
- (c) Gravure IBE (Gravure par faisceau d'ions) des piliers et reprise de contact. La gravure est faite jusqu'à la barrière tunnel, l'arrêt de la gravure se fait avec un SIMS (Spectromètre de masse à ionisation secondaire) pour détecter quelle couche est en train d'être gravée.
- (d) Définition de la couche libre par gravure IBE et lithographie électronique.
- (e) Encapsulation pour protéger la barrière tunnel de l'oxydation de l'air. La zone est définie par lithographie optique et gravée par un plasma d'oxygène.
- (f) Dépôt des électrodes RF en or par photolithographie et lift-off.

Les dimensions des structures étant pour certaines inférieures au micromètre il est nécessaire d'utiliser la lithographie électronique pour définir les éléments des structures (étapes (b) et (d)). Pour les étapes moins critiques et ayant de plus larges dimensions caractéristiques (typiquement supérieures à quelques micromètres) on peut utiliser la lithographie optique (étapes (e) et (f)).

Le lift-off consiste à venir insoler et développer une résine photosensible, les parties insolées (pour une résine positive) vont alors se dissoudre et laisser libre la surface de l'échantillon, on vient alors déposer la couche qu'on souhaite structurer. En dissolvant le reste de la résine seules les couches en contact direct vont rester.

L'étape de gravure (b) est réalisée par gravure RIE pour avoir une gravure anisotrope et sélective en élément. On ne souhaite graver que la couche de tantale et s'arrêter dans la couche d'aluminium (voir figure 2.2). Le contrôle de la profondeur de la gravure se fait avec un profilomètre sur une zone de test.

La gravure IBE de l'étape (c) est la continuité de la gravure précédente. La gravure IBE n'est que peu sélective en éléments. Elle permet de graver toutes les couches. Le tantale étant relativement plus difficile à graver, il va jouer son rôle de masque dur. Sur cette étape le point d'arrêt est critique : il faut arrêter la gravure juste au début de la couche de MgO. On utilise pour cela un SIMS : lorsque du magnésium est détecté dans la chambre on arrête la gravure.

Contrairement à l'étape (b), dans l'étape (d), la forme de la couche libre est définie par une bicouche de résine négative. C'est-à-dire que la partie insolée par le faisceau d'électrons ne va pas se dissoudre dans le bain de développement. Ici, le point d'arrêt n'est pas critique, il faut juste veiller à graver toutes les couches jusqu'au substrat.

2.2 Résonance ferromagnétique à large bande : VNA-FMR

Pour la caractérisation des échantillons et de leurs propriétés dynamiques, l'étude de la résonance ferromagnétique (FMR) est informative des anisotropies, de l'amortissement, du facteur de Landé, mais aussi dans le cas de multicouches des couplages présents entre les différentes couches ferromagnétiques. La résonance ferromagnétique à large bande est une méthode de caractérisation dans laquelle on vient grâce à un analyseur de réseau mesurer les paramètres S d'une ligne coplanaire en contact avec l'échantillon à étudier pour en déduire les fréquences et les largeurs de raie de ses modes de résonance. Les paramètres S correspondent à la réflexion (S_{11} et S_{22}) et à la transmission (S_{12} et S_{21}) d'ondes des deux côtés de la ligne lorsque la ligne est connectée à ses deux extrémités. En configuration un port, seul le paramètre de réflexion S_{11} est accessible.

La susceptibilité de l'aimantation étant non nulle à la fréquence de résonance, i.e. lorsque la fréquence de l'onde radio-fréquence (RF) correspond à l'un des modes FMR, par cou-

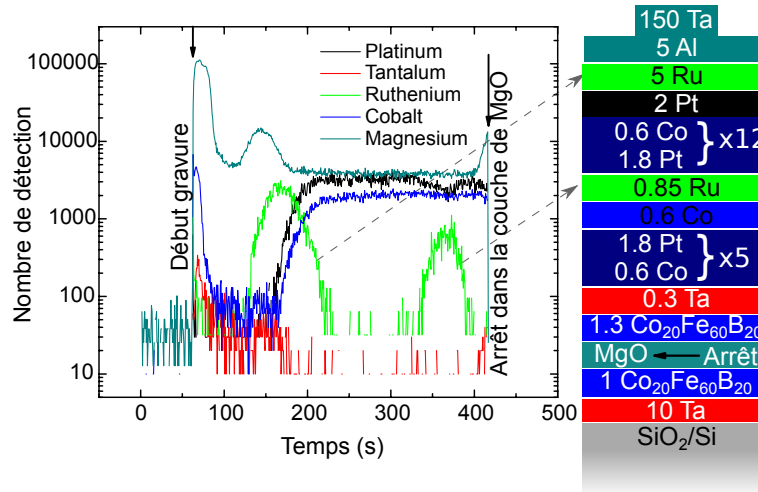


FIGURE 2.2 – Exemple de courbe obtenue pour une analyse élémentaire pendant une gravure IBE. On souhaite ici s'arrêter dans la couche de MgO. On peut clairement voir la gravure des couches de ruthénium (flèches). L'empilement gravé est montré à droite.

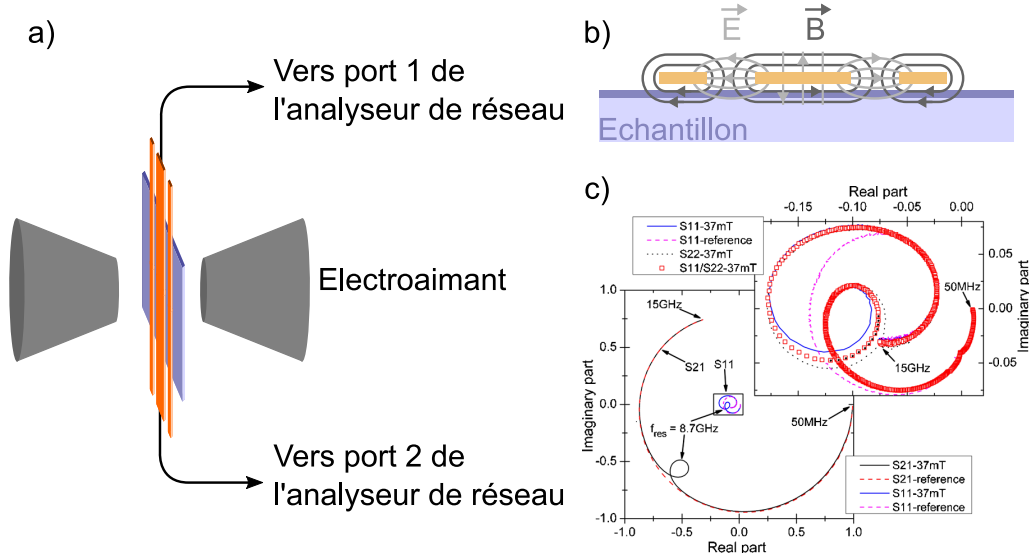


FIGURE 2.3 – a) Schéma d'expérience de résonance ferromagnétique, b) champ créé par une ligne coplanaire. c) Mesure des paramètres S dans le cas d'une configuration 2-ports, pour un échantillon de 40 nm de $\text{Co}_{72}\text{Fe}_{18}\text{B}_{10}$. Image en provenance de réf.[72].

plage on vient alors modifier les propriétés de transmission de la ligne. En RF, une ligne de transmission a une impédance caractéristique (Z_c) et une constante de propagation données (γ_{prop} en lien avec la vitesse de phase); ces deux paramètres dépendent de la perméabilité magnétique et de la permittivité électrique effective de la ligne :

$$Z_c = \sqrt{\frac{\mu_{\text{eff}}}{\epsilon_{\text{eff}}}} \quad \text{et} \quad \gamma_{\text{prop}} = j2\pi f \sqrt{\mu_{\text{eff}}\epsilon_{\text{eff}}} \quad (2.1)$$

La perméabilité magnétique dépend de la susceptibilité comme $\mu_{\text{eff}} = \mu_0(1 + x\chi)$ où χ est la susceptibilité, et x un facteur de remplissage. Pour pouvoir remonter proprement à ces modifications, il faut, avant de commencer les mesures, procéder à la calibration de l'analyseur de réseau. En effet parce que la vitesse des ondes est finie, après propagation elles subissent un retard, de plus les différentes connexions, les câbles RF, peuvent induire des pertes variables en fréquence. Une calibration de l'analyseur est d'abord nécessaire pour remonter aux paramètres S au niveau de la ligne coplanaire. Il est important de garder la même géométrie dans la configuration utilisée pour réaliser la calibration et les mesures. Une modification de la position des câbles change la calibration, les câbles RF étant sensibles à la courbure. Pour pouvoir déduire ensuite la perméabilité et donc la susceptibilité de l'aimantation à la fréquence mesurée à partir des paramètres S, il faut modéliser la propagation des ondes RF au sein de la ligne coplanaire.

Pour inverser le modèle il est aussi nécessaire d'avoir un signal de référence qui correspond à la même géométrie mais dans lequel il n'y a pas de signal due à la résonance ferromagnétique, soit en choisissant une orientation de l'aimantation pour lequel le champ magnétique RF est parallèle à l'aimantation ($\chi = 0$), soit en envoyant la fréquence FMR en dehors de la plage de fréquence mesurée via un choix adéquat du champ, ou alors en moyennant pour plusieurs champs statiques appliqués.

Toutefois pour les systèmes qui nous intéressent, avec des couches ultra-fines à anisotropie perpendiculaire ou si l'amortissement est élevé, le rapport signal sur bruit est faible. Le facteur de remplissage étant proportionnel à l'épaisseur de la couche ferromagnétique pour une couche nano ou subnanométrique ce facteur est très faible, de plus, la susceptibilité (χ) est proportionnelle à $1/\alpha$ à la résonance. Il peut ne pas être suffisant pour déterminer avec précision les largeurs de raie des modes FMR et donc pouvoir remonter au paramètre d'amortissement de Gilbert et à l'inhomogénéité des couches.

2.3 Méthodes de caractérisation du DMI

Cette section va dresser la liste de certaines méthodes de caractérisation des couches ferromagnétiques pour quantifier l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. Cette liste, loin d'être exhaustive, va présenter ces méthodes qui permettent une caractérisation à diffé-

rentes échelles de longueurs et de temps. Les propriétés mesurées varient suivant les méthodes. Avec la magnétométrie par centre lacune-azote (centre NV), on mesure les champs de fuite de l'échantillon [64, 73]; la diffusion Brillouin permet une mesure des ondes de spin [70, 74, 75] et la microscopie Kerr [65, 76] donne une indication de la projection de l'aimantation suivant un axe.

2.3.1 Magnétométrie par centre NV

2.3.1.1 Description de la méthode

La mesure directe du champ de fuite au-dessus de l'échantillon est utilisée pour estimer la structure de l'aimantation. La variation du champ magnétique dans le vide est bien connue; en faisant une comparaison avec différentes simulations de la structure de l'aimantation on peut discriminer quelle structure est observée parmi les différentes probables. La principale difficulté étant alors d'avoir un système à la fois sensible et capable d'avoir une résolution de l'ordre du nanomètre mais aussi ne perturbant pas l'aimantation. L'utilisation de diamants ayant en leur cœur une lacune associée avec un atome d'azote permet d'avoir ces trois conditions, le centre NV ayant une taille atomique et les sensibilités relevées sont de l'ordre de $10 \mu\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$ [77]. Bien que le centre NV ne perturbe pas l'aimantation par un champ de fuite, le mode de lecture du champ magnétique passe par l'application de micro-onde ayant une fréquence de l'ordre de 2.8 GHz avec une amplitude de champ de l'ordre de 0.1 mT à 1 mT. Si le système comporte un mode de résonance autour de cette fréquence, il est alors susceptible d'être excité [78]. Le centre NV est orienté suivant l'axe

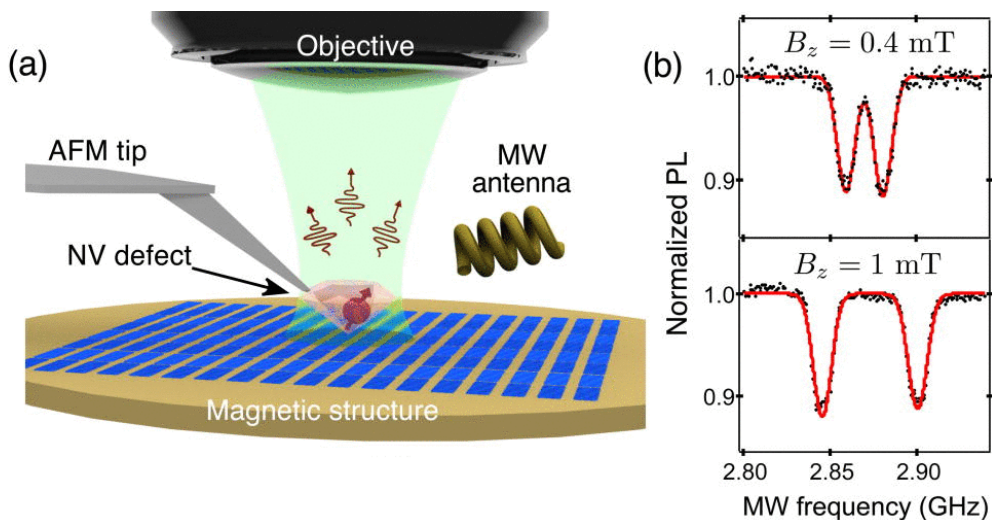


FIGURE 2.4 – Schéma de principe d'un microscope à centre NV, avec un nanodiamant monté sur une pointe AFM (a). Un champ RF est appliqué et la variation de photoluminescence est enregistrée pour différentes fréquences d'excitation (b). Image en provenance de [77].

[111] du diamant. Cette méthode repose sur la lecture de l'état de spin du centre NV. Il se compose de deux électrons ayant un spin $S=0$ ou $S = \pm 1$. Les états $S=0$ et $S = \pm 1$ sont séparés d'une fréquence de 2.88 GHz alors que les états $S = \pm 1$ sont dégénérés. Le champ magnétique vient alors lever la dégénérescence des états $S = \pm 1$ par couplage de Zeeman. Le système est alors sensible à la composante du champ magnétique projeté sur l'axe [111]. Un laser vert à 532 nm vient peupler l'état $S=0$ qui se désexcite en émettant un photon. L'application de micro-ondes vient ensuite peupler les états $S = \pm 1$ si la fréquence des micro-ondes correspond à la transition entre l'état $S=0$ et les états $S = \pm 1$. La désexcitation des états de spin $S = \pm 1$ passe par des canaux non radiatifs. Une chute de la photoluminescence est alors constatée en fonction de la fréquence des micro-ondes. A partir de la fréquence, la valeur du champ magnétique projeté du l'axe [111] est alors déduite. Si la composante du champ magnétique perpendiculaire à la direction [111] du cristal est trop forte le contraste de photoluminescence en les états $S=0$ et $S = \pm 1$ est perdu.

Cela restreint en pratique la technique aux mesures de champ inférieur à 10 mT. Pour réaliser une cartographie de champ magnétique un diamant comportant un centre NV est alors placé à l'extrémité d'une pointe AFM puis est balayé à la surface de l'échantillon. C'est soit un nano-diamant accroché au plus proche de la pointe soit un diamant gravé pour avoir un centre NV à l'extrémité d'un nano-pilier. Dans le premier cas le centre NV se retrouve à environ 100 nm de la surface alors que dans le second cas il est à environ 10 nm de la surface. La distance du centre NV par rapport à la couche ferromagnétique est la principale limitation en termes de résolution spatiale pour pouvoir remonter à l'aimantation.

Dans ces systèmes l'application du laser vert n'est pas sans conséquence : avec un flux lumineux suffisamment intense l'échauffement local provoqué par le laser peut modifier le piégeage local d'une paroi de domaines et induire un déplacement de la paroi. L'augmentation de température due au laser est d'environ 10 K/mW [79].

2.3.1.2 Intérêt dans la mesure de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya :

Si l'interaction DM est suffisamment forte, elle peut provoquer l'instabilité des parois de domaines et on peut alors la relier à la densité de domaines. En pratique, dans la plupart des films la DMI n'est pas suffisante pour induire une instabilité des parois de domaines. Il est par contre intéressant de quantifier le DMI à la fois en signe et en intensité, surtout pour les faibles valeurs de DMI pour la manipulation de paroi par un courant polarisé en spin.

Dans ces situations de faible DMI, la principale conséquence est la modification de la structure de la paroi, d'une paroi de Bloch vers une paroi de Néel. En pratique sans interaction DM, une paroi de Bloch est stabilisée à cause du plus faible coût en énergie dipolaire de

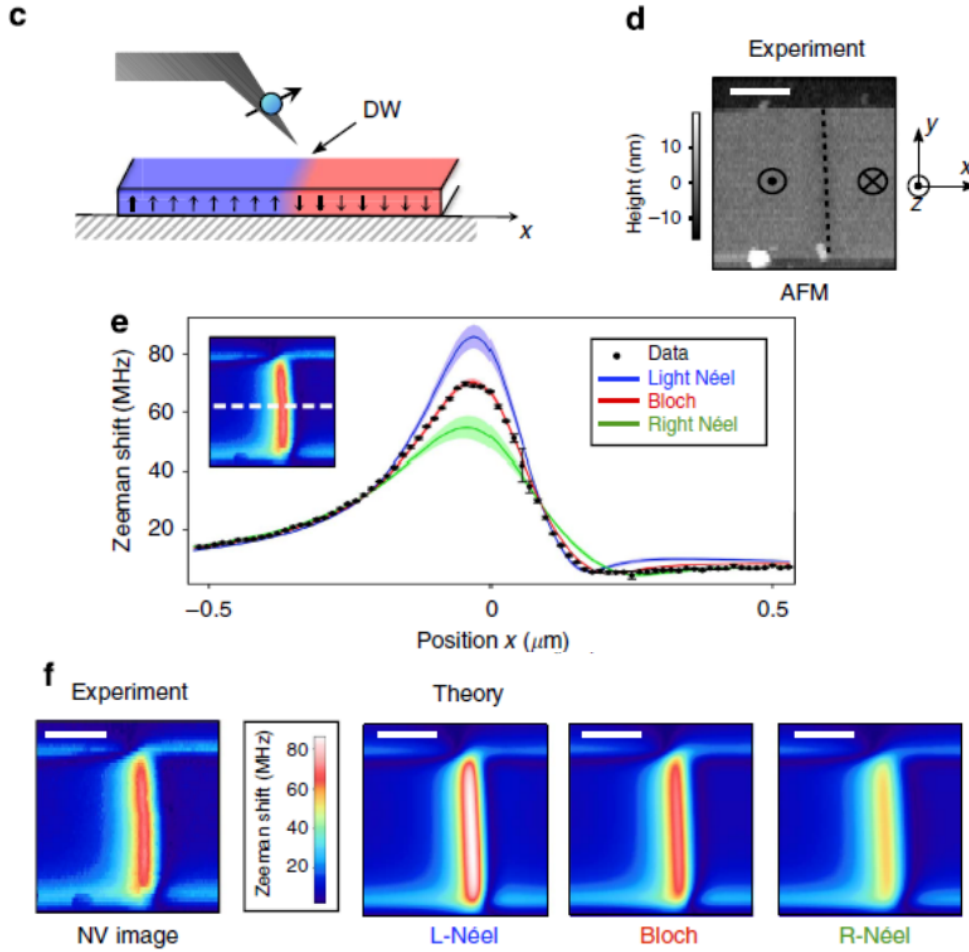


FIGURE 2.5 – Observation d’une paroi de domaines grâce à un microscope à centre NV (c) dans des fils ultrafins de Ta/CoFeB/MgO. À partir du champ de fuite d’une paroi il est possible de remonter au type de parois de domaines (d). Image en provenance de ref. [64].

ce type de paroi par rapport à une paroi de Néel [20], qui a des charges de volumes dues à la divergence non nulle de l’aimantation. Ces charges magnétiques vont créer un champ de fuite qui peut soit s’ajouter, soit se soustraire au champ créé par la composante perpendiculaire de l’aimantation [64], qui ne dépend pas ou peu de la structure (Bloch ou Néel). La mesure du champ de fuite alors permet de distinguer une structure de Bloch ou de Néel. Si on caractérise la structure de la paroi on peut en déduire la valeur de la constante de DM. Au-delà de la transition Bloch/Néel seule une information sur le signe du DMI et une borne inférieure sur $|D_{\text{eff}}|$ est possible. Cette méthode est donc particulièrement adaptée aux faibles valeurs de DMI [79].

2.3.2 Méthode par diffusion Brillouin

Contrairement aux expériences de résonance ferromagnétique, il ne s'agit pas uniquement de déterminer les fréquences des ondes de spin au vecteur d'onde nul. La diffusion Brillouin permet de sonder des vecteurs d'onde non-nuls. À l'aide d'un faisceau laser, on vient illuminer l'échantillon. Lorsqu'un photon vient interagir avec la matière il peut soit émettre soit absorber un quanta d'excitation, dans le cas qui nous intéresse, un magnon possédant un vecteur d'onde compatible avec celle de la lumière utilisée. Dans la suite on ne parlera que de magnons.

En partant des principes de conservation de l'énergie et de l'impulsion on a, pour un processus d'émission, la relation suivante entre les fréquences et les vecteurs d'onde ce qui correspond à un processus de Stokes :

$$\begin{cases} f_{\text{stokes}} = f_{\text{inc}} - f_{\text{mag}} \\ k_{\text{stokes}} = k_{\text{inc}} - k_{\text{mag}} \end{cases} \quad (2.2)$$

alors que lorsqu'un photon absorbe un magnon, ce qui correspond à un processus anti-Stokes on a :

$$\begin{cases} f_{\text{antistokes}} = f_{\text{inc}} + f_{\text{mag}} \\ k_{\text{antistokes}} = k_{\text{inc}} + k_{\text{mag}} \end{cases} \quad (2.3)$$

où f_{inc} , f_{mag} , k_{inc} et k_{mag} sont décrits dans la figure 2.6, où k_{diff} dans la figure 2.6 correspond soit à un processus de Stokes ou d'anti-Stokes. Suivant la direction analysée pour le faisceau réfléchi et l'angle d'incidence du laser sur l'échantillon on vient sonder un vecteur d'onde différent. Pour un vecteur d'onde donné le décalage en fréquence entre la fréquence du laser et de la lumière diffusée est alors indicatif de la fréquence du magnon sondé.

Pour les expériences qui ont été réalisées en collaboration avec le Laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux (Villetaneuse), on vient analyser le faisceau rétro-diffusé, réémis dans la même direction que le faisceau incident (figure 2.6). Le vecteur d'onde et alors donné par :

$$k_{\text{mag}} = 2 \frac{2\pi}{\lambda_{\text{inc}}} \sin \theta_{\text{inc}} \quad (2.4)$$

Pour un laser de longueur d'onde 532 nm (laser vert) le vecteur d'onde maximum pour k_{mag} est $23 \mu\text{m}^{-1}$. Par BLS on ne peut donc pas analyser des ondes de spin ayant une longueur d'onde de l'ordre du nanomètre. En fixant des angles d'incidence différents on peut donc remonter à la relation de dispersion des magnons. Dans la géométrie utilisée ici faire tourner l'échantillon change le vecteur d'onde analysé. Le spectre du faisceau réfléchi est alors analysé par un interféromètre Fabry-Pérot à 2×3 passages qui permet d'analyser

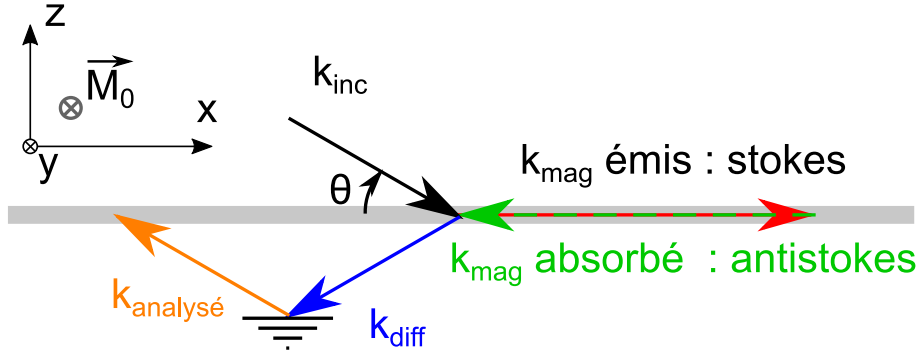


FIGURE 2.6 – Différents vecteurs d’onde de la lumière : incidente (k_{inc}), après diffusion (k_{diff}) et après réflexion (k_{analyse}), et des magnons (k_{mag}) dans une géométrie où le faisceau rétro-diffusé est analysé.

une gamme de fréquences entre 3 et 300 GHz et la résolution en fréquence pour l’analyse spectrale de la lumière de l’ordre de la centaine de MHz[80]. Puis on vient compter le nombre de photon avec une photo-diode à avalanche en intégrant le signal suffisamment longtemps pour avoir un signal décent, ce qui peut prendre jusqu’à 15 heures [80].

L’intérêt pour la mesure de la DMI provient de la non-réciprocité en fréquence pour deux magnons de vecteurs d’onde opposés dans une géométrie de Damon-Eshbach [56, 57] (voir le paragraphe 1.4.2). En réalisant un spectre BLS on absorbe d’un côté les magnons ayant un vecteur d’onde $+k_{\text{mag}}$ pour les décalages en fréquence positifs alors que les vecteurs d’ondes $-k_{\text{mag}}$ sont émis pour les décalages en fréquence négatifs. La différence entre les fréquences des deux magnons ayant pour vecteurs d’onde $+|k_{\text{mag}}|$ et $-|k_{\text{mag}}|$ est alors [80] :

$$\Delta f_{\text{mag}} = f_{\text{stokes}} - f_{\text{antisokes}} = \frac{2\gamma}{\pi M_s} D_{\text{eff}} k_{\text{mag}} \quad (2.5)$$

la différence de fréquence $f_{\text{stokes}} - f_{\text{antisokes}}$ est linéaire avec le vecteur d’onde, et est directement proportionnelle avec la constante D_{eff} . Le signe de Δf_{mag} informe sur le signe du DMI. En effet, dans la géométrie étudiée où l’aimantation est planaire et le vecteur d’onde perpendiculaire à la partie dynamique de l’aimantation forme une spirale de spin, et comme l’interaction DM favorise une chiralité par rapport à l’autre, celle ayant la chiralité favorisée par la DMI a une fréquence moins élevée que l’autre. On peut dans notre

cas écrire l'aimantation comme :

$$M(x, t) \approx M_s \begin{pmatrix} m_x \cos(\omega t - k_{\text{mag}} x) \\ 1 \\ m_z \sin(\omega t - k_{\text{mag}} x) \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Pour $k_{\text{mag}} > 0$ et l'aimantation suivant $+y$, la partie dynamique dans l'équation 2.6 décrit une spirale dans le sens anti-horaire (voir k_{mag} émis dans la figure 2.7). Pour un $D > 0$ c'est une spirale dans le sens anti-horaire qui coûte le plus d'énergie, c'est donc elle qui aura alors une fréquence plus élevée. On a donc pour $D > 0$ et si l'aimantation est suivant $+y$, $\Delta f_{\text{mag}} = f_{\text{stokes}} - f_{\text{antistokes}} > 0$.

La diffusion Brillouin donne une quantification directe du DMI à la fois en module et en

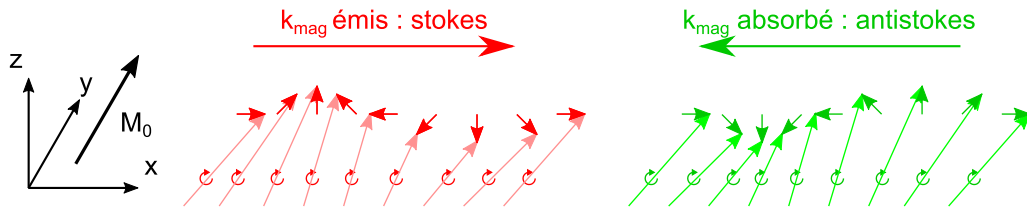


FIGURE 2.7 – Ondes de spin suivant la direction du vecteur d'onde, la partie dynamique de l'aimantation décrit une spirale de spin dont la chiralité dépend du sens de propagation et de la direction de l'aimantation statique.

signe sans devoir connaître la raideur d'échange. Toutefois pour des faibles valeurs de DMI la différence de fréquence Δf_{mag} peut être proche de la résolution en fréquence du système et de la largeur de raie, limitant la précision sur les mesures aux faibles DMI.

La raideur d'échange pour des films ultra-minces est un paramètre mal connu. Même s'il est théoriquement possible de remonter à la raideur d'échange par des mesures BLS on ne peut sonder que des ondes de spin ayant une longueur d'onde de l'ordre de 266 nm et plus (laser vert). Pour pouvoir remonter avec précision à la raideur d'échange il faudrait avoir accès à une plus large gamme de longueur d'onde.

2.4 Méthodes magnéto-optiques

Pour mesurer des modifications sur l'état d'aimantation de nos échantillons nous utilisons un microscope magnéto-optique.

2.4.1 Description des effets magnéto-optiques

La polarisation de la lumière peut être décrite par deux états : une polarisation circulaire droite ou gauche. Lorsque la lumière se propage, le vecteur qui décrit le champ électrique

va tourner vers la gauche ou la droite. Une polarisation linéaire sera alors une superposition des deux états de polarisation circulaire. Lorsque les deux chiralités ne sont pas absorbées de façon identique on va alors parler de dichroïsme circulaire et lorsque l'indice optique est différent on parle de biréfringence circulaire. Pour une lumière polarisée linéairement, si il y a un déphasage différent entre les deux polarisations lors d'une transmission ou réflexion de la lumière, l'axe de polarisation va alors tourner. On peut aussi avoir une polarisation elliptique si l'état de polarisation n'est pas une superposition à parts égales des deux polarisations circulaires. Le vecteur du champ électrique de la lumière décrit alors une ellipse avec un grand axe et un petit axe dont le rapport entre les deux définit l'ellipticité.

L'interaction entre la lumière et la matière peut dépendre de l'état d'aimantation, l'indice optique va aussi dépendre de la direction de l'aimantation et de la polarisation de la lumière. Pour les effets qui nous intéressent cela correspond à une rotation de l'axe de polarisation. Lorsque la lumière est observée par transmission on va alors parler d'effet Faraday [81] et d'effet Kerr lorsqu'elle est réfléchie [82]. Pour décrire la variation de l'indice optique suivant l'aimantation on introduit un tenseur de permittivité antisymétrique qui est linéaire avec l'aimantation [83] sous cette forme :

$$\underline{\underline{\epsilon}}_{\text{prop}}^{\sim} = \epsilon_{\text{prop}} \begin{pmatrix} 1 & -iQ_{rm}M_z & iQ_{rm}M_y \\ iQ_{rm}M_z & 1 & -iQ_{rm}M_x \\ -iQ_{rm}M_y & iQ_{rm}M_x & 1 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Suivant la direction de l'aimantation par rapport au champ électrique (la polarisation), l'axe de polarisation va tourner. La rotation de la polarisation est linéaire par rapport à l'aimantation. Pour des systèmes métalliques tels que ceux utilisés dans ce travail, le substrat étant opaque on ne peut utiliser que l'effet Kerr. Suivant la direction de propagation de la lumière par rapport à l'aimantation on parle alors :

- d'effet Kerr polaire lorsque l'aimantation est perpendiculaire au plan.
- d'effet Kerr longitudinal lorsque l'aimantation est dans le plan et dans une direction parallèle à la direction de propagation de la lumière.
- d'effet Kerr transverse lorsque l'aimantation est dans le plan et dans une direction perpendiculaire à la direction de propagation de la lumière.

Dans notre cas on ne considérera que l'effet Kerr polaire. La lumière vient illuminer l'échantillon perpendiculairement au plan et la rotation de l'axe de polarisation de la lumière est proportionnelle à la composante de l'aimantation hors du plan. En venant mesurer dans quelle direction est la polarisation de la lumière après réflexion, on en déduit l'angle Kerr. L'angle Kerr est habituellement faible, quelques centièmes de degré.

Par exemple, dans la figure 2.8, la mesure de la rotation de l'axe de polarisation pour deux orientations de champ magnétique appliqué permet de remonter à l'anisotropie ma-

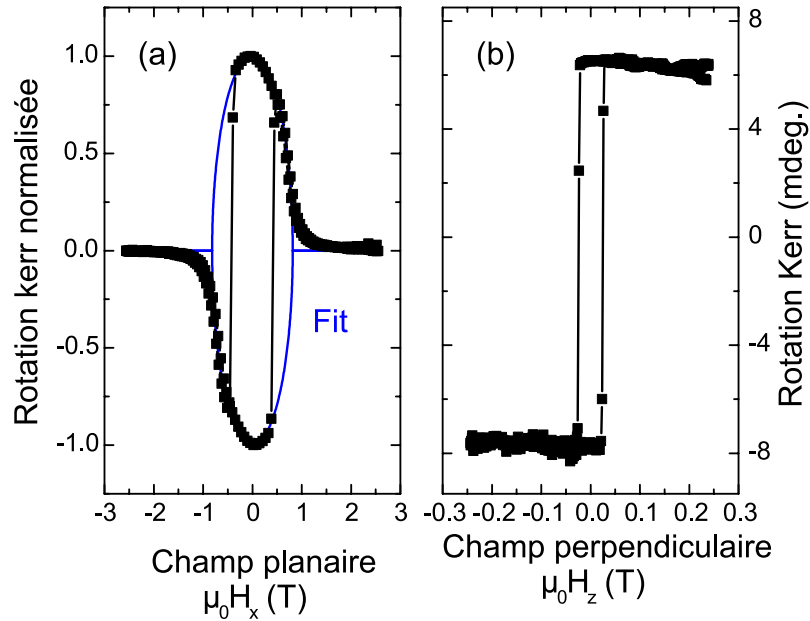


FIGURE 2.8 – Mesure de la composante Z de l'aimantation d'un échantillon de Pt/Co/AlO_x pour un champ appliqué perpendiculairement (a) ou dans le plan (b) de l'échantillon, image en provenance de la référence [80], l'épaisseur de Co est 0.8 nm.

gnétique. Dans ce cas, l'échantillon de Pt/Co/AlO_x est à anisotropie perpendiculaire. La rotation de l'axe de polarisation est de 8 mdeg au maximum dans la configuration Kerr polaire.

2.4.2 Méthodes de mesure des effets magnéto-optiques

On peut choisir de mesurer l'aimantation moyenne de l'échantillon, dans ce cas pour en déduire des caractéristiques telles que les anisotropies [figure 2.8 (a)] ou le champ coercitif [figure 2.8 (b)]. On utilise un faisceau laser polarisé linéairement, focalisé ou non sur l'échantillon, puis on mesure l'intensité réfléchie après passage dans un deuxième polariseur presque croisé avec le premier avec l'aide d'une photodiode.

Pour avoir une mesure moins bruitée, on peut utiliser une détection synchrone. L'angle entre polariseur et l'analyseur est modulé à une fréquence f et on mesure la composante en phase et en quadrature à la fréquence $2f$ du signal de sortie de la photodiode.

En venant balayer un faisceau focalisé sur la surface de l'échantillon on peut ainsi avoir une information sur la structure de l'aimantation et avoir de mesures résolue en temps [84].

Pour des mesures en champ de vue large de la structure de l'aimantation on utilise un microscope magnéto-optique en configuration Kerr polaire. Le schéma du montage est visible dans la figure 2.9. La source de lumière est une LED dont la lumière est polarisée linéairement par un polariseur, le faisceau est envoyé vers l'échantillon par une lame

semi-réfléchissante et focalisé sur l'échantillon par un objectif de microscope. La lumière réfléchie passe à travers un deuxième analyseur légèrement décroisé du premier, puis on enregistre l'image à l'aide d'une caméra CCD elle même refroidie pour limiter le bruit. L'angle $\alpha_{\text{analyseur}}$ est choisi pour avoir suffisamment de signal en sortie de caméra et d'être supérieur à θ_{Kerr} , en pratique il est choisi ~ 5 deg..

Ces mesures sont sensibles à tous les effets qui pourraient dépolariiser ou modifier l'axe

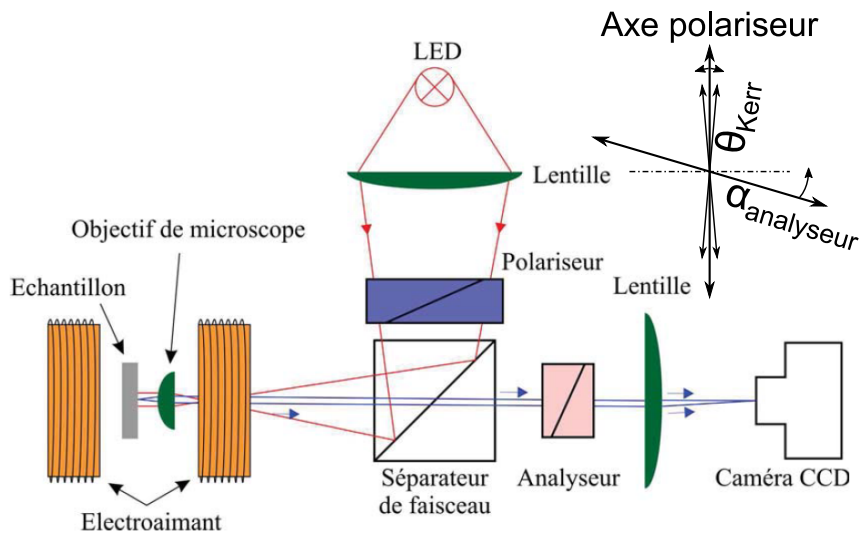


FIGURE 2.9 – Angle entre les différents axes de polarisation et schéma du montage du banc de microscopie magnéto-optique, image en provenance de la thèse de Ngoc-Minh Nguyen.

de polarisation de la lumière, ainsi toutes contraintes dans les optiques sont à proscrire. À titre d'exemple, sur la figure 2.10, on voit que pour l'ancien cube séparateur de faisceau, aux faibles angles de décroisement entre l'analyseur et le polariseur, il y avait inversion du contraste magnéto-optique. Le domaine passe du noir au blanc sur l'image différence.

La gestion des champs magnétiques extérieurs est aussi une part importante du montage. Elle va fixer les limites sur notre capacité à mesurer des vitesses de déplacement de parois ou fixer un état d'aimantation. Dans la configuration actuelle il a fallu rajouter un système pour appliquer un champ dans le plan de l'échantillon. Deux versions du montages ont été réalisées.

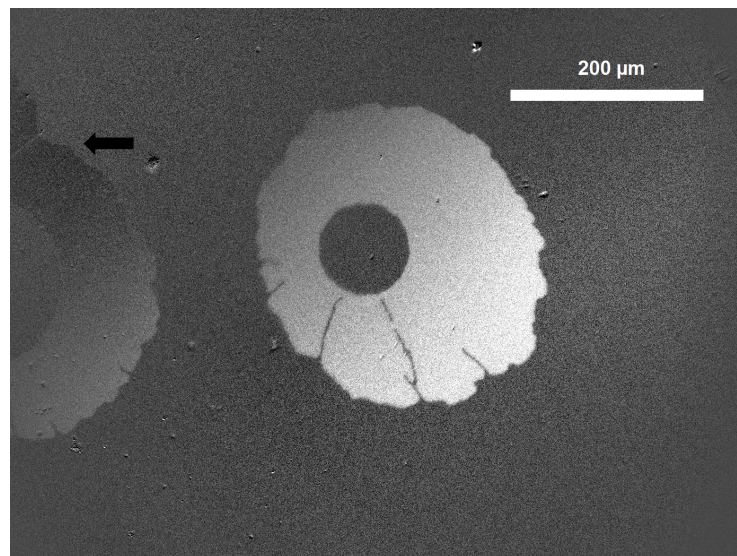


FIGURE 2.10 – Inversion du contraste magnétique due à la dépolarisation induite par le cube séparateur, La zone de constraste inversé est indiquée par une flèche.

2.4.3 Développements

2.4.3.1 Cahier des charges

Avant de commencer toute réalisation il est nécessaire de connaître ses besoins en termes de champ à appliquer, de mesure de vitesse et d'accès électrique. Pour le système étudié on s'intéresse à la mesure du champ effectif de Dzyaloshinkii-Moriya qui règne dans une paroi de domaine (voir section 1.3). On choisit aussi de travailler dans un régime de reptation pour les déplacements de paroi, ce qui limite les contraintes sur les vitesses de déplacement de paroi à mesurer et ainsi les temps de montée des bobines.

On a donc besoin :

- 1- D'un champ planaire d'au moins 50-60 mT, (les valeurs de l'interaction de Dzyaloshinkii-Moriya qu'on considère sont faibles et on s'attend à avoir des champs DMI effectifs d'environ 30 à 40 mT).
- 2- D'une possibilité de réglage fin de l'orientation du champ planaire par rapport au champ perpendiculaire, (les champs pour déplacer des parois sont inférieurs au milliTesla alors qu'on applique des champs plans d'environ 60 mT).
- 3- Des temps de montée d'environ la microseconde, (pour mesurer des vitesses de 1 ms^{-1} pour le déplacement de parois).
- 4- Accessoirement, de contacts électriques.

Dans un régime de reptation, la vitesse de paroi est fortement dépendante du champ perpendiculaire qui pousse la paroi. Il est alors nécessaire de calibrer précisément les diffé-

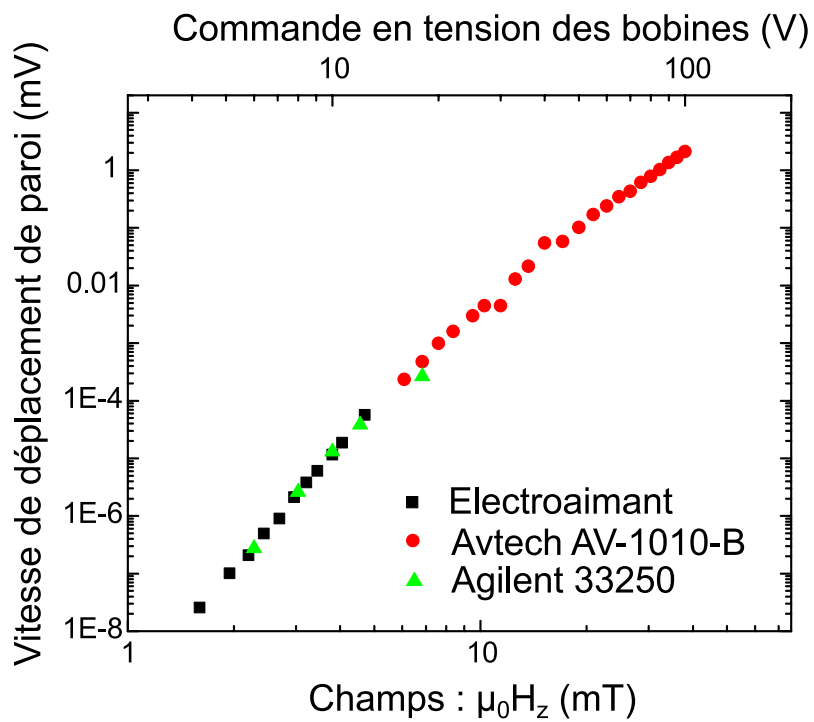


FIGURE 2.11 – calibration des microbobines, seul l'électroaimant est calibré, le facteur de conversion est déduit en superposant les vitesses de déplacement de paroi obtenues par une microbobine alimentée par différents générateurs d'impulsion (cercles et triangles) et l'électroaimant (carré).

rents électroaimants pour avoir une mesure quantitative. Le système choisi pour appliquer des champs perpendiculaires est à base de « micro » bobines. Ce sont des bobines d'environ 5 mm de diamètre qui sont accolées à l'échantillon. Le champ est relativement homogène au centre mais décroît rapidement avec la distance qui sépare la bobine de l'échantillon ; de ce fait pour une valeur de tension fixée, le champ est peu reproductible après montage/démontage. L'intérêt est aussi d'avoir des bobines avec un temps de montée court, d'environ la microseconde.

La méthode pour calibrer consiste alors à prendre quelques points à bas champ avec l'électroaimant qui lui est connu grâce à une sonde à effet Hall, puis de raccorder les mesures faites à la microbobine avec les mesures à l'électroaimant (figure 2.11).

2.4.3.2 Plaque pour champ planaire

Dans sa première version, le choix s'est porté sur une plaque porte échantillon à placer dans l'électroaimant. L'électroaimant comporte deux pôles en fer doux et une batterie de bobine (en jaune dans la figure 2.12), on peut soit ajouter deux pico-probes, pour contacter une ligne coplanaire (en bleu) soit ajouter une microbobine (en rouge) pour appliquer des champs perpendiculaires pulsés.

Ce montage permet d'appliquer un champ dans le plan de 48 mT au maximum avec un

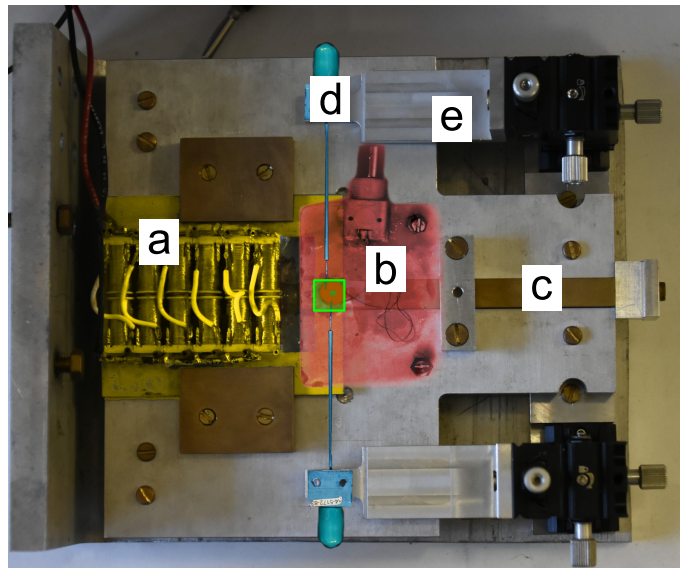


FIGURE 2.12 – Photographie de la plaque permettant d'appliquer un champ planaire, et d'avoir deux accès RF sur l'échantillon, (a) l'électroaimant planaire, (b) la plaquette supportant la micro-bobine, (c) le porte échantillon, (d) les deux pico-probes pour avoir un accès RF et (e) la platine de déplacement associé au pico-probe. L'échantillon est fixé au niveau du carré vert, (d'environ $1 \times 1 \text{ cm}^2$)

temps de montée de 7.5 ms. Il a permis d'acquérir la dynamique de paroi en régime de reptation pour des systèmes de CoFeB.

Les déplacements provoqués par la présence de pôles en fer doux dans l'électroaimant empêchent cependant de pouvoir imager lorsqu'un champ est appliqué par le gros électroaimant. Pour la mesure de vitesse de paroi sous champ, le champ planaire n'est pas suffisamment uniforme pour pouvoir avoir un champ aligné suivant le plan. Il est possible de jouer sur l'épaisseur de l'échantillon mais le système est inconfortable à l'usage.

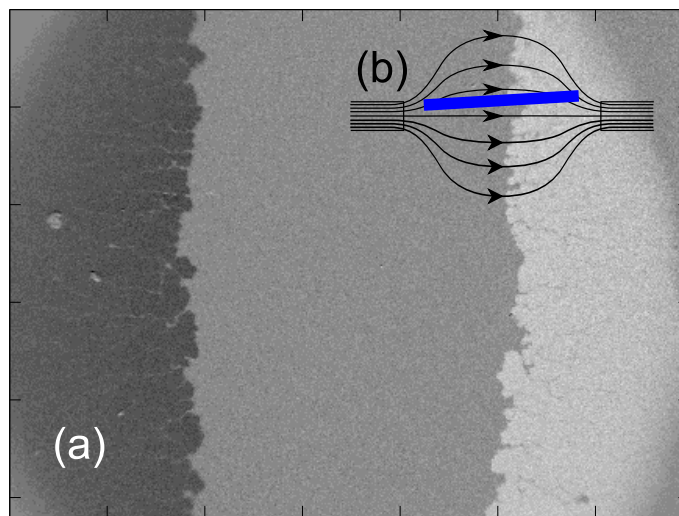


FIGURE 2.13 – Nucléation de paroi dans des films de Ta/CoFeB/MgO avec des faibles champs coécitifs. (a) A partir d'un état saturé, un champ H_x positif (respec. négatif) est suffisant pour nucléer une paroi et la déplacer. La paroi à gauche (resp. à droite) se propage jusqu'à une zone où le champ parasite créé par l'électroaimant planaire n'est plus suffisant pour déplacer la paroi. C'est dû à l'inhomogénéité du champ et au couplage entre les champs planaire et perpendiculaire si l'échantillon n'est pas parfaitement aligné (b).

Pour des systèmes à faible champ de dépiégeage, comme par exemple dans le CoFeB [85], la composante parasite Z du champ appliqué par l'électroaimant planaire est suffisante pour nucléer et déplacer des parois de domaines. En inversant les polarités du champ planaire, seule une faible portion de l'échantillon voit un champ relativement bien aligné dans son plan (figure 2.13).

Cependant même au milieu de cette zone, l'alignement reste imparfait. Dans la figure 2.14 les courbes rouge et noire devraient se superposer si le champ appliqué par l'électroaimant planaire n'avait pas de composante suivant z . De plus les courbes avec les symboles pleins et vides devraient être symétriques, ce qui n'est pas le cas. Pour limiter l'influence du champ

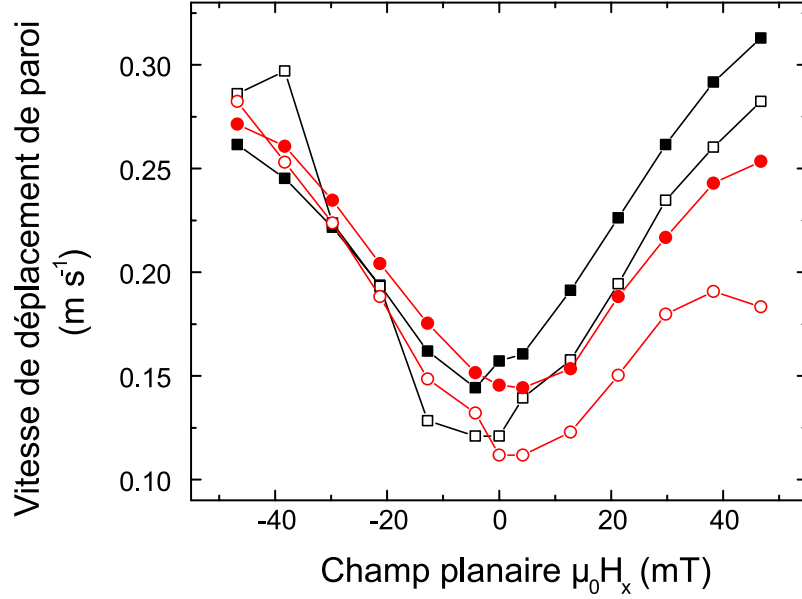


FIGURE 2.14 – Artefact sur les mesures de vitesse des parois dû au désalignement du champ planaire dans le cas d’un échantillon de Hf(1 nm)\CoFeB(1 nm)\MgO, avec un champ perpendiculaire pulsé de 9 mT pendant 300 μ s, les symboles pleins sont pour un déplacement quand on dilate et les symboles vides sont pour un déplacement qui comprime la bulle. En noir, le déplacement se fait vers la droite et en rouge vers la gauche.

planair il est nécessaire de travailler avec des champs pulsés perpendiculaires plus forts, ce qui limite les mesures, notamment pour les échantillons avec les champs de dépiégeage les plus faibles.

On peut aussi compenser ces défauts en moyennant le logarithme des vitesses pour des déplacements de compression et dilatation des bulles (figure 2.16) et en changeant la polarité du champ planaire. Pour une loi de reptation avec un champ perpendiculaire H_z et un champ planaire H_x non parfaitement aligné on a la relation suivante :

$$V(H_x, H_z) = V_0(H_x) \exp\left(\xi(H_x)(H_z + \epsilon H_x)^{-\frac{1}{4}}\right) \quad (2.8)$$

où ϵH_x correspond au champ parasite hors du plan créé par l’électroaimant planaire. Si $\epsilon H_x \ll H_z$ on peut effectuer un développement limité du logarithme de $V(H_x, H_z)$ en H_x et annuler la composante en ϵH_x .

Ce système a donc des limites au niveau de l’homogénéité du champ et ne dispose pas d’un réglage fin de l’échantillon par rapport au champ planaire. Nous verrons par la suite que l’amplitude du champ planaire fait aussi défaut, et qu’il y a un risque de ne pas disposer d’un champ suffisant pour mesurer toutes les parties intéressantes sur les courbes de vitesse.

2.4.3.3 Montage pour fort champ planaire

Pour pallier au problème d'homogénéité du champ planaire et de son alignement il a alors été choisi de placer l'électroaimant principal sur un plateau tournant pour pouvoir le passer d'une configuration pour, soit appliquer des champs perpendiculaires, soit appliquer des champs dans le plan. L'entrefer large permet de créer un champ homogène sur toute la surface de l'échantillon, une possibilité de réglage fin de l'orientation est donnée par des vis micrométriques (figure 2.15 c).

En terme de gestion des champs, le champ H_x étant créé par l'électroaimant, une bobine placée derrière le porte échantillon permet d'appliquer un champ suivant H_z d'environ 10 mT. Ce choix pose un problème sur le temps de montée du champ H_z limité à 2 ms. Quant à l'électroaimant, il permet de créer des champs jusqu'à 180 mT avec possibilité de monter à 360 mT en le refroidissant. Son temps de réponse est de l'ordre la seconde. La rapidité ici n'est pas un problème pour le champ dans le plan : pour les mesures de vitesses de paroi, le champ planaire est uniquement utilisé de manière statique.

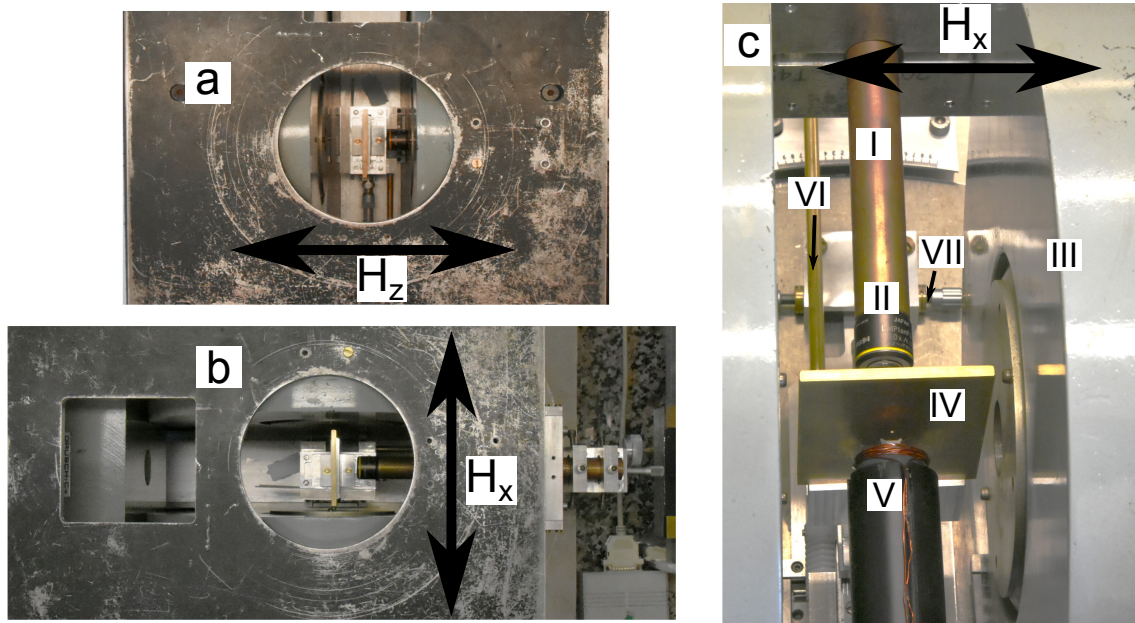


FIGURE 2.15 – Photographie du montage en configuration de mesure pour champ perpendiculaire (a) et planaire (b). Détail en configuration planaire (c), on y distingue le tube porte objectif (I) avec l'objectif de microscope (II), les pôles de l'électroaimant (III), la plaquette porte échantillon (IV), la bobine (V) pour appliquer des champs suivant l'axe perpendiculaire à l'échantillon. On distingue aussi l'axe pour le déplacement vertical (VI) et les vis micrométriques (VII) pour aligner l'échantillon dans l'électroaimant

Pour les mesures de déplacement de parois de domaines en vue de la mesure du champ

effectif DMI, avant de réaliser des mesures sous champ dans le plan il est nécessaire d'effectuer des mesures préliminaires pour calibrer les bobines et réaliser les alignements des champs.

- 1- La bobine V de la figure 2.15 n'étant pas calibrée, on nuclée une bulle et on la déplace sous un champ H_z connu. Il est nécessaire d'avoir au moins une courbe de vitesse en fonction de H_z avec un champ calibré, c'est-à-dire avec l'électroaimant en configuration perpendiculaire [figure 2.15 a)].
- 2- Ensuite on passe l'électroaimant en configuration pour champ planaire [figure 2.15 b)].

En configuration pour le champ dans le plan, l'alignement s'effectue en plusieurs étapes, d'abord un réglage grossier :

- 3- Pour trouver la position pour laquelle les parois ne se déplacent pas lorsque le champ H_x est au maximum [$H_x \approx 180$ mT et $H_z = 0$ mT]. Le réglage se fait par les vis micrométriques VII de la figure 2.15 c)].

Puis un réglage fin lorsqu'un champ planaire ne suffit plus à déplacer les parois :

- 4- On déplace les parois toujours sous champ $H_x > 0$ au maximum de son amplitude, mais avec un champ H_z pour déplacer les parois.
- 5- Puis on déplace les parois sous champ $H_x < 0$ au maximum de son amplitude, avec le même H_z .
- 6- On aligne l'échantillon en jouant sur les vis VII de la figure 2.15 (voir aussi le schéma 2.16).
- 7- On recommence les étapes 3,4,5 tant que la vitesse de déplacement de la bulle vers la gauche (ou droite) avec $+H_x$ n'est pas identique à la vitesse vers la droite (respectivement gauche) avec $-H_x$.
- 8- On peut aussi affiner le réglage en diminuant l'intensité du champ H_z .

Ces étapes d'alignement permettent de ne plus être obligé de mesurer les déplacements des bulles à la fois en les dilatant et en les comprimant pour corriger les artefacts dus au désalignement et à la non-homogénéité du champ dans le plan (figure 2.14). Il est intéressant de noter que l'alignement avec les vis micrométriques s'effectue à environ ± 5 mrad. En terme de champ cela correspond pour un champ dans le plan $\mu_0 H_x = 150$ mT à une incertitude sur le champ perpendiculaire de $\mu_0 H_z = 70$ μ T, comparable au champ terrestre. Avoir accès à des champs plus élevés permet aussi d'avoir des informations sur les champs effectifs DMI plus élevés mais aussi de montrer une dynamique plus riche sur les vitesses de déplacement en champ planaire que ce soit l'apparition de minimums locaux supplémentaires (figure 2.17) ou d'une inversion de la direction pour laquelle la vitesse est la plus rapide.

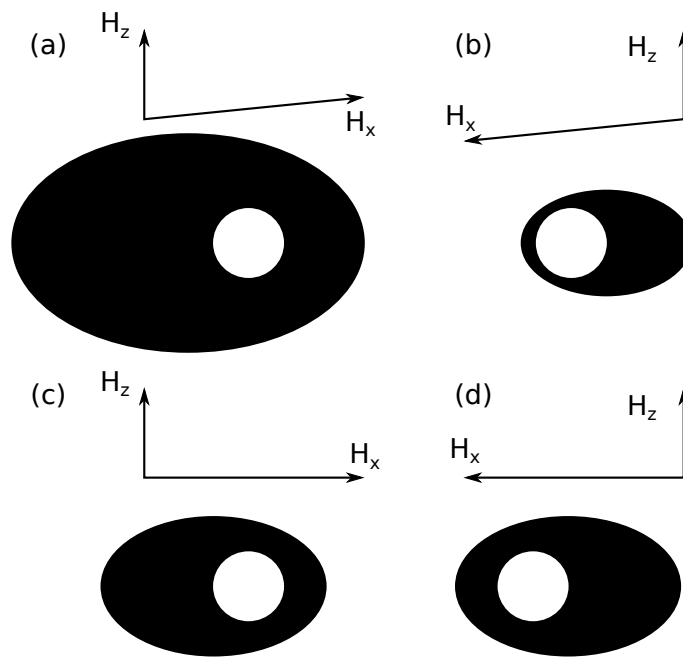


FIGURE 2.16 – Lorsque le champ planaire H_x n'est pas bien aligné la croissance de la bulle n'est pas symétrique (a)-(b). Pour des parois de domaines chirales lorsque le champ planaire H_x change de signe, le déplacement des parois doit être symétrique (c)-(d). On peut aussi déduire dans quel sens il faut tourner l'échantillon pour corriger l'alignement dans (a), les deux composantes s'additionnent suivant la perpendiculaire alors que dans (b) elles se soustraient, la vitesse de déplacement des parois est donc plus lente. Ici, il faudrait tourner le système dans le sens horaire.

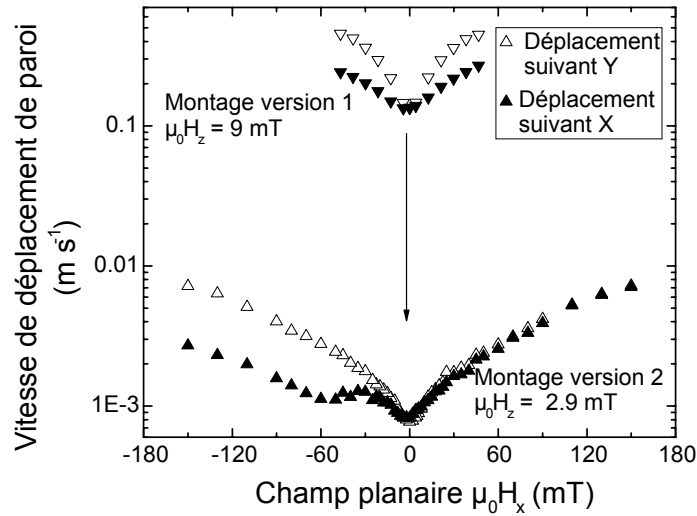


FIGURE 2.17 – Comparaison entre les deux montages pour des mesures de vitesse de paroi pour un échantillon de Hf(1 nm)\CoFeB(1 nm)\MgO. Les champs H_z accessibles et donc la gamme de vitesse est limitée par les défauts d’alignement du champ, avec le second montage on peut mesurer des vitesses beaucoup plus lentes (flèche). Certains détails ne sont pas visibles avec le premier montage notamment le second minimum local sur les vitesses V_x .

2.5 Simulations Micro-magnétiques

Au delà des mesures expérimentales, les simulations micro-magnétiques sont un bon moyen d’avoir des informations sur l’évolution du système. Dans ce travail, elles ont pour la plupart été réalisées sur MUMAX [86]¹. C’est un programme de simulation par méthode des différences finies qui fonctionne sur carte graphique.

Choix des paramètres de simulation

Pour garantir un résultat raisonnable pour les simulations, il est important d’à la fois choisir un pas de temps et une taille du maillage cohérent avec les échelles du système. On avait ainsi défini la longueur d’échange et la largeur des parois de domaine du système dans la section 1.3. Il faut choisir un pas du maillage faible comparé à ces longueurs caractéristiques. Typiquement la largeur des parois de domaines est d’environ 10 nm pour le CoFeB [85] à anisotropie perpendiculaire et une longueur d’échange d’environ 6 nm, dans ce cas on peut choisir un pas de maillage de 2 nm. Un pas plus grand risquerait d’introduire des erreurs à cause de la discrétisation du système et du calcul de l’interaction d’échange qui suppose un écart faible entre les angles des différentes cellules.

1. <http://mumax.github.io>

Concernant le pas de temps il dépend de la méthode employée, il peut être soit variable soit fixe. Le rapport gyromagnétique va donner une indication sur les échelles de temps. La méthode de résolution utilise la méthode de Runge-Kutta explicite pour le calcul des différentes étapes de temps [86]. Suivant le schéma utilisé pour la résolution numérique la stabilité numérique n'est pas forcément garantie. par exemple pour un schéma d'Euler explicite tel que :

$$\frac{\partial m}{\partial t}(t, x) \approx \frac{m(t + \Delta t, x) - m(t, x)}{\Delta t} \quad (2.9)$$

où $m(t + \Delta t, x)$ est calculé en fonction de $m(t, x)$ et de ses dérivés spatiales, la convergence n'est pas garantie pour toutes valeurs de Δt et Δx .

Pour exciter l'aimantation on peut soit choisir d'appliquer un champ uniforme soit un champ localisé sur quelques mailles. Cela va modifier les modes qui seront excités. Pour un champ localisé sur une zone de taille l , on peut exciter des vecteurs d'onde efficacement jusqu'à $2\pi/l$ ou l est la taille de la zone subissant le champ magnétique. Pour ce qui est des ondes de spin dans des parois de domaines, en appliquant un champ magnétique extérieur $\mathbf{H} = H(t)\mathbf{e}_z$, on ne va principalement exciter que les modes de parois. $H(t)$ est parallèle à l'aimantation dans les domaines, donc le couple $(\mathbf{M} \times \mathbf{H})_y$ est nul. Une impulsion ayant une forme de sinus cardinal donnera ensuite une excitation constante en fréquence jusqu'à une fréquence maximum, la transformée de Fourier d'une fonction porte étant un sinus cardinal.

L'intérêt d'appliquer un champ magnétique uniforme et à contenu spectral bien défini est de pouvoir estimer les amplitudes d'excitation des différents modes comme on le verra dans la section 6.2.5.

Problème des conditions aux limites

Suivant le système étudié on va vouloir s'intéresser à différents types de conditions aux limites.

Dans le cas usuel les conditions aux limites sont libres sur les bords. L'introduction de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya va les modifier en introduisant aux bords un décalage sur l'angle de l'aimantation [55]. Ce décalage est équivalent à l'introduction d'une paroi de domaines partielle sur les bords.

Pour des conditions périodiques on va simuler un système étendu en utilisant la valeur de l'aimantation à chaque bord de la zone simulée. Par exemple, pour des conditions aux limites périodiques suivant la direction x , $m(0, y, t) = m(X_{\max}, y, t)$ ou X_{\max} correspond à la dimension de la zone simulée. Pour le champ démagnétisant, il est calculé pour un nombre fini et choisi de répétition. Si le nombre de répétitions est trop faible on peut faire une erreur sur l'estimation du coefficient de désaimantation [86].

Dans les deux cas l'utilisation de l'algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT) permet d'accélérer le calcul du champ démagnétisant, il est optimisé pour un nombre de

cellules égales à une puissance de 2.

Minimisation de l'énergie et simulations

Trouver la configuration micromagnétique qui minimise l'énergie du système peut être difficile. Le plus souvent on se contente d'un minimum local de l'énergie. La méthode de descente du gradient permet de s'approcher rapidement d'un minimum local d'énergie. On l'utilise pour simuler les champs de dépiégeage de paroi (voir section 6.3.3), dans ce cas on définit le champ de dépiégeage comme le champ minimal pour lequel la configuration avec une paroi de domaine ne correspond plus à un minimum local d'énergie. On utilise aussi cette méthode pour trouver l'énergie de paroi en fonction d'un champ planaire, que ce soit dans le cadre d'un modèle unidimensionnel ou bidimensionnel avec des défauts (voir la section 5). L'intérêt est qu'entre chaque valeur de champ la configuration correspondant aux minima locaux d'énergie reste proche de l'état précédent. Il faut toutefois faire attention au cas où deux états stables apparaissent. Il peut être nécessaire de choisir plusieurs configurations initiales d'aimantation pour avoir accès à des états stables ou métastables.

Traitement des données

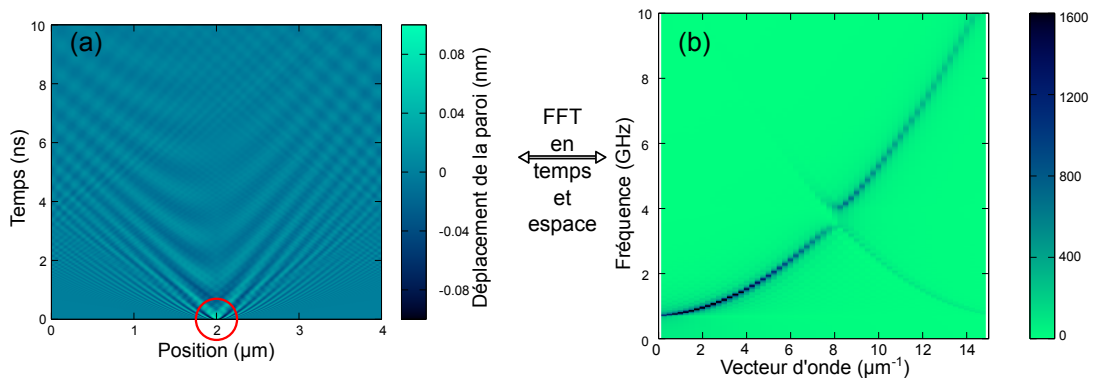


FIGURE 2.18 – Exemple de calcul de relation de dispersion de modes d'oscillation de paroi dans un cristal magnonique (b) à partir de la position de la paroi en fonction du temps (a). A $t=0$ ns une impulsion de champ est appliquée sur une zone de ± 5 nm à niveau du centre de la paroi (cercle rouge).

Le traitement des résultats de simulation se fait ensuite à partir d'Octave², pour l'import et les calculs.

Pour traiter de la dynamique des parois de domaines, deux informations sont intéressantes, la position de la paroi et l'angle de l'aimantation au niveau du cœur de la paroi. Ils sont

2. www.octave.org.

extraits pour chaque pas de temps [figure 2.18 (a)]. Pour ne pas se limiter à la taille des cellules de simulation pour la précision de la position de la paroi on effectue aussi une extrapolation linéaire entre les deux cellules pour lesquelles m_z change de signe, la position de la paroi est ainsi définie pour $m_z = 0$. Comme la paroi forme une ligne on peut alors facilement représenter les zones excitées en calculant la transformée de Fourier, ou donner la relation de dispersion en calculant la transformée de Fourier à deux dimensions :

$$\iint e^{-i\omega t - ikx} u(x, t) dx dt \quad (2.10)$$

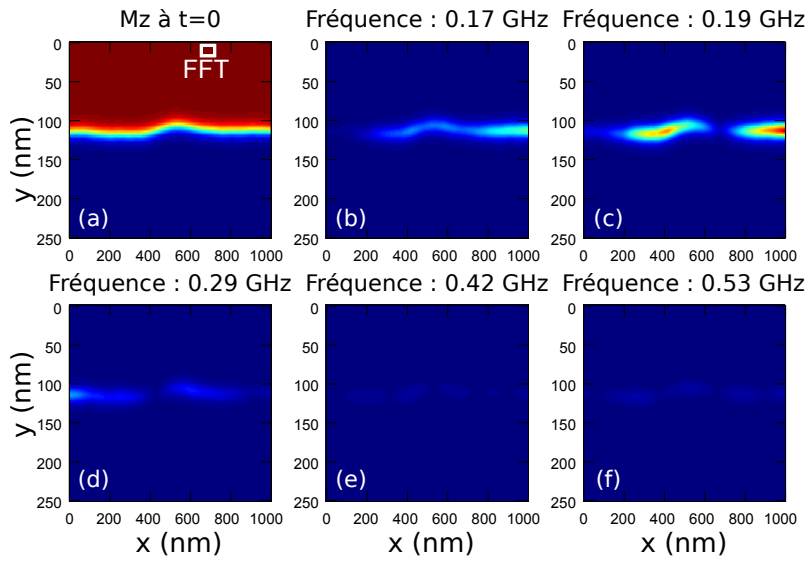


FIGURE 2.19 – Localisation des zones excitées de la composante M_z de l'aimantation à différentes fréquences pour une paroi de domaines dans un fil de CoFeB ayant une dispersion d'anisotropie de 1% (b)-(f). La configuration à l'équilibre est aussi donnée (a).

Une autre méthode plus complète pour trouver les modes de résonance est d'utiliser l'aimantation sur toute la surface simulée. Elle consiste à, pour chaque point du maillage réaliser une transformée de Fourier (figure 2.19). Cette méthode est plus lourde et plus gourmande en mémoire mais sans risque de rater un mode antisymétrique ayant une valeur moyenne nulle. Sur la figure 2.19 (b)-(f), j'ai tracé pour des fréquences données :

$$TF [M_z] (x, y, \omega) = \int M_z(x, y, t) e^{i\omega t} dt \quad (2.11)$$

Chapitre 3

Caractérisation des échantillons de $X(t)/\text{CoFeB}(1\text{ nm})/\text{MgO}$

Ce chapitre a pour vocation de rassembler les différentes caractérisations des propriétés magnétiques réalisées pour les couches de CoFeB déposées sur des couches de $X(t)$: Hf(1, 2, 3 nm), Ta (1, 2, 3 nm), TaN(1, 3 nm), W(2, 3 nm). Les empilements sont déposés sur des substrats de silicium oxydés thermiquement sur une épaisseur de 100 nm. Il ont la structure suivante : Si/SiO₂/X(t)/Co₂₀Fe₆₀B₂₀(1 nm)/MgO(2 nm)/Ta(1 nm). Après dépôt ils ont été recuits pendant 1 h à 300°C. Ces échantillons ont été notamment utilisés pour les mesures de déplacement de paroi de domaines dans un régime de reptation avec un champ magnétique planaire et un champ magnétique hors du plan.

Structure cristalline des couches

La structure cristalline des empilements a été étudiée au NIMS par microscopie électronique par transmission à haute résolution (HRTEM) [87]. Différentes coupes HRTEM sont montrées dans la figure 3.1. Les sous-couches les plus fines (de 1 nm) sont toutes amorphes alors qu'il y a modification de la structure pour des couches plus épaisses. Les couches de MgO présentent toutes une structure cristalline avec une orientation (001) [87]. Cette orientation est favorable pour avoir un haut niveau de magnétorésistance dans le cas d'une jonction tunnel [12, 13]

Le tungstène recristallise pour des épaisseurs comprise entre 3 nm et 6 nm vers une phase cubique centrée (bcc) avec une orientation (110). Pour des épaisseurs de tungstène inférieures à 3 nm, Liu *et al.* ont relevé que la couche de tungstène n'est pas totalement cristallisée et que la phase bcc coexiste avec une phase amorphe. Aucune coupe HRTEM n'est montrée dans la référence [87] pour des épaisseurs de 2 nm de tungstène mais les

deux épaisseurs devraient avoir des comportements similaires.

Pour les sous-couches de hafnium il existe une couche de 2 nm d'épaisseur amorphe au niveau de l'interface SiO_2/Hf qui conduit à un changement de comportement des propriétés magnétiques lorsque l'épaisseur de hafnium est supérieure à 2 nm. Pour les couches de hafnium les plus épaisses la couche de CoFeB est amorphe.

Pour les échantillons qui seront utilisés dans le chapitre 4, X : Hf(1 nm), TaN(1 nm), W(2, 3 nm), les sous-couches seront amorphes.

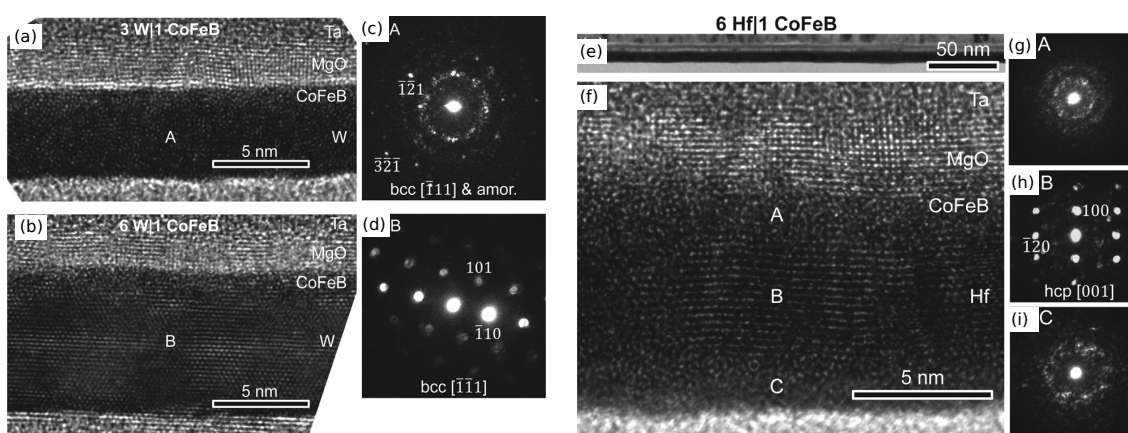


FIGURE 3.1 – Coupe des échantillons de CoFeB vue par microscopie électronique en transmission à haute résolution. Localement des transformées de Fourier en 2D sont effectuées pour imaginer la structure cristallographique des différentes couches. (a-d) : La sous-couche de tungstène subit un changement de structure entre 3 nm et 6 nm. Pour 3 nm la phase cubique face centrée coexiste avec une phase amorphe (a, c), à plus forte épaisseur la phase amorphe disparaît et le tungstène est totalement cristallisé (b, d). (e-i) : La sous-couche d'hafnium de 6 nm n'est pas totalement cristallisée sur toute son épaisseur. Les différentes transformées de Fourier montrent qu'il existe une zone non cristallisée d'environ 2 nm au niveau de l'interface entre le substrat de SiO_2 et le hafnium (i). Dans l'épaisseur de sa couche, le hafnium a une structure hexagonale. Image en provenance de [87].

Propriétés magnétiques des couches

Pour caractériser ces échantillons de CoFeB les propriétés statiques et dynamiques ont été sondées par VNA-FMR. L'aimantation à saturation avait précédemment été mesurée par VSM (*vibrating sample magnetometry*) [62] et des caractérisations structurales ont aussi été réalisées sur une série d'échantillons similaires (voir la partie précédente et [87]). Les résultats sur les mesures de l'aimantation à saturation sont présentés dans le tableau 3.1. L'aimantation a aussi été mesurée par magnétométrie par centre NV lors des phases de

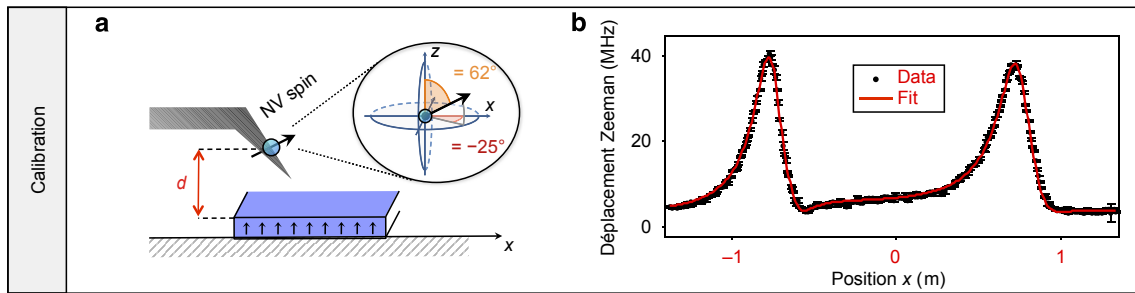


FIGURE 3.2 – Calibration des expériences de magnéto-métrie par centre NV, le champ de fuite est mesuré au dessus d’un fil ferromagnétique. Le résultat de ses mesures permet de connaître la position du centre NV et le produit $M_s t$ donnant l’aimantation à saturation. Image en provenance de [64].

calibration dans les références [64, 73]. Dans ce cas l’amplitude de l’aimantation est déduite grâce au champ dipolaire généré sur les bords d’un fil magnétique [figure 3.2(a)]. Le paramètre mesuré est le produit $M_s t$. Pour le cas d’une sous-couche de TaN(1 nm) l’aimantation à saturation mesurée par Gross *et al.* [73] est de $M_s t = 1040 \pm 50 \mu A/m$ pour des échantillons d’épaisseur nominale de CoFeB de 1 nm. La mesure de l’aimantation à saturation est légèrement plus faible que celle mesurée par Torrejon *et al.* [62]; on se fierait toutefois à ces dernières mesures d’aimantation à saturation mesurées par Torrejon *et al.*

Les multi-couches mesurées par VNA-FMR sont toutes à anisotropie perpendiculaire [figure 3.4(b)]. Les systèmes ayant une anisotropie dans le plan avaient déjà été rejetés suite à l’étude faite par Torrejon *et al.*, c’est-à-dire principalement pour une épaisseur de tungstène supérieure à une valeur comprise entre 3 et 6 nm. Les cycles d’hystérésis acquis avec un banc de magnéto-optique par effet Kerr polaire (figure 3.3) en champ perpendiculaire sont bien carrés et l’angle Kerr, θ_{Kerr} (voir paragraphe 2.4) est grand ($> 1^\circ$). Il n’y aura alors pas de difficulté pour la caractérisation de la vitesse de déplacement de paroi de domaine avec un microscope magnéto-optique par effet Kerr.

Pour les échantillons avec des sous-couches de tantale et de hafnium, l’anisotropie perpendiculaire varie fortement avec l’épaisseur de la sous-couche : avec une épaisseur de un nanomètre les deux systèmes présentent un fort champ d’anisotropie perpendiculaire (entre environ 600 et 800 mT) puis le champ d’anisotropie effectif chute pour atteindre des valeurs proches de 200 mT pour des couches plus épaisses [à partir de deux nanomètres, figure 3.4(b)]. L’étude des propriétés structurales est cohérente avec la chute de l’anisotropie mesurée pour le hafnium : la couche est amorphe pour des épaisseurs inférieures à deux nanomètres puis passe à une structure de type hexagonale [87]. La chute d’anisotropie uniaxiale pourrait être liée avec une différence entre la symétrie du hafnium (hexago-

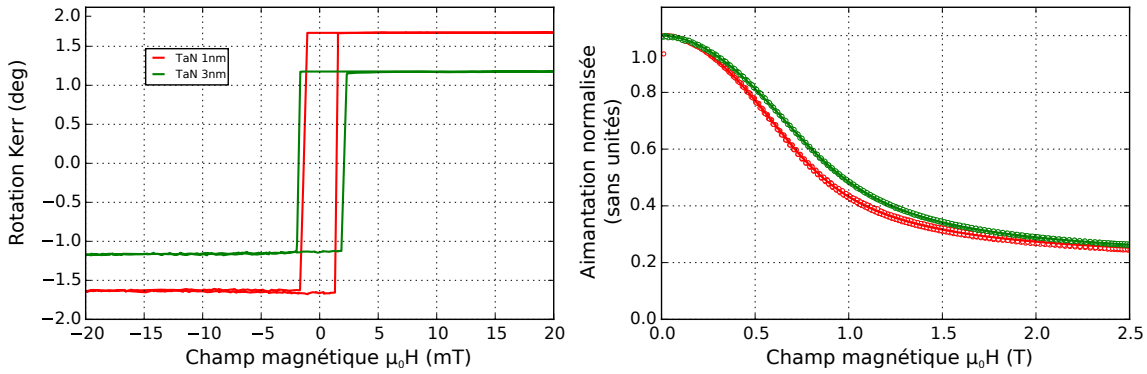


FIGURE 3.3 – Cycles d’hystérésis de l’aimantation pour des échantillons avec une sous-couche de TaN de un et trois nanomètre d’épaisseur, le champ est appliqué perpendiculairement au plan de l’échantillon (a). Pour la mesure de l’anisotropie l’échantillon est tourné et le champ magnétique extérieur est appliqué tel qu’il forme un angle de 80° avec la normale de l’échantillon.

nale) et la symétrie du CoFeB/MgO (cubique). Les résultats sur les couches de tantale sont toutefois surprenants : les caractérisations structurales réalisées sur une autre série d’échantillons similaire ne montrent pas de transition structurale [87]. Les mesures d’anisotropie effectuées par Torrejon *et al.* (suppléments [62]) montrent aussi un comportement similaire pour les couches d’épaisseur croissante de tantale avec une chute d’anisotropie perpendiculaire du même ordre de grandeur.

L’apport de la technique de mesure par VNA-FMR est la caractérisation du paramètre d’amortissement. La mesure à plusieurs fréquences permet de séparer les contributions intrinsèques de l’amortissement, données par le paramètre d’amortissement de Gilbert, et des contributions extrinsèques, causées notamment par les inhomogénéités liées au degré de dispersion des propriétés magnétiques. Suivant le rapport signal à bruit lié à la mesure de la susceptibilité du mode de résonance ferromagnétique, il est possible de séparer les deux contributions à la largeur de raie (ce qui a été possible uniquement pour le TaN) [figure 3.4(c)]. Pour les autres sous-couches les valeurs estimées de l’amortissement sont aussi données mais ces valeurs sont très indicatives [points grisés dans la figure 3.4(c)]. La séparation des deux composantes ce fait par un ajustement sur la largeur de raie en fonction de la position de la fréquence de résonance (voir paragraphe 1.1.6 pour plus de détails sur la susceptibilité du mode de résonance ferromagnétique en fonction d’un champ perpendiculaire). Pour les systèmes ne permettant pas une mesure précise du paramètre d’amortissement de Gilbert, la valeur moyenne de la largeur de raie [figure 3.4(d)] donne une information qualitative sur l’amortissement intrinsèque et extrinsèque. Les échantillons de W ont en moyenne un amortissement ou une dispersion des propriétés magnétiques plus forte alors qu’il est le plus faible pour l’échantillon de TaN.

X(t)	M_s (kA/m)	$\mu_0 H_{\text{eff}}^k$ (mT)	$\alpha(10^{-3})$	$\frac{\Delta\omega_{\text{FMR}}}{2\omega_{\text{FMR}}}(10^{-3})$	g
Hf(1)	965	822 ± 30	5 ± 9	24 ± 3	2.08 ± 0.04
Hf(2)	500	200 ± 5	4 ± 6	27 ± 7	2.060 ± 0.01
Hf(3)	500	282 ± 5	8 ± 3	24 ± 6	2.065 ± 0.01
Ta(1)	830	571 ± 10	11 ± 6	28 ± 3	2.10 ± 0.01
Ta(2)	560	148 ± 6	9 ± 6	26 ± 5	2.115 ± 0.02
Ta(3)	–	125 ± 7	– –	– –	2.065 ± 0.01
TaN(1)	1235	612 ± 6	6 ± 3	15 ± 3	2.06 ± 0.01
TaN(3)	1220	685 ± 7	9 ± 3	16 ± 2	2.055 ± 0.01
W(2)	729	737 ± 7	26 ± 15	40 ± 3	2.07 ± 0.02
W(3)	788	638 ± 5	9 ± 3	35 ± 6	2.065 ± 0.01

TABLE 3.1 – Résumé des propriétés magnétiques mesurées pour des échantillons de X(t)/Co₂₀Fe₆₀B₂₀(1)/MgO(2)/Ta(1) déposé sur SiO₂. M_s provient de la référence [62].

Le facteur de Landé [figure 3.4(a)] correspond à la pente de la fréquence de résonance ferromagnétique par rapport au champ perpendiculaire. Il est proche de 2.07 ce qui est habituel pour les métaux. Une autre étude utilisant un système de Ta/Co₂₀Fe₆₀B₂₀/MgO relevait des valeurs similaires [33] .

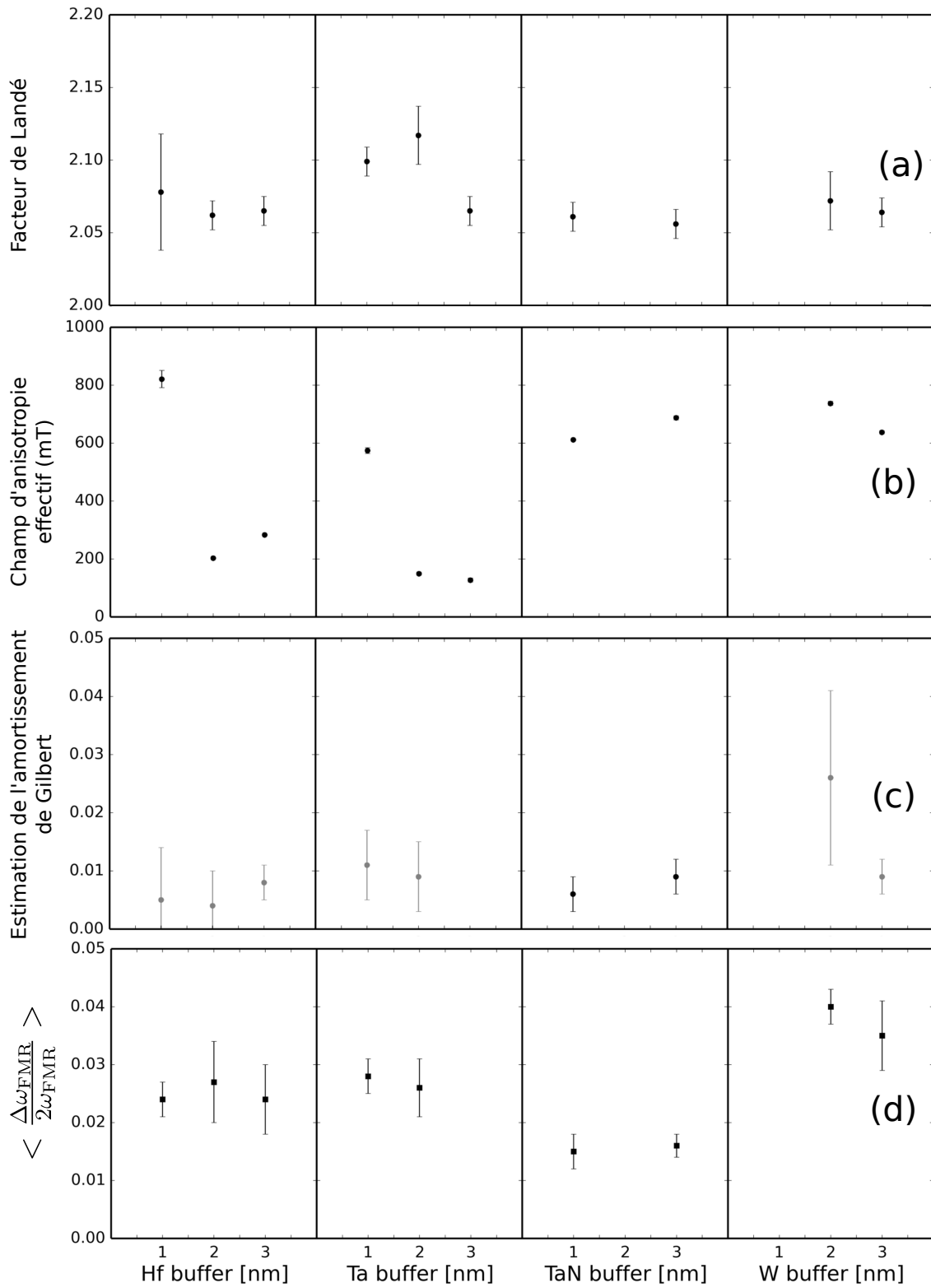


FIGURE 3.4 – Caractérisation des propriétés magnétiques par VNA-FMR des échantillons de CoFeB/MgO avec différentes sous-couches.

Chapitre 4

Reptation de paroi sous champs planaires et perpendiculaires pour la mesure de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser à la propagation de paroi de domaines sous champ dans des films minces. L'objectif est de pouvoir y quantifier l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. Je ferai tout d'abord un rappel théorique sur la loi de reptation puis je présenterai les résultats expérimentaux dans des films de CoFeB/MgO avec différentes sous-couches.

4.1 Rappel sur la reptation de paroi

Le déplacement d'une interface dans un milieu désordonné est un processus complexe où les défauts ont la capacité de bloquer le déplacement. À température nulle il y a une transition entre un état dans lequel le système (une paroi de domaines par exemple) reste piégé et un état ayant une vitesse non nulle (figure 4.1). Avec une température non nulle l'excitation thermique permet le dépiégeage et donc au système de se déplacer même en dessous de cette transition. Dans ce cas on peut distinguer différents régimes, de reptation, de dépiégeage et visqueux. On s'intéressera principalement au régime de reptation dans lequel les forces appliquées sur l'interface sont faibles par rapport à la force critique f_{dep} . Dans ce régime, le déplacement se fait par sauts thermiquement activés. On supposera que le système a le temps de se relaxer entre chaque saut ou avalanche et que c'est la taille de ces sauts qui va permettre de définir la hauteur de barrière à franchir.

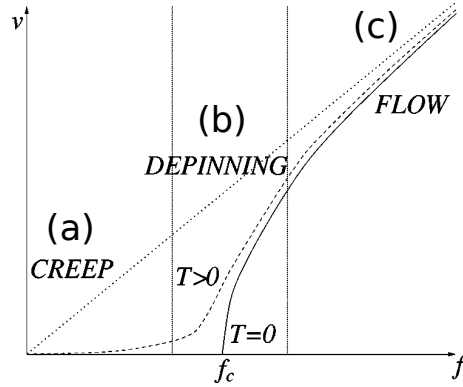


FIGURE 4.1 – Courbe typique de vitesse de déplacement d’un système désordonné en fonction des forces appliquées. A température non nulle on y distingue différents régimes : de reptation (a), de dépiégeage (b) et visqueux (c). Image en provenance de la référence [88]

Pour expliquer les mécanismes du déplacement, la théorie de la reptation se fonde sur des lois de puissance pour décrire les profils d’interface ou les évolutions des barrières de potentiel en fonction des forces appliquées sur le système. On parle alors d’universalité dans le sens où la dynamique du système n’est pas reliée à la dynamique interne mais qu’elle est reliée à la dimension du système ; plusieurs systèmes de natures différentes et appartenant à la même classe d’universalité peuvent ainsi avoir des dynamiques similaires.

Par exemple, pour décrire la rugosité statique C d’une paroi de domaines dans la limite 2D, on peut utiliser la relation suivante :

$$C^2(L) = \langle [u(x) - u(x + L)]^2 \rangle = u_c \left(\frac{L}{l_c} \right)^{2\zeta} \quad (4.1)$$

Où dans notre cas, pour une paroi de domaines dans un film ultra-mince avec des défauts localisés, l’exposant de rugosité ζ est égal à $2/3$. $u(x)$ est défini dans la figure 4.2. l_c est la longueur de Larkin.

4.1.1 Les différentes échelles du système

Cette description (equ. 4.1) n’est valable que pour des échelles suffisamment grandes par rapport à l_c . Plusieurs autres échelles interviennent dans ces systèmes :

- La longueur d’influence d’un défaut ξ , qui dans le cas d’une paroi de domaines, est comparable à la largeur de la paroi.
- La longueur de Larkin l_c qui est définie comme la longueur limite au delà de laquelle l’élasticité ne domine plus.

- La taille des sauts L_{opt} , qui est utilisée pour exprimer les hauteurs de barrière de potentiel à franchir.

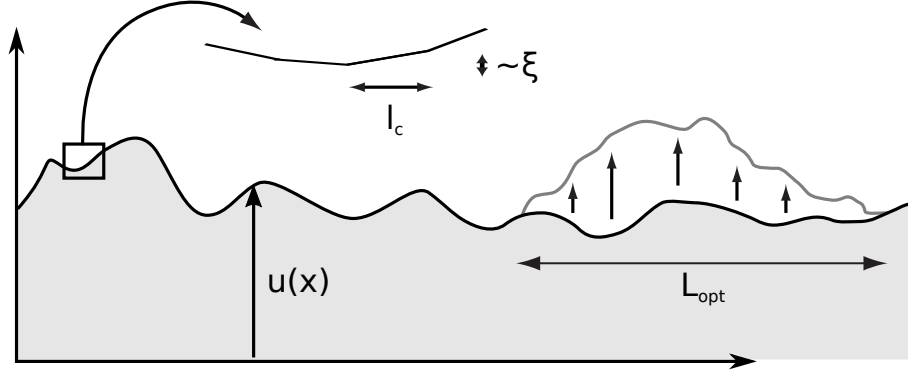


FIGURE 4.2 – Différentes échelles présentes. Le profil de paroi $u(x)$ est rugueux sauf pour des longueurs inférieures à la longueur de Larkin l_c . Les déplacements se font par des sauts thermiquement activés de longueur L_{opt} . Image adaptée de la référence [89] .

ξ sera discuté plus en détail dans le chapitre 6.

4.1.1.1 Longueur de Larkin

Pour estimer la longueur de Larkin dans notre cas, il est nécessaire d'introduire les différentes énergies du système, notamment celle due au piégeage et celle due au coût énergétique de la paroi (c'est-à-dire son élasticité).

Les différents centres de piégeage ont une répartition et une amplitude aléatoires. Leur amplitude de piégeage est indépendante des autres centres de piégeage. Pour une paroi d'une longueur L les forces de piégeage donnent lieu à une énergie de piégeage (en J) égale à :

$$E_{\text{pin}} = f_{\text{pin}} \xi (n_i \xi L)^{\frac{1}{2}} \quad (4.2)$$

La racine vient de l'amplitude des centres de piégeage qui est indépendante entre chaque centre de piégeage. $f_{\text{pin}} \xi$ correspond à l'énergie d'un centre de piégeage et $(n_i \xi L)$ est le nombre moyen de centres de piégeage pour une longueur de paroi L avec une densité de défauts égale à n_i (pour nous en m^{-2}).

L'énergie de paroi (en J) est directement proportionnelle à la longueur de la paroi par un terme d'élasticité :

$$E_{\text{el}} = \int \frac{\epsilon_{\text{el}}}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2} (x) dx \quad (4.3)$$

elle peut être réduite pour des faibles déplacements en utilisant le développement limité suivant :

$$\sqrt{1 + \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2}(x) \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + 1 \quad (4.4)$$

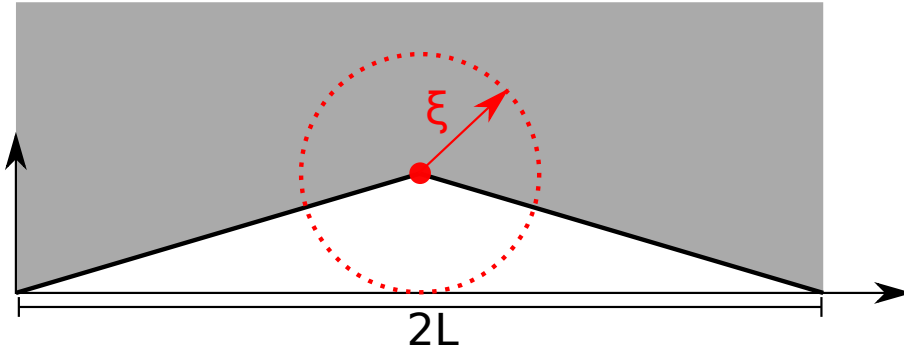


FIGURE 4.3 – Déformation induite par un défaut pour calculer le gain en énergie lorsqu'une paroi est piégée.

Dans le cas qui nous intéresse (figure 4.3) le surcoût en terme d'énergie de paroi peut être écrit en fonction du déplacement induit par un centre ayant une influence sur une longueur ξ comme :

$$\Delta E_{\text{el}} \approx \epsilon_{\text{el}} \left(\frac{\xi}{L}\right)^2 L \quad (4.5)$$

On peut tout de suite remarquer que ΔE_{el} est décroissante en fonction de L alors que E_{pin} croît en fonction de L . Il existe une taille l_c au dessus de laquelle il n'est pas favorable de déformer la paroi pour la piéger sur un défaut. La longueur de Larkin l_c est donc égale à :

$$l_c = \left(\frac{\epsilon_{\text{el}}^2 \xi^2}{f_{\text{pin}}^2 n_i \xi}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.6)$$

Ce segment de longueur l_c permet d'estimer le champ de dépiégeage H_{dep} . C'est le champ nécessaire à appliquer pour surpasser l'énergie associée au piégeage de ce segment. On définit aussi l'énergie associée à ce segment comme $U_c = E_{\text{pin}}(L = l_c)$. Lorsque le champ appliqué se rapproche du champ de dépiégeage on quitte le régime de reptation :

$$H_{\text{dep}} = \frac{\epsilon_{\text{el}} \xi}{l_c} \frac{1}{\mu_0 M_{st}} = f_{\text{pin}} \left(\frac{n_i \xi}{l_c}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\mu_0 M_{st}} \quad (4.7)$$

4.1.1.2 Dimension des sauts et hauteur de barrière

Le champ extérieur va modifier le paysage de potentiel pour une paroi de domaines. L'énergie de Zeeman s'écrit comme :

$$E_{Zee} = \int_0^L 2\mu_0 M_s H_z t u(x) dx \sim L^{\zeta+d} \quad (4.8)$$

Cette loi de puissance sur E_{Zee} est déduite en utilisant l'équation 4.1 : une paroi de longueur L va explorer le milieu sur une distance $\sim u_c (L/l_c)^\zeta$ qui sera d fois. d correspond à la dimensionnalité de l'interface, pour une paroi de domaines : $d = 1$. Les énergies de paroi et de piégeage quant à elles croissent comme :

$$E_{\text{pin}} \sim L^{2\zeta-2+d} \quad (4.9)$$

En minimisant $E_{\text{pin}} - E_{Zee}$ on retrouve une longueur optimale, L_{opt} , pour la propagation des parois :

$$L_{\text{opt}} \sim l_c \left(\frac{H_{\text{dep}}}{H_z} \right)^{\frac{1}{2-\zeta}} \quad (4.10)$$

Cette longueur donne une barrière de potentiel à franchir $E_B(H_z)$ qui va dépendre du champ extérieur appliqué. dans la limite où $H_z \ll H_{\text{dep}}$. Elle correspond à l'évolution des énergies de piégeage et d'élasticité qui évoluent comme $L^{2\zeta-2+d}$; on trouve :

$$E_B \sim U_c \left(\frac{H_{\text{dep}}}{H_z} \right)^{\frac{2\zeta-2+d}{2-\zeta}} \quad (4.11)$$

Pour une paroi de domaines cette barrière de potentiel croit en fonction de $H_z^{-1/4}$. Une loi d'Arrhénius sur la vitesse de transition entre deux positions de la paroi séparées par un saut de paroi d'une dimension L_{opt} va alors donner la relation suivante pour la vitesse de déplacement de paroi dans le régime de reptation :

$$V(H_z) = V_0 e^{\frac{U_c}{k_B T} \left(\frac{H_z}{H_{\text{dep}}} \right)^{\frac{1}{4}}} \quad (4.12)$$

Le préfacteur V_0 reste mal connu. Il doit dépendre de l'amortissement du système [88]. Il a récemment été proposé qu'il puisse dépendre de la chiralité de la paroi [90], mais d'autres études n'ont pas montré d'effet similaire [91].

4.1.2 Paroi de domaine, modification de l'élasticité sous champ.

Les termes U_c et H_{dep} vont dépendre à la fois du piégeage et de l'élasticité de la paroi. En réexprimant le terme dans l'exponentielle on trouve :

$$U_c \left(\frac{1}{H_{\text{dep}}} \right)^{\frac{1}{4}} = 2f_{\text{pin}} \sqrt{n_i} \xi^{\frac{1}{7}} \left(\frac{\epsilon_{\text{el}}}{M_s t} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (4.13)$$

Donc le terme dans l'exponentielle de l'équation 4.12 va être proportionnel aux forces de piégeage et à la puissance 1/4 de l'élasticité de la paroi. Pour les parois de domaines, l'utilisation d'un champ magnétique extérieur va permettre de modifier ces deux paramètres. Suivant la direction du champ extérieur appliqué ils ne vont pas réagir de façon similaire.

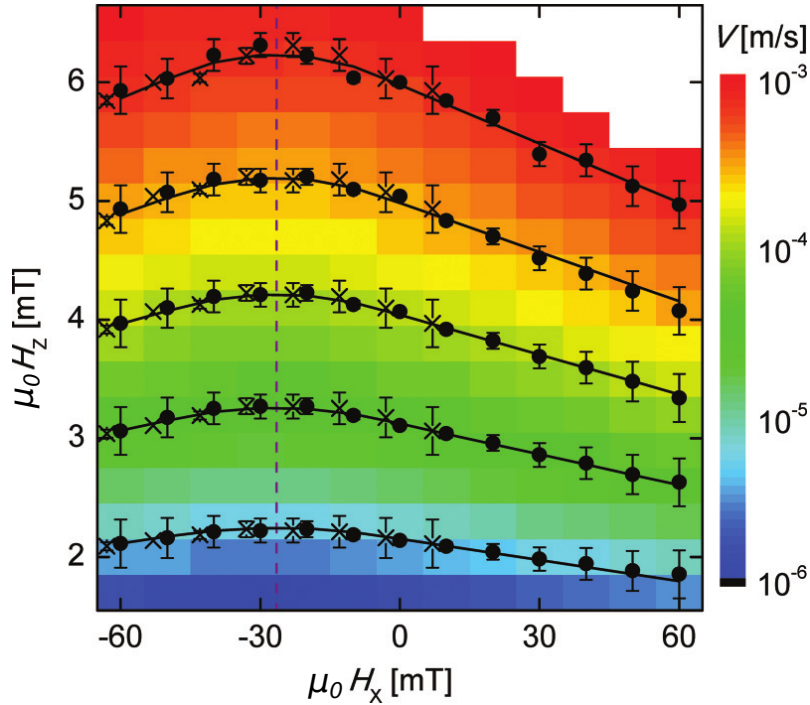


FIGURE 4.4 – Dépendance de la vitesse de paroi en fonction du champ planaire et perpendiculaire. Les courbes représentent un ajustement des iso-vitesses à partir de l'énergie de paroi dans l'équation 4.14. Le trait en pointillés correspond au champ DMI. Image en provenance de la référence [65] .

Pour un système à anisotropie uniaxiale, lorsqu'un champ va être appliqué suivant le plan de difficile aimantation, les parois de domaines ne vont pas se déplacer aux échelles du micromètre. L'énergie de la paroi va dépendre de son orientation par rapport au champ magnétique, l'élasticité de la paroi va aussi dépendre de l'amplitude de ce champ et de son orientation. Il a été rapporté que la propagation et la nucléation de paroi ne sont pas

symétriques [92] lorsqu'un champ planaire est appliqué en plus du champ H_z dans des systèmes à anisotropie perpendiculaire. La direction de propagation privilégiée va dépendre de l'orientation du champ planaire. Par la suite, on ne considèrera que des systèmes à anisotropie perpendiculaire où le champ H_z permet de déplacer les parois et où H_x modifie l'énergie de la paroi.

Pour pouvoir mesurer l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya on va alors faire varier le champ extérieur H_{IP} et mesurer les changements sur la vitesse de paroi.

On s'attend à mesurer une courbe en « V » pour les vitesses de paroi en fonction du champ planaire [65]. Habituellement [65, 76] l'élasticité et le piégeage sont traités séparément et seules les variations d'élasticité (donc d'énergie de paroi) sont prises en compte. L'énergie d'une paroi de domaines s'écrit comme :

$$E_{\text{paroi}}(\phi, \psi, H_{IP}) = \sigma_0 - \lambda\pi\mu_0 M_s H_{IP} \cos(\phi - \psi) - \pi D \cos(\phi) + \frac{\pi\lambda}{2} \mu_0 N_{\perp} M_s^2 \cos^2(\phi) \quad (4.14)$$

λ correspond au paramètre de largeur de paroi, et les angles sont décrits dans la figure 4.5. L'énergie de paroi sera expliquée plus en détail dans le chapitre 5. En minimisant l'énergie de paroi en fonction des variables on obtient que l'énergie est maximale lorsque le champ extérieur s'oppose au champ DMI effectif et décroît ensuite (figure 4.6). La relation entre

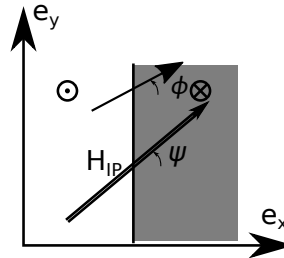


FIGURE 4.5 – Définition des angles ψ et ϕ . La paroi présentée ici correspond à une paroi $\uparrow\downarrow$.

le champ DMI effectif et la constante D est donnée par la relation suivante :

$$H_{\text{DMI}} = \frac{D}{\mu_0 M_s \lambda} \quad (4.15)$$

Le comportement des parois avec de la DMI est chiral : deux côtés opposés d'un domaine circulaire dans un système à anisotropie perpendiculaire forment des parois qui ne sont pas équivalentes lorsqu'on applique un champ planaire. Par exemple, pour une bulle aimantée vers le haut, à gauche, la paroi rejoint un domaine aimanté vers le bas à un domaine aimanté vers le haut (noté $\uparrow\downarrow$) et à droite, la paroi rejoint un domaine aimanté vers le bas

à un domaine aimanté vers le haut (noté $\uparrow\downarrow$). Dans le cas d'une interaction DM à l'interface, le déplacement de parois de chiralité opposée se fait de façon symétrique avec le champ planaire, c'est-à-dire que $v_{x,\uparrow\downarrow}(H_x) = v_{x,\downarrow\uparrow}(-H_x)$. On s'attend aussi à un déplacement symétrique pour un déplacement de paroi dans la direction perpendiculaire au champ planaire.

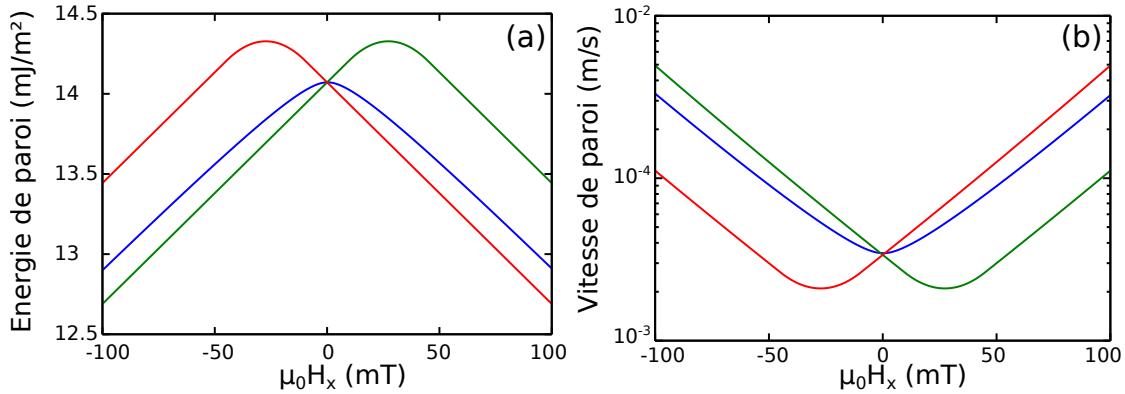


FIGURE 4.6 – Évolution de l'énergie d'une paroi 1D en fonction du champ planaire (a) lorsque le champ est appliqué perpendiculairement à la paroi pour une paroi $\uparrow\downarrow$ (en rouge) et pour une paroi $\downarrow\uparrow$ (en vert) ou parallèlement (en bleu) à la paroi pour un système de $\text{W}(3 \text{ nm})\backslash\text{CoFeB}(1 \text{ nm})\backslash\text{MgO}$ avec $D = 0.12 \text{ mJ/m}^2$. (b) Évolution de la vitesse de paroi en fonction du champ planaire attendue représentée dans le cas où seule l'élasticité varie et qu'elle varie comme l'énergie de paroi.

Je *et al.* ont réalisé un ajustement des vitesses de propagation de paroi [65] dans des systèmes de Pt/Co/Pt . Ils ont considéré uniquement une variation sur l'élasticité de la paroi en utilisant l'énergie de paroi dans un modèle 1D (figure 4.4). Dans ce système le comportement de la paroi sous champ est bien décrit avec cette approximation. À partir de ces ajustements, on est ainsi capable de mesurer le champ DMI effectif. De même Hrabec *et al.* [76] ont aussi utilisé un modèle similaire dans des systèmes de Pt/Ir/Co/Pt , la variation de l'épaisseur d'iridium permet de faire varier l'asymétrie dans les propagations de paroi sous champ.

Toutefois les vitesses en fonction du champ planaire ne suivent pas toutes une loi en « V » [figure 4.6(b)]; des déviations par rapport au comportement attendu ont aussi été rapportées [91, 93]. Ce type de description fondé uniquement sur une modification du paramètre d'élasticité ne semble pas s'appliquer à tous les systèmes.

4.2 Cas du CoFeB\MgO à anisotropie perpendiculaire, quantification de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya

Les propriétés magnétiques des échantillons de X\CoFeB\MgO ont été décrites dans le chapitre 3. Quatre échantillons ont été mesurés où :

$$X \in \{W(2\text{ nm}), W(3\text{ nm}), \text{TaN}(1\text{ nm}), \text{Hf}(1\text{ nm})\}$$

On va, dans cette section, s'intéresser à l'évolution de la vitesse de propagation de paroi sous champ planaire dans un régime de reptation. On vérifiera d'abord que la paroi suit bien la loi de reptation attendue pour une paroi de domaines dans un film ferromagnétique ultramince. Cette première étape s'effectue sans champ planaire. Dans un deuxième temps on s'intéressera aux variations de vitesse de paroi en fonction du champ planaire dans ce même régime de reptation. Ces mesures sont réalisées dans l'optique de mesurer l'intensité et le signe de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. Ce résultat sera ensuite comparé aux valeurs obtenues par des méthodes indépendantes réalisées par les équipes de M. Belmeuguenai pour la diffusion Brillouin à l'université Paris XIII et de V. Jacques au laboratoire Aimé Cotton pour la microscopie par centre NV. Finalement on s'intéressera plus en détail au cas des sous-couches de W (3 nm) et de Hf (1 nm). L'objectif est d'une part de vérifier si l'exposant de la loi de puissance n'est pas modifié, et d'autre part, d'évaluer les paramètres de reptation comme par exemple le préfacteur V_0 et le terme $\kappa^* = U_c H_{\text{dep}}^{-\mu} / k_B T$, en supposant que l'exposant est $\mu = 1/4$.

4.2.1 Régime de reptation en champ purement perpendiculaire

Le déplacement des parois à faibles valeurs de champ H_z appliqué (figure 4.7) se fait comme attendu, de manière rugueuse. À vitesse identique le comportement de ces parois varie suivant la sous-couche utilisée ; les sous-couches de TaN(1 nm), de Hf(1 nm) et de W(3 nm) ont tendance à former des dendrites [surligné en bleu dans la figure 4.7(b)].

Comme l'emplacement des dendrites est reproductible entre les différentes expériences, leur origine doit être reliée à la présence de défauts dans la couche magnétique. Lorsque la paroi va se trouver piégée sur un tel défaut et que la bulle s'étend, deux parois vont se faire face en formant une paire de parois, puis cette paire va s'étendre. On peut ainsi voir sur la figure 4.7 que ces dendrites convergent toutes vers le point de nucléation.

Deux parois de domaines vont se repousser par interaction dipolaire [94] ce qui permet une stabilisation de ces motifs en dendrites. Avec de la DMI, les parois sont chirales et, en plus de l'interaction dipolaire, il y a une protection topologique [47] : avec uniquement un champ perpendiculaire, deux parois se faisant face forment une paroi à 360° . Expérimentalement on ne constate pas de changement dans la forme et la position des dendrites lorsqu'un champ planaire est appliqué avec un champ H_z constant, ce qui suggère qu'ici, les dendrites sont stabilisées par répulsion dipolaire plutôt que par des considérations to-

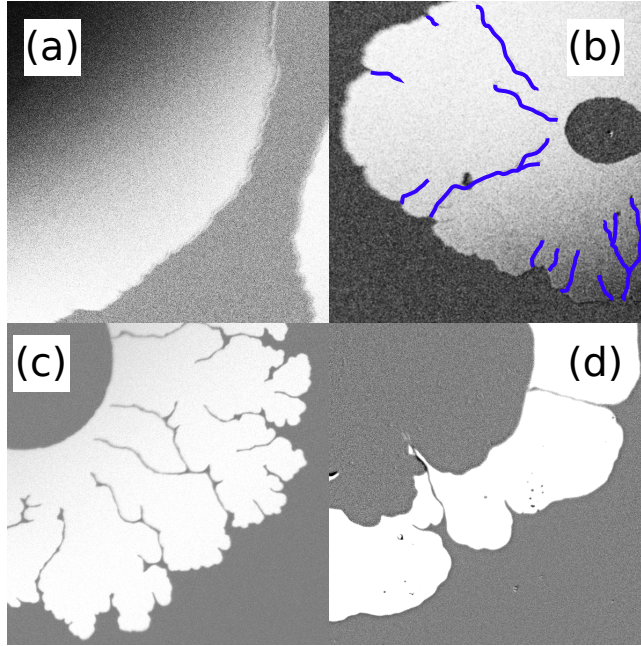


FIGURE 4.7 – Profil de paroi pour les différentes sous-couches. La vitesse de déplacement de paroi est de $10 \mu\text{m s}^{-1}$ et le champ H_z varie, il est de 3.8 mT pour le W (2 nm)(a), de 3 mT pour le W (3 nm)(b), de 1.5 mT pour le Hf (1 nm)(c) et de 0.4 mT pour le TaN (1 nm)(d). La taille de chaque image est $330 \times 330 \mu\text{m}^2$.

pologiques.

Sous-couche	W(2 nm)	W(3 nm)	TaN(1 nm)	Hf(1 nm)
$\ln(V_0/(1\text{m/s}))$	16 ± 0.1	20.8 ± 0.2	13.2 ± 0.3	15 ± 0.3
$\kappa^*(\text{mT}^{\frac{1}{4}})$	38 ± 0.1	42.8 ± 0.2	20.9 ± 0.3	29.3 ± 0.5

TABLE 4.1 – Résultat des ajustements linéaires sur les vitesses de paroi dans le régime de reptation figure 4.8.

Sur les courbes de vitesses tracées en fonction du champ $H_z^{-1/4}$ (figure 4.8), les différents substrats présentent une évolution des vitesses à bas champ qui correspond à celui attendu pour un régime de reptation. Excepté pour la sous-couche de TaN(1 nm) pour laquelle la vitesse sature pour les champs H_z les plus élevés ($\mu_0 H_z \gtrsim 13 \text{ mT}$), il n'a pas été possible de mesurer la fin du régime de reptation dans les autres cas.

Le terme dans l'exponentielle dépend à la fois de l'énergie de paroi et des forces de piégeage suivant [91, 95] l'équation 4.13. Il est proportionnel à $K_{\text{eff}}^{\frac{5}{8}}$. Les résultats des ajustements dans le régime de reptation sont tracés dans la figure 4.8 et présentés dans le tableau 4.1. On ne note pas ici de lien entre l'anisotropie uniaxiale et l'évolution des vitesses dans le régime de reptation. Ce résultat suggère que les différentes sous-couches induisent des comportements différents, notamment au niveau des forces de piégeage.

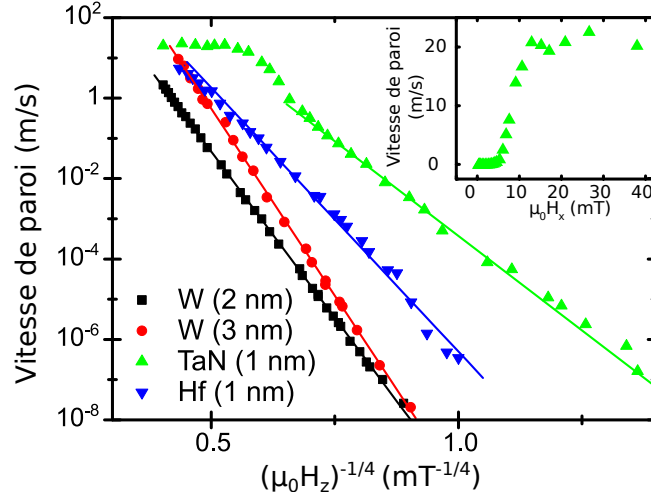


FIGURE 4.8 – Vitesse de déplacement des parois avec différentes sous-couches. Les droites correspondent à un ajustement de la vitesse de déplacement des parois par une loi de reptation. Pour la sous-couche de TaN on atteint les limites du régime de reptation pour aller vers un régime dans lequel la vitesse est indépendante du champ H_z appliqué. La même courbe pour le TaN est tracée en échelle linéaire en médaillon.

4.2.2 Vitesse de déplacement sous champ planaire et perpendiculaire conjoints

Le déplacement de paroi de domaines a été étudié par microscopie magnéto-optique. Les deux montages présentés dans la section 2.3.2 ont été utilisés mais uniquement les résultats du second montage sont présentés. Ce second montage permet une montée plus importante en champ planaire (jusqu'à 180 mT avec possibilité de monter à 350 mT) et un réglage plus fin de l'alignement du champ planaire.

Après la procédure d'alignement de l'électroaimant planaire, on enregistre le déplacement des parois sous champ H_x et H_z avec $\mu_0 H_x \in [-150 \text{ mT}; 150 \text{ mT}]$. La vitesse de paroi est définie comme étant la distance parcourue divisée par la durée de l'impulsion de champ H_z .

La figure 4.9 montre les profils de paroi obtenus avant (l'intérieur de l'anneau noir) et après déplacement (l'extérieur de l'anneau noir). Cette figure confirme la présence plus dense de dendrites pour les échantillons avec des sous-couches de Hf et de TaN qui ont déjà été présentées dans la figure 4.7 à différentes vitesses. On peut remarquer le comportement chiral de la propagation de paroi de domaines : en inversant le champ planaire la direction préférée de propagation s'inverse. C'est un comportement qui est attendu dans le cas d'une interaction DM à l'interface : l'asymétrie de l'énergie de paroi en champ planaire a lieu

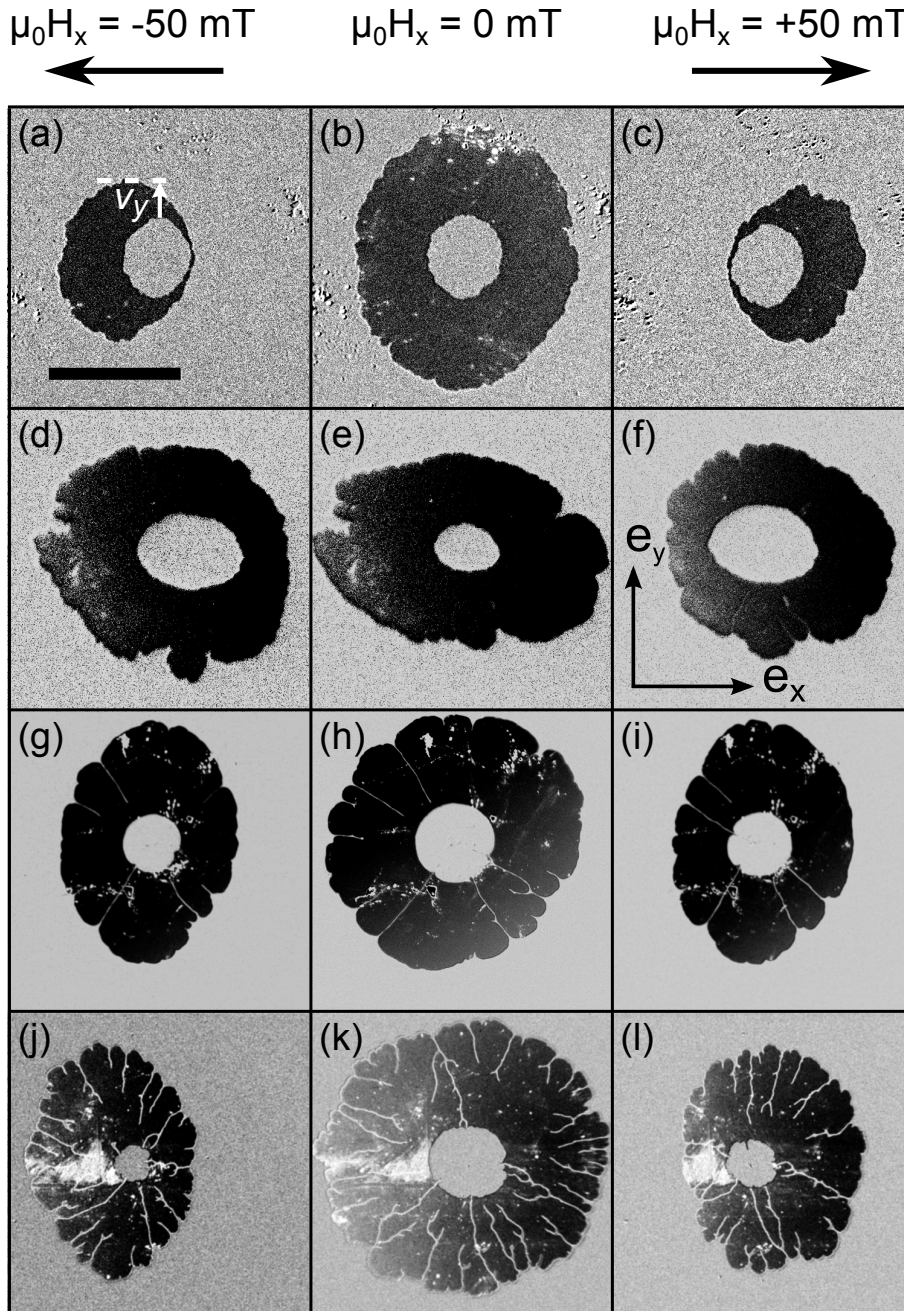


FIGURE 4.9 – Différence entre deux images Kerr montrant l'expansion de domaines quasi-circulaires. Le contraste noir correspond à la zone balayée par la paroi pendant que le champ H_z est appliqué. On compare ici le déplacement avec et sans champ planaire, H_x , appliqué. L'échelle dans (a) est de $125 \mu m$ pour (a)-(f) et $250 \mu m$ pour (g)-(l). (a)-(c) sous-couche de W (2 nm) sous un champ $\mu_0 H_z = 2.8 \text{ mT}$ pulsé d'une durée de 5 s (a, c) et 50 s (b). (d)-(f) sous-couche de W (3 nm) sous un champ $\mu_0 H_z = 2.9 \text{ mT}$ pulsé d'une durée de 1.5 s (d, f) et 15 s (e). (g)-(i) sous-couche de TaN (1 nm) sous un champ $\mu_0 H_z = 0.83 \text{ mT}$ pulsé d'une durée de 0.4 s (g, i) et 1.5 s (h). (j)-(l) sous-couche de Hf (1 nm) sous un champ $\mu_0 H_z = 2.9 \text{ mT}$ pulsé d'une durée de 75 ms (j, l) et 250 ms (k). La valeur du champ planaire est $\mu_0 H_x = -50 \text{ mT}$ pour (a, d, g, j), $\mu_0 H_x = 0 \text{ mT}$ pour (b, e, h, k), et $\mu_0 H_x = +50 \text{ mT}$ pour (c, f, i, l).

pour un champ appliqué parallèle à la normale à la paroi (l'axe e_x). Dans la figure 4.9, toutes les bulles présentées sont nucléées avec un champ magnétique appliqué qui est en direction du lecteur (\uparrow), la partie gauche de la bulle forme une paroi $\uparrow\downarrow$ alors que la paroi de droite forme une paroi $\downarrow\uparrow$.

Il est déjà possible d'avoir une information sur le signe du DMI à partir de l'asymétrie présentée ici [96], c'est-à-dire un déplacement plus rapide lorsque le champ $H_x > 0$ pour des parois $\uparrow\downarrow$ et plus rapide pour un champ $H_x < 0$ pour des parois $\downarrow\uparrow$. Lorsque le champ H_x s'oppose à la chiralité de la paroi en champ (H_x) nul, le coût énergétique de la paroi est plus important. Suivant la théorie de reptation, la vitesse de déplacement de paroi est plus lente si l'énergie de paroi est plus forte. Donc comme les parois $\uparrow\downarrow$ se déplacent plus rapidement pour un champ $H_x > 0$, elles ont une chiralité droite ($\uparrow \rightarrow \downarrow$).

Toutefois expérimentalement, ce résultat ne peut pas se généraliser à tous les champs, notamment pour le W(3 nm) avec $|H_x| > 70$ mT [figure 4.10(b)] et pour le TaN(1 nm) avec 37 mT $> |H_x| > 17$ mT [figure 4.10(c)]. Pour ces deux échantillons la direction d'asymétrie s'inverse en augmentant le champ, ce type de comportement a aussi été vu dans des systèmes fondés sur des multicouches Co/Ni [97].

La figure 4.10 montre les différents comportements des échantillons. Les vitesses v_y (carrés noirs dans la figure 4.10) sont calculées comme la moyenne des logarithmes des vitesses v_y pour des parois se déplaçant vers le haut et vers le bas suivant la formule suivante :

$$v_y(H_x) = \exp \left[\frac{\ln v_{y,\text{haut}}(H_x) \ln v_{y,\text{bas}}(-H_x)}{2} \right] \quad (4.16)$$

Les vitesses v_x (cercles rouges dans la figure 4.10) sont calculées d'une façon similaire. Pour un électroaimant parfaitement aligné on aurait alors $v_x = v_{x,\uparrow\downarrow}$ avec la définition suivante ¹ :

$$v_x(H_x) = \exp \left[\frac{\ln v_{x,\uparrow\downarrow}(H_x) \ln v_{x,\downarrow\uparrow}(-H_x)}{2} \right] \quad (4.17)$$

Les courbes de vitesse v_y présentent toutes une silhouette en « V » qui forme une fonction paire de H_x , la position du minimum de vitesse se situe en $\mu_0 H_x = 0$. La pointe est marquée pour les échantillons de TaN(1 nm) et de Hf(1 nm) contrairement au cas des échantillons de W(2 nm) et W(3 nm) où la courbure à l'extrémité de la pointe est moindre.

Un « grand » rayon courbure est indicatif d'une présence plus marquée d'une interaction DM. Dans le cas d'une DMI nulle ou inférieure à la valeur nécessaire pour saturer la paroi dans un état Néel ($H_{\text{DMI}} < H_{N/B}$), l'énergie de paroi par rapport à un champ H_y n'est pas dérivable en $\mu_0 H_y = 0$. Ici, dans le cadre du modèle expliquant la variation de vitesse par un changement de l'élasticité liée à l'énergie de paroi, on va alors s'attendre à avoir

1. Avec la version n°2 (voir partie 2.4.3.3) cette procédure permet principalement de gagner un peu sur le bruit car l'alignement du champ planaire est très bon.

Sous-couche	W(2 nm)	W(3 nm)	TaN(1 nm)	Hf(1 nm)
$\mu_0 H_{\text{offset}}$ (mT)	35 ± 5	15 ± 5	5 ± 2	2 ± 2
D_{creep} (mJ m ⁻²)	0.23 ± 0.03	0.12 ± 0.03	0.05 ± 0.02	0.01 ± 0.01

TABLE 4.2 – Valeurs des champs conduisant à un minimum sur les vitesses v_x et les valeurs de l'interaction DMI déduites de ces champs.

une pointe de la courbe en « V » marquée si D est faible.

Les vitesses v_x présentent quant à elles des caractéristiques différentes. On retrouve tout d'abord le comportement chiral des parois de domaines où :

$$v_{x,\uparrow\downarrow}(H_x) = v_{x,\downarrow\uparrow}(-H_x) \quad (4.18)$$

Ces courbes v_x présentent un minimum qui cette fois n'est pas centré en $H_x = 0$ mais en H_{offset} (voir tableau 4.2). Selon le modèle présenté dans la partie 4.1.2, cette valeur de champ pour laquelle la vitesse de déplacement de paroi est minimum correspond au maximum de l'énergie de paroi. L'énergie de paroi étant maximisée pour un champ planaire $H_x = -H_{\text{DMI}}$ la mesure de la position du minimum de vitesse donne une mesure directe du champ DMI effectif. À partir de ces champs, des mesures d'anisotropie et d'aimantation à saturation, on peut en déduire la valeur de la DMI (avec la relation 4.15). Ces résultats sont présentés dans le tableau 4.2.

Comme rapporté par l'étude de la DMI fondée sur le déplacement de paroi sous courant dans des matériaux similaires [62], la dépendance de la DMI avec les différents types de sous-couche est importante même si les résultats diffèrent quantitativement. La qualité des couches a aussi une influence importante sur les valeurs de DMI mesurées. Pour les deux sous-couches de W(2 nm) et de W(3 nm) la valeur de H_{offset} change d'un facteur deux. À partir des caractérisations structurales réalisées par Liu *et al.* [87] on ne s'attend pas ici à un changement important sur la structure des interfaces, les deux sous-couches restent dans une phase amorphe. Pour ces deux échantillons le comportement en régime de reptation est différent que ce soit pour l'évolution des vitesses en fonction de H_z (figure 4.8) ou de profil de paroi (figure 4.7). La principale différence se situe alors dans le paysage de potentiel vu par la paroi.

Les positions des minima de vitesses sont cohérentes avec les observations² de la figure 4.9. Quelques divergences existent entre l'évolution des vitesses de paroi mesurées expérimentalement et celles attendues par le modèle. C'est pourquoi il est nécessaire de comparer ces mesures avec d'autres méthodes.

2. Les différentes sous-couches donnent toutes un type de paroi avec une chiralité droite.

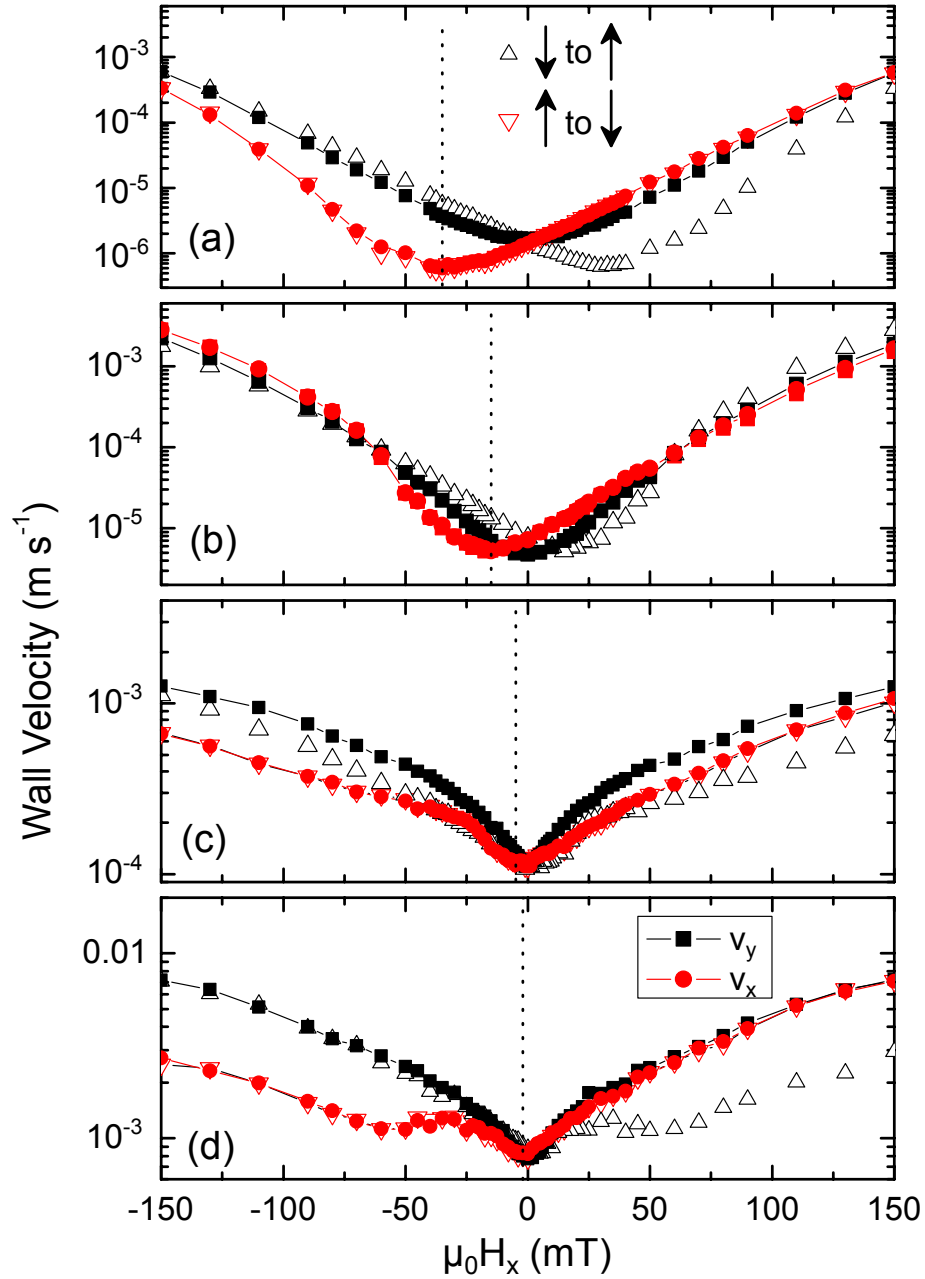


FIGURE 4.10 – Vitesses de déplacement de paroi en fonction du champ planaire H_x pour une propagation perpendiculaire (carré noir) ou parallèle (cercle rouge) à la direction du champ planaire appliqué. Le champ perpendiculaire H_z est pulsé. Son amplitude est fixée mais sa durée est variable. (a) Pour la sous-couche de W (2 nm) $\mu_0 H_z = 2.8$ mT. (b) Pour la sous-couche de W (3 nm) $\mu_0 H_z = 2.9$ mT. (c) Pour la sous-couche de TaN (1 nm) $\mu_0 H_z = 0.83$ mT. (d) Pour la sous-couche de Hf (1 nm) $\mu_0 H_z = 2.9$ mT.

4.2.3 Mesures de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya par diffusion Brillouin

En parallèle des mesures de reptation une étude des ondes de spin dans une géométrie de Damon-Eshbach a été effectuée. Plus de détails sont disponibles concernant les aspects théorique et expérimental dans le chapitre 2.3.2. On cherche à exploiter pour ces mesures la non-réciprocité des ondes de spin pour quantifier la DMI. Ce type de mesures indépendantes de la propagation des parois de domaines permet une comparaison des différentes méthodes.

Les couches de CoFeB étudiées sont à anisotropie perpendiculaire. Dans leur configuration à l'équilibre (aimantation perpendiculaire), il n'y a pas de signature du DMI concernant la non-réciprocité des ondes de spin. Un champ extérieur de 1T est appliqué pour saturer l'aimantation dans le plan [médaillon dans la figure 4.11(a)]. Un exemple de spectre de la lumière réfléchie est aussi montré dans la figure 4.11(a) pour le cas d'une sous-couche de W(2 nm). On y distingue à gauche la partie du spectre correspondant au processus de Stokes, le photon incident ayant perdu l'énergie correspondant à un magnon. La partie droite correspond quant à elle à des processus anti-Stokes où le photon incident absorbe l'énergie du magnon sondé. La fréquence nulle correspond à la fréquence du laser incident. Ces courbes correspondent à des lorentziennes dont le décalage en fréquence est la fréquence du magnon sondé et la largeur de raie correspond à la durée de vie du magnon.

Pour les deux côtés, on effectue un ajustement par une lorentzienne. Le dispositif expérimental a une résolution de 0.1 GHz en fréquence. L'erreur sur la différence des décalages en fréquence de la lumière diffusée par des processus inélastiques est ainsi estimée à ± 100 MHz. Les points présentés dans la figure 4.11(b)-(e) correspondent à la différence de fréquence entre les fréquences Stokes et anti-Stokes pour les quatre différentes sous-couches étudiées. La différence de fréquence est proportionnelle au vecteur d'onde et au DMI. Pour rappel [75] :

$$\Delta f_{\text{mag}} = f_{\text{stokes}} - f_{\text{antisokes}} = \frac{2\gamma}{\pi M_s} D_{\text{eff}} k_{\text{mag}} \quad (4.19)$$

Les autres sources potentielles pouvant provoquer des non-réciprocités de propagation des ondes de spin, notamment la localisation du profil de mode liée aux effets magnétostatiques sont négligeables. On peut négliger ces contributions tant que la longueur d'onde des magnons est grande par rapport à l'épaisseur du film ferromagnétique [70, 80]. Pour les modes de Damon-Eshbach l'onde de spin a tendance à se localiser vers l'une des interfaces de la couche magnétique ; cette interface change lorsque le vecteur d'onde change de signe. Si les anisotropies d'interface étaient différentes³ ; on pourrait avoir une propagation d'onde de

3. Par exemple entre l'interface CoFeB/MgO et CoFeB/W.

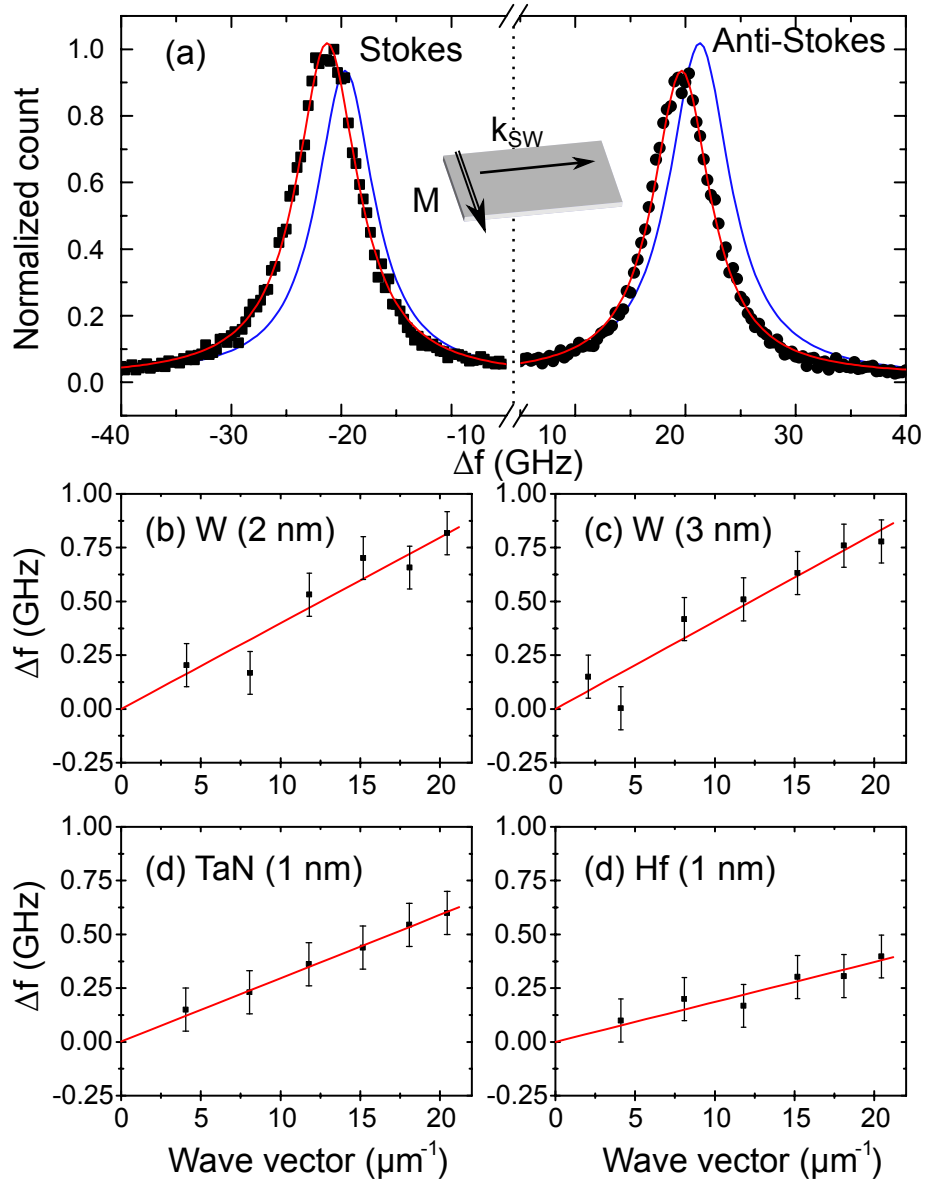


FIGURE 4.11 – (a) Spectroscopie Brillouin de la lumière diffusée à un angle d’incidence correspondant à un vecteur d’onde de $k_{SW} = 20.45 \mu\text{m}^{-1}$ avec un champ appliqué dans le plan de 1T pour saturer l’aimantation suivant l’axe de difficile aimantation. L’ajustement par une Lorentzienne est superposé aux valeurs expérimentales. Pour mettre en évidence la non réciprocity des ondes de spin entre les processus de Stokes et d’anti-Stokes, la courbe en bleu correspond au symétrique de la courbe en rouge $\Delta f \rightarrow -\Delta f$. La configuration de l’aimantation par rapport aux ondes de spin excitées, dite de Damon-Eshbach, est montrée en médaillon dans le panneau (a). (b)-(e) : Ajustements linéaires de la différence de fréquence des ondes de spin ayant des vecteurs d’ondes opposés. Le tracé est réalisé pour les différentes sous-couches.

Sous-couche	W(2 nm)	W(3 nm)	TaN(1 nm)	Hf(1 nm)
$d\Delta f/dk$ (MHz μm)	40 ± 6	41 ± 6	30 ± 6	19 ± 5
D_{BLS} (mJ m^{-2})	0.25 ± 0.04	0.27 ± 0.04	0.31 ± 0.06	0.15 ± 0.04
M_s (kA m^{-1})	729	788	1235	965

TABLE 4.3 – Pentés extraites des mesures de non-réciprocité d’onde de spin par BLS pour les différentes sous-couches. La valeur du DMI résultant estimée avec la formule 4.19 est aussi donnée, tout comme l’aimantation à saturation.

spin non-réciproque uniquement due à la localisation des modes d’onde de spin.

Dans notre cas les longueurs d’ondes étudiées sont supérieures à 266 nm car un laser vert de longueur d’onde $\lambda_{\text{BLS}} = 532$ nm a été utilisé. Pour les différents échantillons, l’épaisseur de la couche magnétique étant fixée à 1 nm, on peut alors négliger la non-réciprocité induite par des effets dipolaires [70].

La formule 4.19 donne une mesure du DMI, la seule autre variable est l’aimantation à saturation M_s . On a donc un moyen direct pour estimer le DMI.

Expérimentalement on observe bien une dépendance linéaire de la non-réciprocité, Δf_{mag} , pour toutes les sous-couches. Les pentés obtenues par ajustement linéaire sont présentées dans le tableau 4.3. Elles sont du même ordre de grandeur pour les deux épaisseurs de W et pour le TaN. Pour le Hf la non réciprocité est environ deux fois plus faible que pour les autres sous-couches.

Concernant le signe de l’interaction DM il est nécessaire de regarder le signe de la non-réciprocité en fréquence. Le signe de Δf_{mag} est le même pour les différentes sous-couches, c’est-à-dire $d\Delta f_{\text{mag}}/dk_{\text{mag}} > 0$. Cela correspond à un DMI positif $D_{\text{eff}} > 0$. En terme de paroi de domaines, l’interaction DMI va alors favoriser des parois de Néel ayant une chiralité droite.

4.2.4 Comparaison des mesures de DMI par reptation de paroi et par diffusion Brillouin

Excepté pour le W(2 nm), les valeurs de DMI obtenues par BLS et reptation de paroi ne sont pas compatibles. Les différentes valeurs obtenues sont comparées dans le tableau 4.4. Les valeurs de DMI par diffusion Brillouin sont supérieures à celles obtenues par des mesures de reptation de paroi.

L’accord entre les différentes valeurs de DMI semble être d’autant meilleur que l’amortissement $\langle \frac{\Delta\omega}{2\omega_{\text{FMR}}} \rangle$ est élevé. Contrairement aux valeurs obtenues par BLS où toutes les sous-couches donnent lieu à une interaction DMI suffisante pour avoir une paroi de Néel

Sous-couche	W(2 nm)	W(3 nm)	TaN(1 nm)	Hf(1 nm)
D_{BLS} (mJ m^{-2})	0.25 ± 0.04	0.27 ± 0.04	0.31 ± 0.06	0.15 ± 0.04
$D_{\text{Reptation}}$ (mJ m^{-2})	0.23 ± 0.03	0.12 ± 0.03	0.05 ± 0.02	0.01 ± 0.01
$D_{c\perp}$ (mJ m^{-2})	0.10	0.11	0.26	0.16
$\langle \frac{\Delta\omega_{\text{FMR}}}{2\omega_{\text{FMR}}} \rangle$	0.039 ± 0.003	0.033 ± 0.006	0.015 ± 0.003	0.023 ± 0.003

TABLE 4.4 – Comparaison des valeurs de l’interaction DM obtenues par BLS (D_{BLS}) et reptation ($D_{\text{Reptation}}$). $D_{c\perp}$ correspond à la valeur critique de la DMI pour laquelle les parois de domaines auraient une structure de paroi de Néel avec une chiralité définie. Pour rappel $\langle \frac{\Delta\omega}{2\omega_{\text{FMR}}} \rangle$ correspond à la valeur moyenne du facteur de qualité correspondant à la susceptibilité du mode FMR.

droite⁴, les mesures de reptation suggèrent un DMI quasiment nul pour le TaN(1 nm) et le Hf(1 nm).

Toutefois la forme des courbes $V(H_x)$ dans la figure 4.10 diffère de l’évolution attendue pour le cas où seule l’élasticité de la paroi change et qu’elle peut être décrite par l’énergie d’une paroi 1D. Plusieurs autres observations expérimentales sont inattendues. On peut relever :

- les vitesses $V_y(H_x)$ présentent un changement de pente proche de $H_x = 0$ pour les sous-couches de W(3 nm), TaN(1 nm), Hf(1 nm).
- pour la sous-couche de Hf(1 nm) la présence d’un second minimum local pour $V_x(H_x)$ en $\mu_0 H_x = -55$ mT et d’un maximum local en $\mu_0 H_x \approx -35$ mT.
- Le changement de pente sur les sous-couches de : W(3 nm) en $\mu_0 H_x \approx -50$ mT, TaN(1 nm) en $\mu_0 H_x \approx -25$ mT.
- l’inversion de la direction pour laquelle la vitesse de déplacement de paroi est la plus élevée dans le cas du W(3 nm) et du TaN(1 nm).

L’une des possibles explications des différences observées sur les courbes de vitesses dans le régime de reptation peut provenir de la dynamique interne des parois de domaines qui est négligée dans le cas de la reptation. Cela se traduit souvent par le fait qu’on néglige la dépendance en champ du préfacteur V_0 , or il a été montré qu’il peut dépendre du champ planaire [91]. Cette dépendance en champ doit être d’autant plus marquée que les aspects dynamiques sont importants.

4.2.4.1 À propos de l’influence de la dynamique de paroi en régime de reptation

Une estimation de l’amortissement est donnée dans le tableau 4.4. La mesure de l’amortissement a été faite par VNA-FMR. Cette mesure correspond à la somme du terme d’amortissement de Gilbert (le terme $\alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}$ dans LLG) et l’amortissement extrinsèque (qui

4. Sauf pour le Hf(1 nm) où la paroi est presque saturé vers une paroi de Néel droite $D_{\text{BLS}} = 0.94 D_{c\perp}$.

correspond aux fluctuations des propriétés magnétiques). A partir du tableau 4.4 on peut voir qu'il existe une corrélation entre l'accord des mesures par BLS (D_{BLS}) ou par reptation (D_{creep}) de paroi et l'amortissement : l'accord est excellent pour la plus forte valeur de $\langle \frac{\Delta\omega_{\text{FMR}}}{2\omega_{\text{FMR}}} \rangle$ alors qu'il est mauvais pour les couches de TaN(1 nm) et de Hf(1 nm). Cette tendance suggère que les dynamiques dans les systèmes faiblement amortis ne sont pas bien décrites par le modèle simple de la partie 4.1.2 [65, 76]. L'une des manifestations de ces processus dynamiques est la tendance pour les couches à faible amortissement à former des dendrites (figure 4.7 et 4.9), ces dendrites sont absentes dans le W(2 nm). La déformation de la paroi dans un régime de Walker⁵ peut contribuer à rendre la paroi rugueuse [85, 98, 99]. Ce processus peut être amplifié par la présence de centres de piégeage fort qui vont bloquer localement la propagation de la paroi.

4.2.4.2 À propos des différences d'échelles spatiales entre les différentes méthodes expérimentales

Une autre source possible du désaccord entre les deux mesures peut venir des techniques elles même qui sondent des objets différents. La BLS mesure des ondes de spin créées par l'excitation thermique, leurs fréquences se situent aux alentours de la dizaine de gigaHertz et leurs longueurs d'onde sont supérieures à 270 nm. Cette méthode utilise un faisceau laser non focalisé qui va sonder une zone d'environ 100 μm de diamètre ce qui correspond à la taille caractéristique du spot laser. Dans cette situation la valeur D_{BLS} sera alors la valeur de la DMI moyennée sur toute la zone sondée. Le déplacement des parois de domaines va mettre en jeu une tout autre échelle, les défauts des couches magnétiques vont influencer la propagation des parois sur une distance d'environ dix nanomètres. Cette dimension est liée à la largeur de la paroi et à la taille des grains de la couche ferromagnétique [100, 101]. En régime de reptation le déplacement des parois s'effectue par une succession d'avalanches et de sauts thermiquement activés entre les différents centres de piégeage. L'évolution de la force de piégeage en fonction du champ planaire pour les systèmes avec de la DMI est à déterminer : une variation asymétrique du piégeage par les défauts est possible [102]. Cette éventualité n'est toutefois pas prise en compte dans le modèle exposé dans la partie 4.1.2. Ces défauts ne peuvent être sondés par BLS car ils sont ponctuels à l'échelle des ondes de spin sondées par BLS.

5. Régime où le cœur de la paroi précède d'un état Néel à Bloch.

4.2.4.3 À propos du piégeage et des fluctuations de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya

Une dernière source possible de désaccord, proche de la précédente, repose sur la possibilité que les différentes positions stables de la paroi entre deux sauts thermiquement activés correspondent à des zones où la DMI est plus faible. La DMI pourrait ainsi être réduite par la présence de joints de grains, d'une interface couche magnétique/couche non-magnétique dégradée ou par la présence d'impuretés non-magnétiques dans la couche. Contrairement à la reptation où le déplacement se fait par sauts, lorsque le déplacement (ou la dynamique) s'effectue de façon continue dans la couche l'accord semble meilleur. Cela se vérifie notamment pour la propagation dans un régime visqueux sous champ [93] ou courant [62]. Pour ces types de mouvement les défauts ont une moindre importance. Des mesures par magnétométrie par centre NV montrent que des variations de la structure des parois de domaines sont mesurables (surtout au niveau du cœur de la paroi où il y a des fluctuations entre des parois de Bloch et de Néel/Bloch) [73]. Ces fluctuations proviennent des variations des propriétés magnétiques le long de la paroi.

La comparaison des différentes méthodes est révélatrice de l'importance des défauts dans la couche magnétique et à ses interfaces. Les mesures sur le tungstène avec différentes épaisseurs de couche non-magnétique donnent des résultats quasiment identiques pour le W(2 nm) et le W(3 nm) en BLS alors qu'elles diffèrent pour les mesures de reptation. Or la sous-couche de W reste amorphe [87] ce qui suggère que les défauts dans les deux échantillons sont différents.

4.3 Précision sur les mesures de reptation

Les écarts entre les mesures de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya par des techniques de diffusion Brillouin et par des techniques de reptation poussent à vérifier la validité des hypothèses effectuées pour interpréter les mesures de reptation. Notamment la loi en puissance $-1/4$ et le fait que les variations de V_0 sont négligeables.

4.3.1 Ajustement de l'exposant de reptation dans le cas du W (3 nm)

L'objectif est ici de vérifier si la dynamique dans le régime de reptation n'est pas modifiée par un champ planaire et ne change pas la classe d'universalité du système. L'ajustement de l'exposant est difficile, la plage en champ H_z sondée reste assez faible, un peu plus d'un ordre de grandeur. Les vitesses de déplacement de paroi sont quant à elles étalées sur sept ordres de grandeurs (allant de dix nanomètres par seconde au décimètre par seconde).

Pour réaliser l'ajustement sur l'exposant, on cherche à minimiser l'erreur sur un ajustement linéaire de la fonction $\ln V(H_z^{-\mu})$, on fait varier l'exposant μ . L'estimation de l'exposant correspond à la valeur de μ qui minimise l'erreur. Le résultat de l'ajustement sur l'exposant est montré dans la figure 4.12.

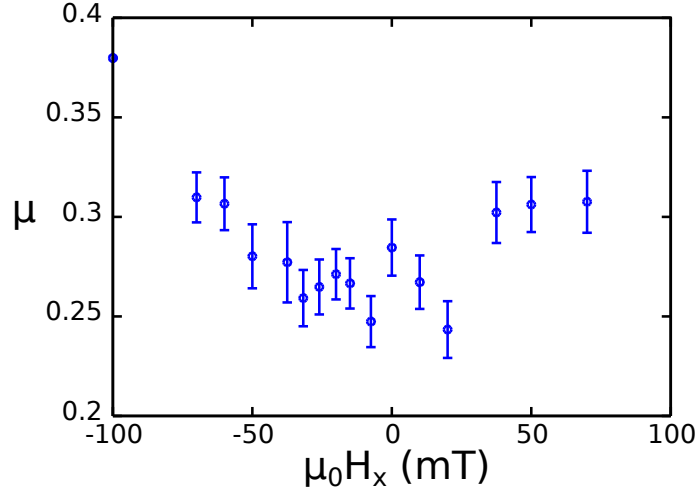


FIGURE 4.12 – Ajustement de l'exposant de puissance μ reliant la vitesse de paroi et le champ H_z en fonction du champ planaire $\mu_0 H_x$ pour une paroi $\uparrow\downarrow$. La fonction à ajuster est : $V_0 \exp[\kappa^* H_z^{-\mu}]$.

Le résultat s'éloigne sensiblement de la valeur $1/4$ attendue pour une paroi de domaines, surtout pour les valeurs de champ planaire appliqué les plus fortes.

Il est nécessaire dans un premier temps de connaître les sources d'erreurs et de les quantifier pour estimer l'exposant.

Avec 10% d'erreur sur les vitesses mesurées l'incertitude sur l'exposant est d'environ 0.02. Cette mesure n'a de sens que dans un régime de reptation : au plus fort champ perpendiculaire dans un régime de dépiégeage ou visqueux le système ne suit plus la même loi de puissance pour les vitesses de paroi. Avec la sous-couche de tungstène d'épaisseur 3 nm les mesures de vitesse de déplacement de parois n'ont pas permis d'estimer le champ de dépiégeage.

Le dernier point, le plus critique concerne l'alignement entre le champ planaire et l'échantillon. Ce point a déjà été discuté dans le chapitre 2.4. L'estimation concernant la composante perpendiculaire de l'électroaimant planaire causée par l'erreur d'alignement était de $70 \mu\text{T}$ à 150 mT . Pour simuler l'effet de ce champ on l'inclut dans la loi de reptation, le champ dû au désalignement jouant le même rôle que le champ H_z :

$$v(H_z) = V_0 e^{\kappa^*(H_z + \epsilon H_x)^{-1/4}} \quad (4.20)$$

Un désalignement de $\mu_0 \epsilon H_x = 100 \mu\text{T}$ correspond à une erreur sur l'estimation de l'exposant, avec notre plage en champ étudiée de ± 0.08 ⁶. Sur les mesures, pour le point à $\mu_0 H_x = +100 \text{ mT}$, c'est ce type d'erreur qui va dominer nos incertitudes.

Les incertitudes sur l'exposant μ étant fortes il est difficile de conclure sur une possible évolution avec H_x . Ici l'exposant ne semble pas dépendre du champ planaire. De plus les mesures effectuées sont proches des valeurs attendues « -1/4 » pour une paroi de domaines dans un film ultra-mince.

4.3.2 Évolution des paramètres V_0 et κ^* de la loi de reptation :

Comme l'application d'un champ extérieur dans le plan ne semble pas changer la classe d'universalité de la dynamique de paroi à bas champ, on peut réaliser des ajustements sur les vitesses pour extraire l'évolution des paramètres de la loi de reptation :

$$V(H_z, H_x) = V_0(H_x) \exp \left[\kappa^*(H_x) H_z^{-1/4} \right] \quad (4.21)$$

où $\kappa^* = \frac{U_c}{k_B T} H_{\text{dep}}^{1/4}$. Ces mesures seront faites pour les échantillons avec une sous-couche de W(3 nm) et de Hf(1 nm). Pour séparer les contributions possibles provenant de la dépendance en champ planaire du préfacteur V_0 et du facteur κ^* dans l'exponentielle de la loi de reptation j'effectue un ajustement linéaire sur la fonction $\ln V \left(H_z^{-1/4} \right)$.

4.3.2.1 Cas du W (3 nm)

Les vitesses de paroi en fonction du champ planaire H_x tracées en échelle logarithmique sont quasiment toutes identiques à un facteur d'échelle près [fig. 4.13(a)]. Ce fait est confirmé par la faible dépendance de V_0 en fonction de H_x [fig. 4.13(c)]. Dans le cas du W(3 nm) la variation de la vitesse de paroi est dominée par la dépendance en champ planaire de κ^* . Expérimentalement le minimum de vitesse est situé en $\mu_0 H_x = -15 \pm 5 \text{ mT}$ et sa position ne dépend pas du champ H_z , κ^* est maximal pour $\mu_0 H_x = -20 \pm 5 \text{ mT}$.

Le préfacteur V_0 est quant à lui minimal pour un champ $\mu_0 H_x = -50 \pm 20 \text{ mT}$. La position de ce minimum ne semble pas informative sur la valeur du DMI ; la dépendance de V_0 en fonction des différents paramètres magnétiques (amortissement, énergie de paroi et forces de piégeage) est mal connue [88, 89].

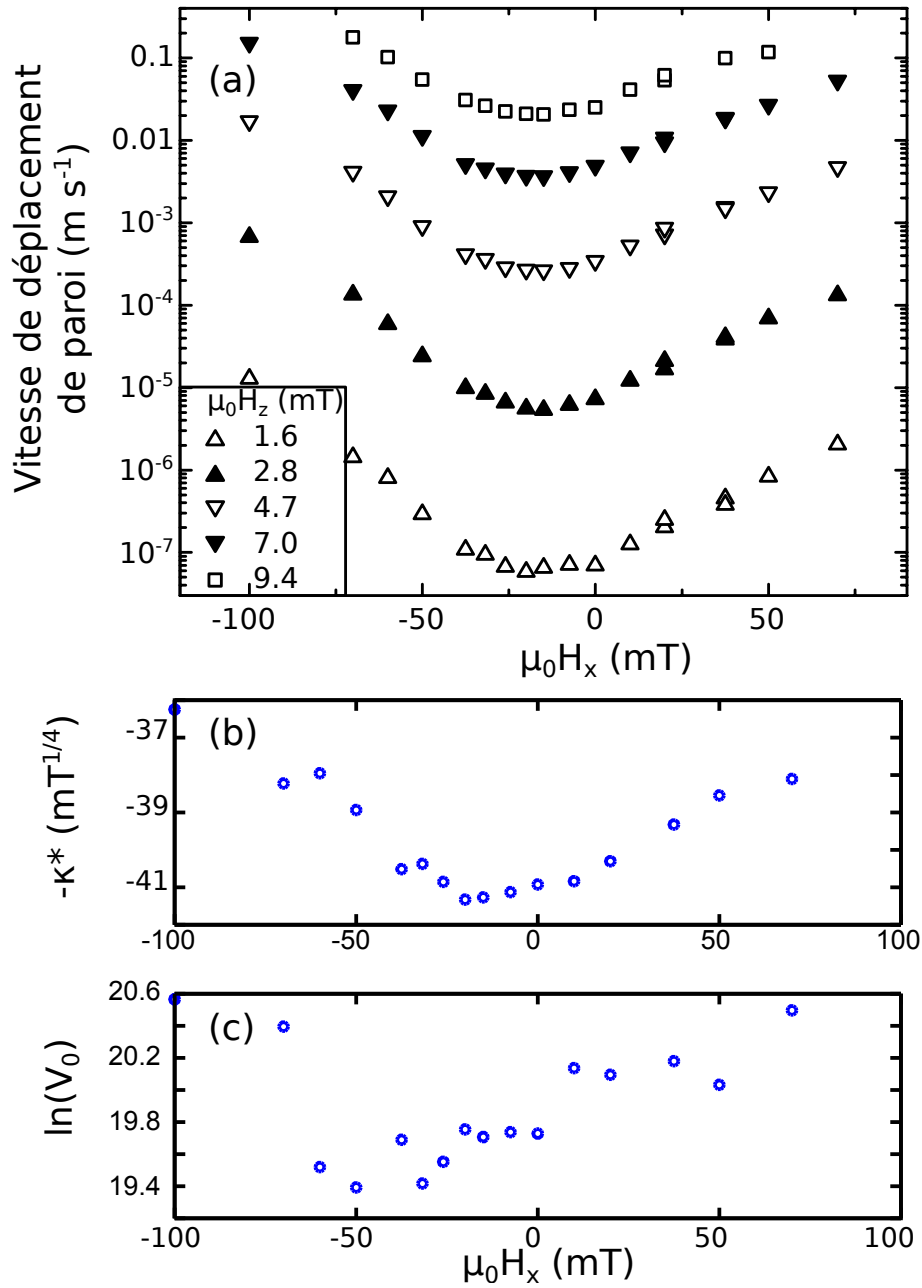


FIGURE 4.13 – Évolution de la vitesse de déplacement de paroi en fonction de $\mu_0 H_x$ avec plusieurs valeurs de champ $\mu_0 H_z$ dans le cas du W 3 nm. (a) Le déplacement est pour une paroi $\uparrow\downarrow$ où le déplacement est parallèle au champ planaire appliqué. On en déduit l'évolution des paramètres κ (b) et V_0 (c).

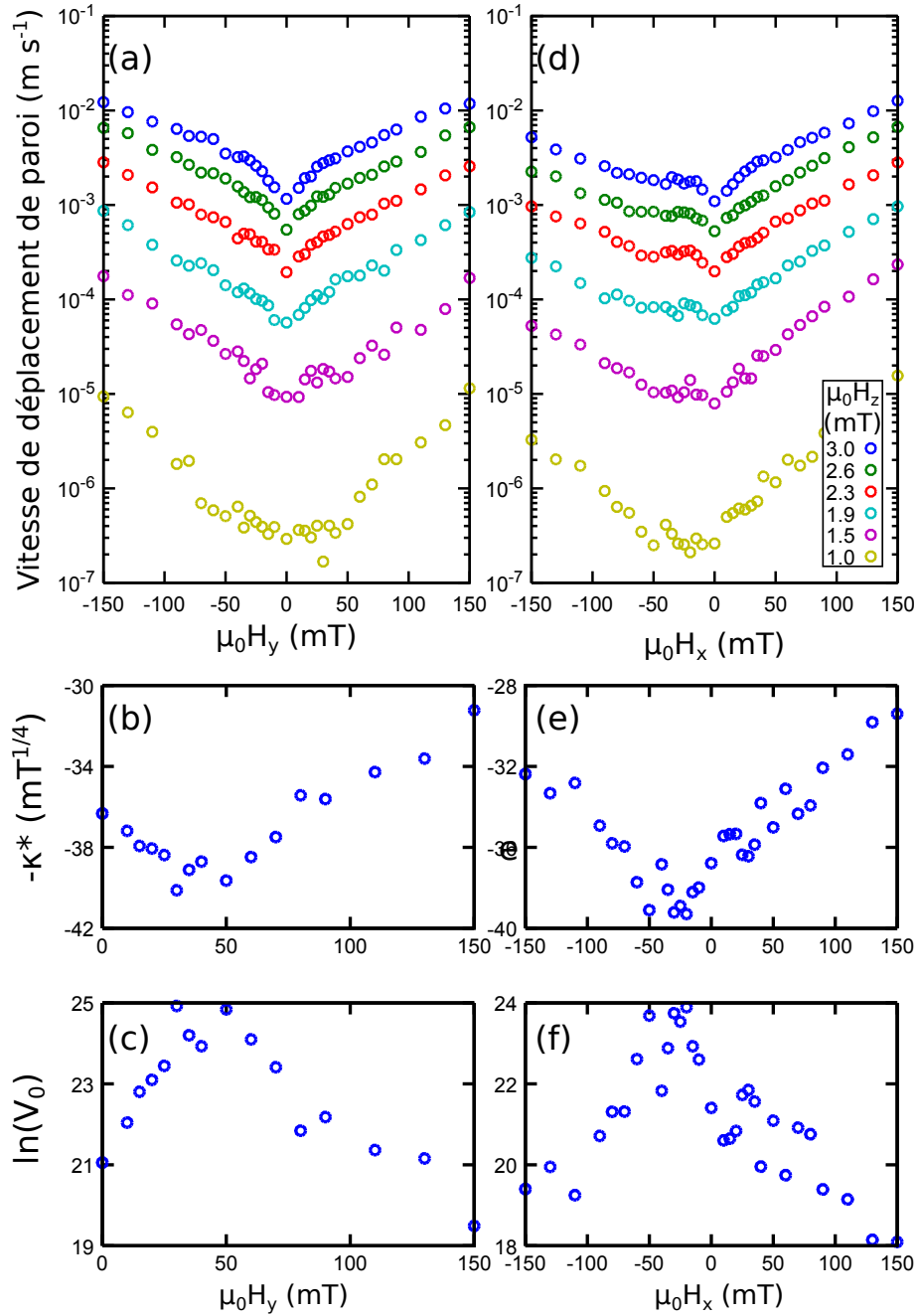


FIGURE 4.14 – Évolution de la vitesse de déplacement de paroi en fonction de $\mu_0 H_x$ avec plusieurs valeurs de champ $\mu_0 H_z$ pour une sous-couche de Hf(1 nm). Le déplacement est pour une paroi $\uparrow\downarrow$ et pour un déplacement perpendiculaire (a) et parallèle (d) au champ planaire appliqué. Le résultat des ajustements des paramètres de reptation en fonction du champ planaire $\mu_0 H_x$ est donné pour un déplacement perpendiculaire (b,c) et parallèle (e,f) au champ planaire appliqué.

4.3.2.2 Cas du Hf (1 nm)

Contrairement au cas du W(3 nm) où la variation de la vitesse de paroi en fonction du champ planaire était dominée par les évolutions de κ^* ; les courbes de vitesses $V(H_x, H_z)$ et $V(H_y, H_z)$ du Hf 1 nm ont un profil qui évolue en fonction du champ H_z . Aux plus faibles champs H_z les courbes de vitesses [figure 4.14(a,b)] ne présentent pas de déformation autour d'un champ planaire nul, alors qu'à plus fort champ perpendiculaire ($\mu_0 H_z \approx 2$ mT) les courbes présentent un point de rebroussement. La position du minimum de vitesse en fonction de H_x dépend du champ perpendiculaire H_z . Les mesures effectuées n'ont pas la résolution en champ (planaire et perpendiculaire) suffisante pour quantifier la variation du minimum de vitesse de paroi. D'autres mesures avec un pas en champ planaire plus fin [figure 4.10(d)] situent ce minimum en $\mu_0 H_x = 2$ mT à $\mu_0 H_z = 2.8$ mT.

De même, la dynamique de la paroi pour des vitesses de l'ordre du micromètre par seconde est très impactée par la présence des défauts les plus importants dans la couche, ce qui conduit à des bulles très rugueuses et des mesures des vitesses de déplacement de paroi bruitées. Les ajustements sur les vitesses de paroi dans un régime de reptation confirment une dépendance du préfacteur V_0 en champ planaire plus importante dans le cas d'une sous-couche de Hf(1 nm) que pour une sous-couche de W(3 nm). Ceci conduit aux déformations sur les courbes de vitesse présentées dans le paragraphe précédent. Les deux paramètres κ^* et V_0 varient de façon similaire (pour la position des maxima mais aussi au niveau du bruit) ce qui laisse penser que les points utilisés pour effectuer les ajustements de la loi de reptation ne sont pas assez nombreux, six dans le cas de la figure 4.14 contre une trentaine par champ H_x pour la figure 4.13.

κ^* est maximum pour un champ $\mu_0 H_x = -30 \pm 10$ mT. En utilisant la relation entre H_{DMI} et D , on trouve une valeur de l'interaction DM de 0.21 ± 0.07 mJ m⁻². Cette valeur qui est compatible avec les mesures effectuées par BLS. La dépendance de κ^* en fonction du champ H_y n'est pas prédite par le modèle utilisé dans la partie 4.1.2.

4.4 Conclusion sur les mesures de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya par reptation

Le déplacement de paroi dans un régime de reptation a permis de connaître le signe de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. Le modèle de reptation [65, 76] ne permet toutefois pas de décrire toutes les caractéristiques de la vitesse de paroi en fonction de H_x . Même après mesure des paramètres de reptation en fonction de H_x l'évolution du paramètre

6. Cette estimation est obtenue en réalisant des ajustements linéaires sur la loi de reptation théorique et en y ajoutant la contribution due au désalignement.

κ^* en fonction de H_x ne correspond pas au modèle : soit l'évolution de l'élasticité n'est pas bien décrite par le modèle, soit l'évolution du piégeage doit aussi être prise en compte. L'utilisation conjointe avec la BLS [70, 74, 75] et les mesures par centre NV [73] ont permis d'avoir des comparaisons tant au niveau des dimensions de la largeur de la paroi que sur le comportement moyen de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya.

Chapitre 5

Instabilité des parois rectilignes sous champ planaire vers des parois en zigzags

Dans ce chapitre nous allons voir qu'une paroi rectiligne, avec un champ appliqué dans le plan et la présence de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya, devient instable sous certaines conditions. En partant de l'énergie d'une paroi dans le cadre d'un modèle 1D, je montrerai que pour un champ appliqué quasiment opposé au champ DMI effectif il est plus favorable d'avoir une paroi en zigzags qu'une paroi rectiligne. Ce résultat est confirmé par des simulations micro-magnétiques avec et sans désordre. Enfin, je montrerai quelles sont alors les conséquences pour l'élasticité de paroi.

5.1 Énergie d'une paroi sous champ planaire

Un champ planaire va modifier à la fois le profil de paroi mais aussi son coût énergétique. L'approximation habituelle est de supposer un profil de paroi de Bloch pour la composante perpendiculaire de l'aimantation et de fixer une orientation constante pour l'autre composante de l'aimantation. Pour rappel, pour une paroi avec un profil de Bloch, l'aimantation s'écrit dans un système de coordonnées sphériques comme :

$$\begin{cases} \theta(y) = 2 \arctan \left(\exp \left(\frac{y-u}{\lambda} \right) \right) \\ \phi(y) = \phi \end{cases} \quad (5.1)$$

De cette façon les deux paramètres variables restants sont la position de la paroi (u) et l'angle de la paroi (ϕ dans la figure 5.1).

On peut alors écrire l'énergie de paroi en fonction des autres paramètres de la façon suivante

après calcul des différents termes d'énergie :

$$E_{\text{paroi}}(\phi, \psi, H_{\text{IP}}) = \sigma_0 - \lambda\pi\mu_0 M_s H_{\text{IP}} \cos(\phi - \psi) - \pi D \cos(\phi) + \frac{\pi\lambda}{2} \mu_0 N_{\perp} M_s^2 \cos^2(\phi) \quad (5.2)$$

où ψ correspond à l'angle formé entre la normale à la paroi et le champ planaire, H_{IP} correspond à l'amplitude du champ planaire, et σ_0 correspond à l'énergie d'échange et d'anisotropie d'une paroi avec le profil d'aimantation défini dans l'équation 5.1, avec :

$$\sigma_0 = \frac{2A}{\lambda} + 2\lambda K_{\text{eff}}$$

et dans le cas d'une paroi de Bloch sans champ planaire appliqué, $\sigma_0 = 4\sqrt{AK_{\text{eff}}}$. On prend en compte ici les termes d'anisotropie, d'échange, de Zeeman, DM et dipolaire pour l'énergie de paroi.

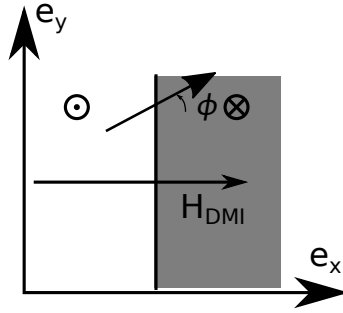


FIGURE 5.1 – Configuration de la paroi étudiée. La direction du champ DMI effectif est montrée pour un $D > 0$.

5.1.1 Effet d'un champ planaire sur la largeur de paroi

Par une approche variationnelle, on peut aussi considérer la largeur de paroi et l'angle ϕ comme des variables [93]. Kim *et al.*[66] ont montré que même avec une énergie de paroi décrite par l'équation 5.2, la largeur de paroi varie en fonction du champ planaire, σ_0 dépendant aussi de la largeur de paroi. Sans interaction DM un champ dans le plan va favoriser l'aimantation au niveau du cœur de la paroi, la paroi sera alors plus large sous champ planaire qu'en champ nul [figure 5.2 (a), λ_{eq} augmente]. Avec la DMI lorsque le champ H_x s'oppose au champ DM effectif le surcoût en terme d'énergie Zeeman, est compensé par une diminution de la largeur de la paroi. Lorsque le champ H_x est suffisant pour inverser la chiralité de la paroi, $|H_x| \leq |H_{\text{DMI}}|$ la paroi s'élargit à nouveau [figure 5.2 (b)]. Dans ce régime à fort champ, la dépendance de la largeur de paroi est symétrique par

rapport au champ planaire H_x .

On peut aussi remarquer que la zone de transition où l'angle $\phi \neq 0 [\pi]$ diminue lorsque D

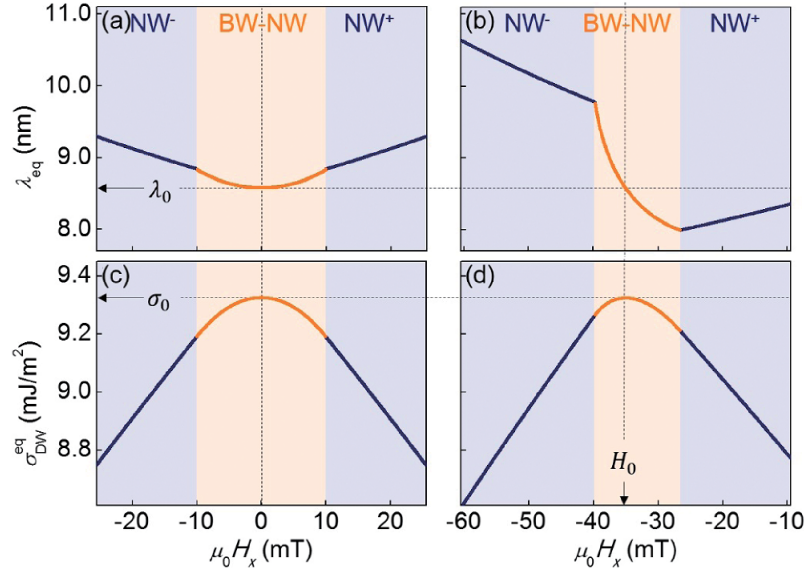


FIGURE 5.2 – Évolution de la largeur de paroi (a, b) et de l'énergie de paroi (c, d) en fonction du champ H_x pour un cas avec une DMI nulle (a,c) et avec $D = 0.3 \text{ mJ/m}^{-2}$ (b,d). La gamme de champ appliqué est située autour du champ s'opposant au champ effectif DM (H_0 dans la figure). σ_0 et λ_{eq} correspondent respectivement à l'énergie et à la largeur d'une paroi de Bloch. Le champ planaire est ici appliqué perpendiculairement à la paroi et compense le champ effectif DMI en H_0 . Figure en provenance de [66].

augmente jusqu'à disparaître au fort DMI.

5.1.2 Tilt de l'aimantation dans les domaines

À plus fort champ planaire le tilt de l'aimantation va aussi contribuer à modifier l'énergie de paroi. La différence est plus visible lorsque le champ H_x s'oppose au champ DMI, dans ce cas la composante m_z de la paroi ne suit pas un profil de Bloch mais θ va s'enrouler sur un angle supérieur à π . Pour les plus forts champs, lorsque la paroi est à nouveau saturée avec un profil de Néel gauche ou droit on retrouve bien que le profil de paroi est identique pour $\pm H_x$, et l'angle θ va s'enrouler sur un angle inférieur à π .

Pizzini *et al.* [103] utilisent une expression de l'énergie de paroi prenant en compte le tilt de l'aimantation sous champ planaire. Elle diffère de l'expression 5.2. Cette variation de l'énergie est légère et n'est pas clairement visible dans la figure 5.4.

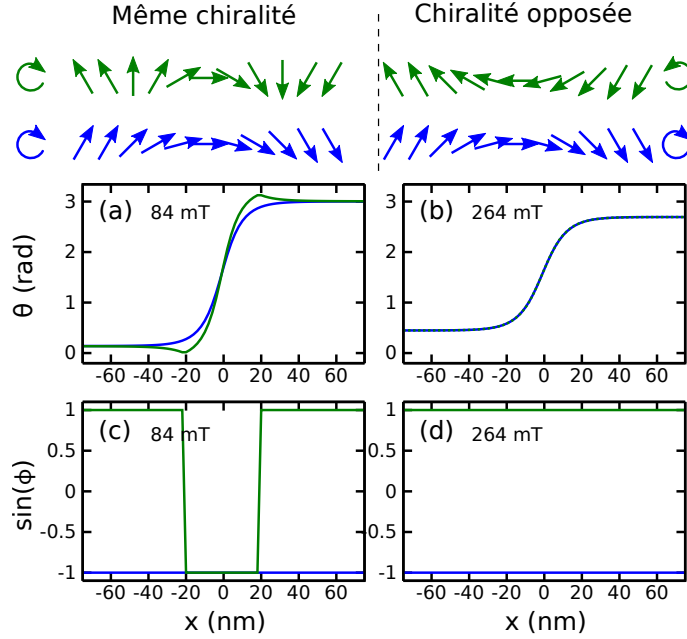


FIGURE 5.3 – Visualisation du profil de paroi sous champ planaire, avec $H_x = \pm 84$ mT (a,c) et $H_x = \pm 264$ mT (b,d), en bleu $H_x > 0$ et en vert $H_x < 0$. Les paramètres micromagnétiques sont donnés dans le tableau 5.1. Le schéma en haut donne un aperçu du profil de la paroi.

5.1.3 Simulation micromagnétique unidimensionnelle de l'énergie de paroi

La simulation micromagnétique unidimensionnelle donne l'énergie de paroi en prenant toutes les déformations de la paroi de domaine en compte. La simulation s'effectue avec les paramètres matériaux choisis. Comme MUMAX ne permet pas d'effectuer des simulations unidimensionnelles, la géométrie est choisie avec des cellules de 0.5×2 nm² avec un maillage de 2×512 cellules. Des conditions aux limites périodiques sont appliquées suivant la direction définie par la paroi.

Un champ planaire est ajouté avec un module H_{IP} variable. Son orientation, ψ , est variée par pas de un degré. L'énergie de paroi est obtenue en faisant la différence entre l'énergie totale obtenue dans un état avec une paroi et l'énergie totale obtenue dans un état d'aimantation uniforme. Le résultat typique de la simulation est présenté dans la figure 5.4 avec une forme qui décrit un cône légèrement déformé.

5.2 Modèle, domaine de stabilité et élasticité de paroi

Dans cette partie je vais développer un modèle pour calculer l'élasticité des parois de domaines. Je vais dans un premier temps justifier la forme choisie pour l'énergie de paroi

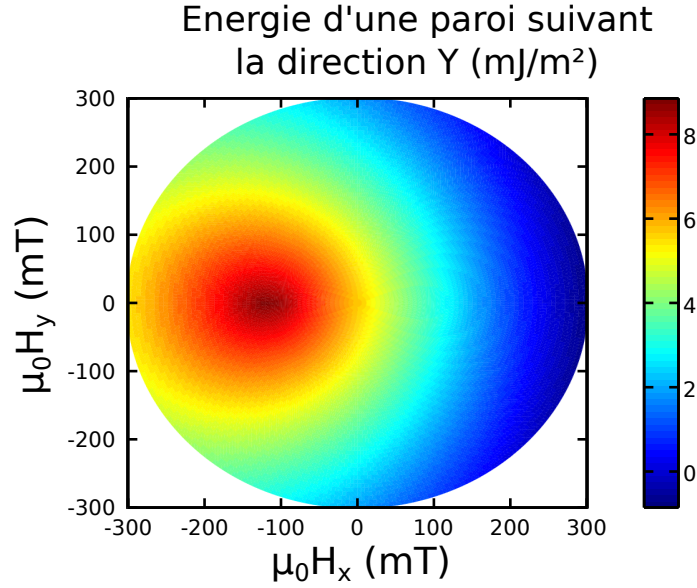


FIGURE 5.4 – Énergie de paroi en fonction d'un champ dans le plan pour le système simulé A. La paroi est alignée suivant la direction Y. L'énergie de paroi correspond à la différence d'énergie entre un état mono-domaine et avec deux domaines.

qui décrit un cône en fonction du champ planaire. Je vais ensuite montrer qu'il existe des zones pour lesquelles une paroi de domaines rectiligne n'est pas la configuration la plus stable. Je finirai enfin sur le calcul de l'élasticité de parois de domaines.

5.2.1 Cas où l'on peut décrire l'énergie de paroi en fonction du champ planaire par un cône

On se propose ici de montrer que moyennant quelques approximations on peut décrire l'énergie d'une paroi de domaines par un cône en fonction du champ planaire ($H_{IP} = \{H_x; H_y; 0\}$). Il faut pour cela négliger le terme démagnétisant pour l'énergie de paroi (voir l'équation 5.2) par rapport aux termes d'énergie dus à l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya et au champ appliqué. Il faut aussi supposer que le profil de la paroi n'est pas modifié par un champ extérieur, c'est à dire que la largeur de paroi reste constante. Pour les systèmes où la DMI est faible cette hypothèse n'est pas vérifiée on verra que cela tend à élargir la zone d'instabilité d'une paroi droite (paragraphe 5.4).

On écrit donc l'énergie d'une paroi avec ces précédentes hypothèses. On a un terme constant σ_0 , un terme de Dzyaloshinskii-Moriya et le terme de zeeman :

$$E_{\text{paroi}}(\phi, \psi, H_{IP}) = \sigma_0 - \lambda\pi\mu_0 M_s H_{IP} \cos(\phi - \psi) - \pi D \cos(\phi) \quad (5.3)$$

où $\sigma_0 = 4\sqrt{AK_{\text{eff}}}$ correspond à l'énergie d'une paroi de Bloch 1D. En minimisant l'énergie par rapport à ϕ on trouve plusieurs solutions pour lesquelles l'énergie est extrémale.

$$\phi = \pm \arccos \left(\pm \frac{H_{\text{DMI}} + H_{\text{IP}} \cos \psi}{\sqrt{H_{\text{DMI}}^2 + H_{\text{IP}}^2 + 2H_{\text{IP}}H_{\text{DMI}} \cos \psi}} \right) \quad (5.4)$$

Avec H_{DMI} , le champ DM effectif. En réinjectant le résultat dans l'énergie de paroi, en ne gardant que les solutions stables et en simplifiant, on retrouve une énergie de paroi écrite comme :

$$E_{\text{paroi}}(\psi, H_{\text{IP}}) = \sigma_0 - \sqrt{(\pi D)^2 + (\pi \lambda \mu_0 M_s H_{\text{IP}})^2 + 2D\pi^2 \lambda \mu_0 M_s H_{\text{IP}}} \quad (5.5)$$

On peut aussi réécrire cette équation avec les champs effectifs. Dans la configuration de la figure 5.1, l'énergie de la paroi est alors décrite par un cône :

$$E_{\text{paroi}}(\mathbf{H}_{\text{IP}}) = \sigma_0 - \pi \lambda \mu_0 M_s \|H_{\text{DMI}} \mathbf{e}_x + \mathbf{H}_{\text{IP}}\| \quad (5.6)$$

On retrouve que l'énergie de paroi est maximum pour un champ appliqué s'opposant au champ DMI effectif et qu'en champ nul on a $E_{\text{paroi}} = \sigma_0 - \pi D$. Autour du champ H_{DMI} , l'énergie de la paroi décroît et elle ne dépend que de la norme $\|H_{\text{DMI}} \mathbf{e}_x + \mathbf{H}_{\text{IP}}\|$. Le champ DMI va agir comme un champ de décalage pour le champ planaire.

On a négligé ici toute déformation de la paroi autre qu'une rotation uniforme de l'aimantation au niveau du cœur de la paroi. En pratique, cela impose quelques limitations qui peuvent être contradictoires. Il faut que :

- $H_{\text{IP}} \ll H_{K,\text{eff}}$ pour ne pas avoir de déformation du profil de la paroi.
- $\pi D \gg \lambda N_{\perp} \frac{\mu_0}{2} M_s^2$, pour avoir un terme DMI grand devant le terme d'énergie de désaimantation dû à une paroi de Néel.

Le champ dipolaire va alors contribuer à augmenter l'énergie pour des parois de Néel. L'équation 5.6 ne dépendra plus de $\|H_{\text{DMI}} \mathbf{e}_x + \mathbf{H}_{\text{IP}}\|$ de façon isotrope.

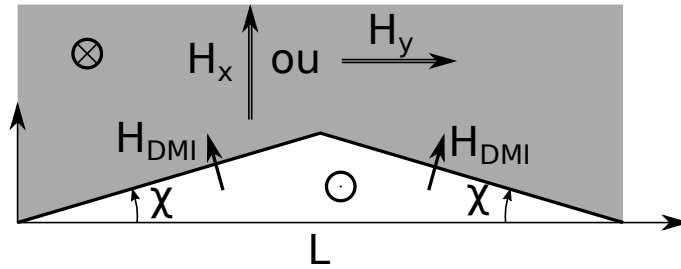


FIGURE 5.5 – Configuration de paroi de domaines pour regarder la stabilité d'une paroi rectiligne. Le champ extérieur est appliqué perpendiculairement et longitudinalement.

5.2 MODÈLE, DOMAINE DE STABILITÉ ET ÉLASTICITÉ DE PAROI93

5.2.2 Domaines de stabilité pour un champ appliqué suivant X

Pour pouvoir juger de la stabilité d'une paroi rectiligne on va ensuite prendre deux parois formant un triangle, comme indiqué dans la figure 5.5. À partir de l'énergie linéique de paroi (qui décrit un cône en fonction du champ dans le plan), on calcule la position d'équilibre $\chi = \chi_{\text{eq}}$ minimisant l'énergie du système, le tout est normalisé par rapport à la longueur L .

Dans la figure 5.5, l'angle formé entre le champ DM effectif et le champ planaire est donné par $\pm\chi$. En utilisant les hypothèses de la partie 5.2.1, on a pour énergie en fonction de χ :

$$E_{H_X}(H_X, \chi) = \frac{\sigma_0 - \pi\mu_0 M_s \lambda \sqrt{H_{\text{DMI}}^2 + H_X^2 + 2H_{\text{DMI}}H_X \cos \chi}}{\cos \chi} \quad (5.7)$$

La longueur totale de la paroi étant donnée par $L/\cos \chi$. La fonction $E_{H_X}(H_X, \chi)$ est tracée sur la figure 5.6. Dans ce cas on peut voir apparaître une zone où une paroi rectiligne (avec $\chi = 0$) n'est plus un minimum pour l'énergie.

Il est alors possible d'exprimer les champs limites pour lesquels une paroi rectiligne devient instable. Dans le cas où $0 < \pi D < \sigma_0/3$, on a comme valeur de champ pour avoir des transitions vers une paroi naturellement penchée (le tout écrit pour des valeurs de champ décroissantes si $0 < \pi D < \sigma_0/3$) :

$$\begin{aligned} H_{\text{inst1}} &= \frac{\sigma_0 - \pi D + \sqrt{\sigma_0^2 + 2\pi D\sigma_0 - 3\pi D^2}}{2\pi\lambda M_s} \\ H_{\text{inst2}} &= \frac{\sigma_0 - \pi D - \sqrt{\sigma_0^2 + 2\pi D\sigma_0 - 3\pi D^2}}{2\pi\lambda M_s} \\ H_{\text{inst3}} &= \frac{-\sigma_0 - \pi D + \sqrt{\sigma_0^2 - 2\pi D\sigma_0 - 3\pi D^2}}{2\pi\lambda M_s} \\ H_{\text{inst4}} &= \frac{-\sigma_0 - \pi D - \sqrt{\sigma_0^2 - 2\pi D\sigma_0 - 3\pi D^2}}{2\pi\lambda M_s} \end{aligned} \quad (5.8)$$

Une paroi de domaines rectiligne est stable uniquement entre les champs : $H_{\text{inst1}} > H_x > H_{\text{inst2}}$ et $H_{\text{inst3}} > H_x > H_{\text{inst4}}$, (voir 5.6). Si $\pi D \geq \sigma_0/3$, on n'a alors plus qu'une zone où la paroi rectiligne est stable entre $H_{\text{inst1}} > H_x > H_{\text{inst2}}$.

Proche du champ compensant le champ DM, il est alors plus favorable d'avoir une paroi de domaines non rectiligne. Au champ $-H_{\text{DMI}}$ la paroi à alors un angle de :

$$\cos \chi_{\text{eq}} = -\left(\frac{\sigma_0}{\pi D}\right)^2 + \frac{\sigma_0}{\pi D} \sqrt{\left(\frac{\sigma_0}{\pi D}\right)^2 - 2 + 2} \quad (5.9)$$

Donc l'angle d'équilibre χ_{eq} est une fonction croissante du rapport $X = (\pi D)/\sigma_0$ (pour $X < \sqrt{2}$). Il sera alors d'autant plus grand que l'interaction DM est forte.

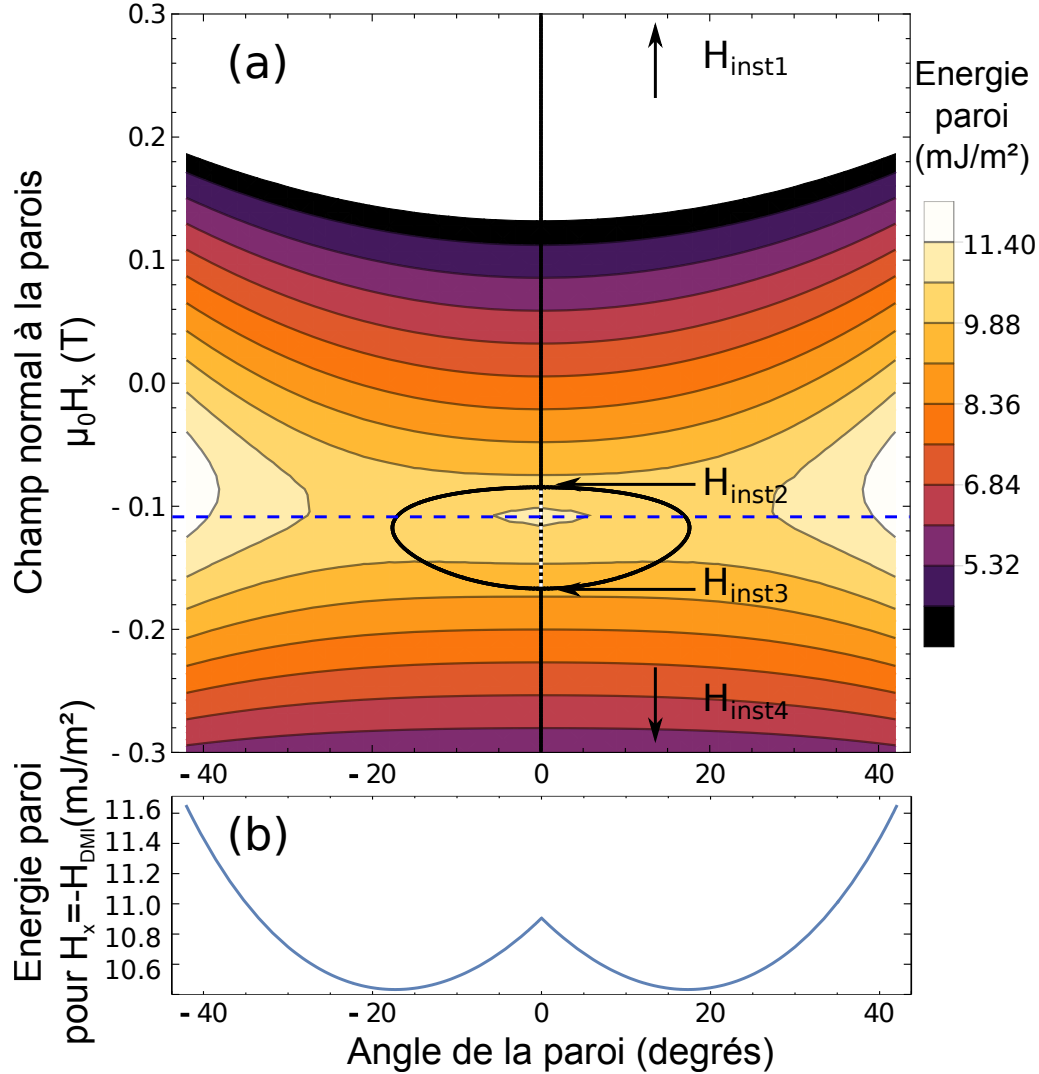


FIGURE 5.6 – (a) Carte d'énergie d'une paroi en fonction de l'angle χ et de l'amplitude du champ planaire H_X . La paroi rectiligne est instable sur une zone proche du champ compensant le champ DM effectif. Le trait en pointillé entre H_{inst2} et H_{inst3} marque un équilibre instable. Le trait bleu en pointillé montre la position de la coupe tracée en (b) montrant l'énergie de paroi pour un champ appliqué de $-H_{\text{DMI}}$ en fonction de l'angle de la paroi avec $\mu_0 H_{\text{DMI}} \approx 110$ mT.

5.2.3 Élasticité de la paroi

Dans cette partie je vais montrer que l'élasticité de la paroi n'est pas l'énergie de la paroi. Pour une paroi de domaines avec un champ planaire et une interaction de Dzyaloshinskii-Moriya non nulle l'énergie de paroi est fortement anisotrope avec le champ planaire. Tout

5.2 MODÈLE, DOMAINE DE STABILITÉ ET ÉLASTICITÉ DE PAROI 195

comme pour la stabilité des parois rectilignes l'anisotropie de l'énergie de paroi avec le champ planaire va modifier l'élasticité.

L'élasticité de la paroi est un paramètre important pour estimer les vitesses de déplacement de paroi dans le régime de reptation. Elle est définie comme la dérivée de l'énergie par rapport à la longueur de la paroi ($\partial E_{\text{paroi}}/\partial l$). Dans le cas habituel¹ l'élasticité ne dépend pas de l'orientation de la paroi et elle est égale à l'énergie de paroi. Un champ planaire va rendre l'énergie de paroi anisotrope. Je vais considérer deux cas, où le champ est appliqué perpendiculairement ou parallèlement à la paroi. La configuration étudiée est décrite dans la figure 5.5, la paroi est composée de deux segments de longueur :

$$l = \frac{L}{2 \cos \chi} \quad (5.10)$$

On utilise toujours la même hypothèse : l'énergie de paroi décrit un cône en fonction du champ planaire.

5.2.3.1 Avec un champ planaire suivant l'axe de la paroi

Dans cette partie le champ est appliqué parallèlement à l'axe de la paroi. Les deux parties de la paroi ont pour énergie :

$$E_{\text{paroi}}(\chi) = \frac{\sigma_0}{\cos \chi} - \frac{\pi \mu_0 M_s \lambda \sqrt{H_{\text{DMI}}^2 + H_y^2 - 2H_{\text{DMI}}H_y \sin \chi}}{2 \cos \chi} - \frac{\pi \mu_0 M_s \lambda \sqrt{H_{\text{DMI}}^2 + H_y^2 + 2H_{\text{DMI}}H_y \sin \chi}}{2 \cos \chi} \quad (5.11)$$

Où la longueur l de la paroi dépend de χ par la relation 5.10. Les deux parties de la paroi ne contribuent pas de la même façon. Suivant le signe de H_y et de χ une portion de la paroi est favorisée par rapport à l'autre, dans la figure 5.5 c'est la partie droite qui est favorisée. L'énergie est minimum en $\chi = 0$ (pour une paroi droite). Pour calculer l'élasticité proche de la position d'équilibre on peut calculer la dérivée et l'évaluer en $l = L$ ². On trouve donc :

$$\frac{\partial E_{\text{paroi}}}{\partial l} \Big|_{l=L} = \frac{H_{\text{DMI}}^2 H_y^2 M_s \pi \lambda \mu_0}{(H_{\text{DMI}}^2 + H_y^2)^{3/2}} - M_s \pi \lambda \mu_0 \sqrt{H_{\text{DMI}}^2 + H_y^2} + \sigma_0 \quad (5.12)$$

Le résultat de l'élasticité de paroi en fonction du champ planaire est montré dans la figure 5.7(a). L'évolution de l'élasticité de la paroi n'est pas monotone avec le champ planaire. L'élasticité est maximum en un champ appliqué (H_y) qui est proportionnel au champ DMI,

1. C'est-à-dire pour une paroi dont l'énergie est isotrope et donne : $E_{\text{paroi}}(\chi) \propto 1/\cos \chi$.
2. C'est-à-dire proche du cas de la paroi rectiligne.

ce maximum est situé en $H_y = \pm\sqrt{\sqrt{13} - 3}H_{\text{DMI}}$ ³. Ce cas diffère des modèles utilisant l'énergie de la paroi 1D et est contre-intuitif, l'élasticité n'est pas maximum lorsque l'énergie linéique de la paroi est maximum. Pour un champ planaire appliqué suivant l'axe « y », l'énergie de paroi décroît avec l'amplitude du champ de façon monotone et est maximum en champ nul.

5.2.3.2 Avec un champ planaire normal à la paroi

L'énergie de la paroi dans les cas où le champ est appliqué perpendiculairement à la paroi est donnée dans l'équation 5.7. En dérivant par rapport à la longueur dans le cas où la paroi est rectiligne on trouve :

$$\frac{\partial E_{\text{paroi}}}{\partial l} \Big|_{l=L} = \sigma_0 - M_s \pi \lambda \mu_0 |H_{\text{DMI}} + H_x| + \frac{H_{\text{DMI}} H_x M_s \pi \lambda \mu_0}{|H_{\text{DMI}} + H_x|} \quad (5.13)$$

Comme on peut le voir dans la figure 5.7(b), cette fonction décroît rapidement pour des valeurs de champs s'opposant au champ DMI et tend vers zero pour les champs conduisant à l'instabilité de la paroi rectiligne. Les deux maxima locaux de la fonction sont situés en $H_x = 0$ et $H_x = -2H_{\text{DMI}}$. L'énergie d'une paroi 1D est quant à elle maximum en $H_x = H_{\text{DMI}}$

L'élasticité est mal définie dans la zone où la paroi rectiligne est instable.

Ce résultat est en contradiction avec les précédentes hypothèses qui considéraient l'élasticité comme maximum pour un champ compensant le champ DMI : avec la déstabilisation de la paroi rectiligne l'élasticité chute.

3. $\sqrt{\sqrt{13} - 3} \approx 0.78$

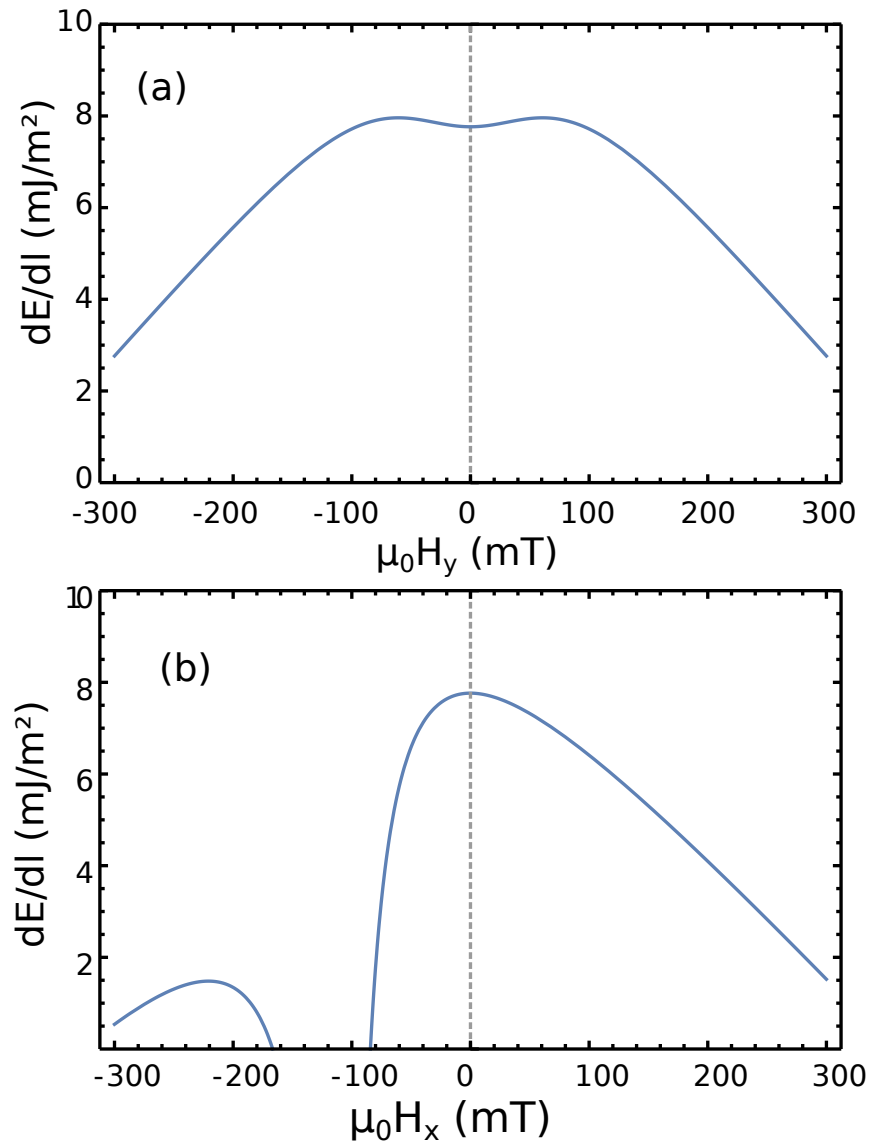


FIGURE 5.7 – Modèle analytique de la dérivée de l'énergie du système par rapport à la longueur de la paroi en utilisant une énergie conique pour l'énergie de paroi. (a) : le champ est appliqué suivant H_y et donne l'équation 5.12. (b) : le champ est appliqué suivant H_x et donne l'équation 5.13).

Raideur d'échange	20 pJ/m
Anis. uni. simulation n°1	[0.96, 1.08, 1.21, 1.33, 1.45, 1.58, 1.70] MJ/m ³
Anis. uni. simulation n°2	[1.15, 1.21, 1.27, 1.33, 1.39, 1.45, 1.51] MJ/m ³
Anis. uni. simulation n°3	[1.27, 1.29, 1.31, 1.33, 1.35, 1.37, 1.39] MJ/m ³
Aimantation à saturation	1.235 kA/m
DMI ($\mu_0 H_{DMI}$)	1 mJ/m ² (≈ 110 mT)
taille de simulation	2048 \times 2048 \times 1 nm ³
taille d'une cellule	2 \times 2 \times 1 nm ³

TABLE 5.1 – Paramètres de simulation pour extraire les positions moyennes de parois à l'équilibre.

5.3 Simulation micro-magnétique avec des défauts

5.3.1 Domaines de stabilité et angle formé par la paroi zigzag

Pour vérifier les précédentes hypothèses et aussi la robustesse du modèle aux perturbations, j'ai réalisé des simulations micro-magnétiques d'un système avec des défauts. On considère ici des défauts sur l'anisotropie uniaxiale. Les paramètres des simulations sont présentés dans le tableau 5.1. Les conditions aux limites sont choisies périodiques suivant la direction de la paroi.

Pour chaque point du maillage de la simulation une valeur d'anisotropie uniaxiale est choisie aléatoirement parmi les valeurs données dans le tableau. On relaxe ensuite une paroi rugueuse dans ce système. La figure 5.8(a) montre un exemple de profil de paroi avant relaxation, en relaxant le système va être dans un état métastable, figure 5.8(b). Le profil de paroi initial est une succession de paroi droite de longueur $l_{sp} = 32$ nm et chaque section de paroi a une position aléatoire suivant x. La position est tirée sur une probabilité uniforme centrée autour du centre de la simulation avec une largeur variable.

Pour avoir une statistique, cette opération est réalisée avec différents états initiaux de la position de la paroi. Le système va alors avoir un profil différent pour la paroi de domaines suivant l'état initial de l'aimantation. Ensuite comme expliqué dans le chapitre 2, on récupère la position de la paroi et les différents termes d'énergie du système (notamment pour la partie 5.2.3). Trois jeux de simulations sont effectués une avec une dispersion en anisotropie relativement forte (simulation n°1) et deux autres avec une dispersion plus faible en anisotropie (simulation n°2 et n°3).

La figure 5.9 montre la probabilité de répartition des angles entre la normale à la paroi et le champ planaire. L'angle de la paroi est calculé de la façon suivante :

$$\chi_{eq} = \left| \arctan \left(\frac{u(x_{n+1}) - u(x_n)}{\Delta x} \right) \right| \quad (5.14)$$

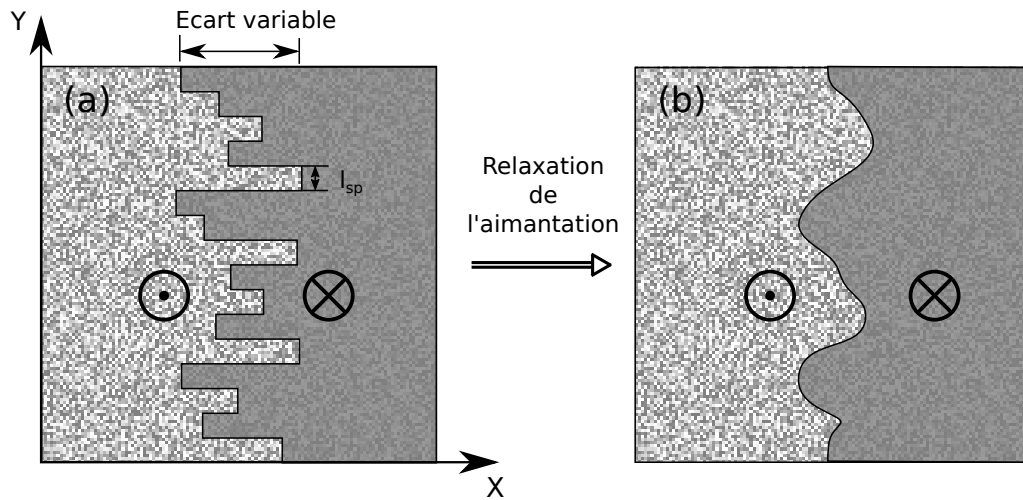


FIGURE 5.8 – Géométrie de la simulation : (a) le système à l'état initial, (b) après l'avoir relaxé, le champ planaire est ensuite balayé. Après chaque incrementation du champ planaire, le système est à nouveau relaxé.

où $u(x_{n+1})$ est la position extrapolée de la paroi en x_n .

Le résultat de la simulation n°1 est la moyenne de vingt différents profils de paroi avec différents conditions initiales et valeurs de l'écart (indiqué dans la figure 5.8) pour chaque valeur de champ appliqué. Dans cette simulation l'aimantation est d'abord initialisée puis relaxée. À partir de cet état d'aimantation le champ planaire est ensuite varié entre $[-300; 300]$ mT. Je change le champ planaire puis je relaxe la paroi à partir de l'aimantation à l'état précédent. Cette méthode est rapide car il ne faut relaxer l'aimantation qu'une fois, puis pour chaque pas de champ, relaxer l'aimantation à partir d'une position qui est proche du nouvel état d'équilibre. Néanmoins, comme on part d'un état métastable on a un effet de trainage et la répartition des angles moyens ne se raccorde pas en champ nul [figure 5.10 (simulation n°1)]. Les derniers états micromagnétiques de la simulation sont forcément plus bas en énergie que les premiers à paramètres égaux.

Pour les simulations n°2 et n°3, entre chaque pas en champ la paroi est initialisée à une nouvelle position [figure 5.8(a)] puis relaxée vers le premier état métastable [figure 5.8(b)]. Ces simulations sont plus longues à réaliser puisque l'état initial de l'aimantation est plus éloigné d'un minimum local d'énergie mais ne posent pas de problème de trainage. La simulation n°2 est le résultat d'une moyenne entre 37 profils de parois et la simulation n°3 est le résultat de 12 profils.

On peut remarquer un accord correct entre les modèles : 1D analytique négligeant les

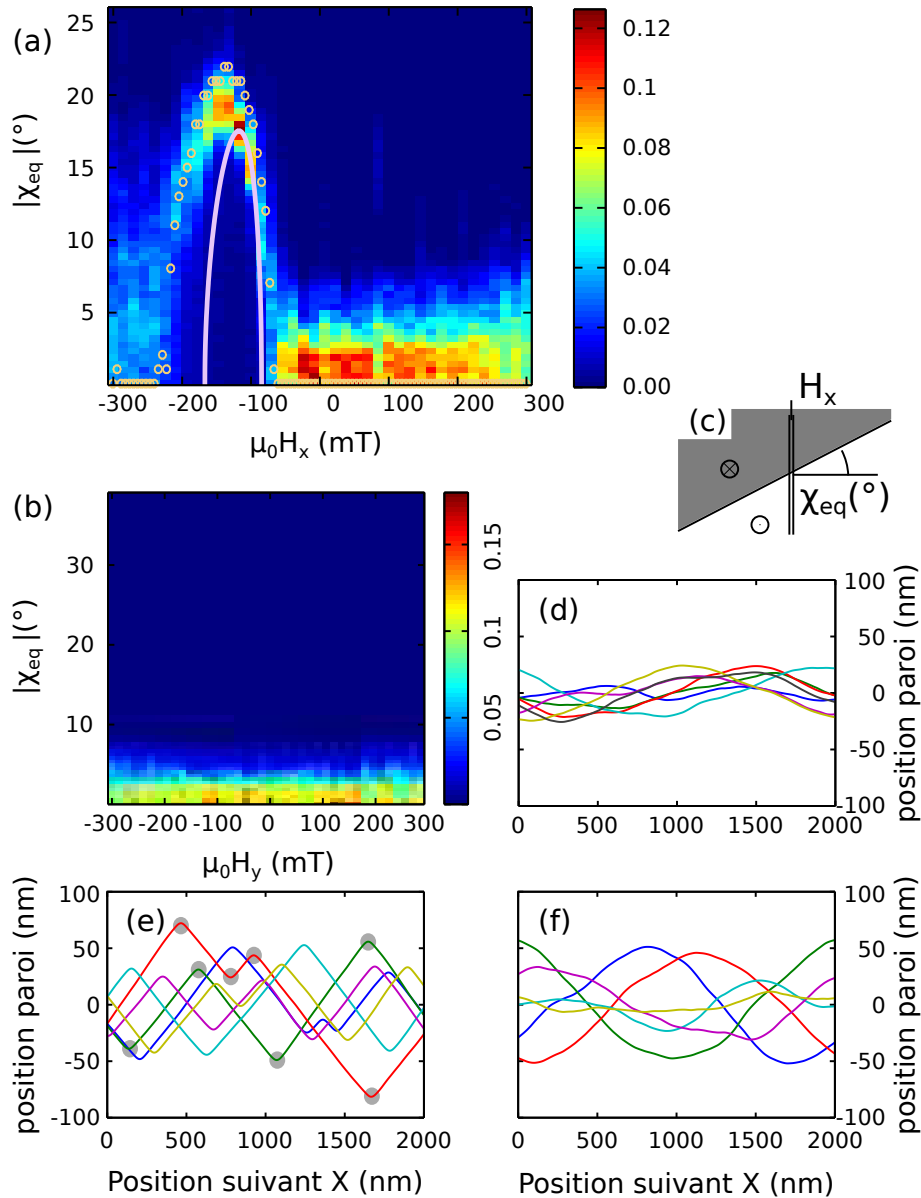


FIGURE 5.9 – (a) Carte de densité de l'angle χ_{eq} moyen d'une paroi en fonction du champ planaire appliqué pour la simulation n°3, avec la plus faible dispersion d'anisotropie, et comparaison avec modèle micromagnétique uni-dimensionnel (cercles orange) et avec le modèle théorique du paragraphe 5.2.2 (courbe rose). Le champ est appliqué suivant X. (b) Carte de densité de l'angle χ_{eq} moyen d'une paroi en fonction du champ planaire appliqué. Le champ est appliqué suivant Y. (c) Définition de l'angle χ_{eq} comme l'angle de la paroi. (d)-(f) Exemples de profils de paroi pour un champ appliqué de +300 mT (d), -150 mT (e) et -285 mT (f). Quelques points de rebroussement sont montrés en gris (e).

déformations de la paroi (paragraphe 5.2.2), 1D micromagnétique⁴ et la simulation. Pour un champ appliqué suivant la normale au profil de la paroi, il y a bien présence d'une zone où la paroi ne minimise plus sa longueur totale pour minimiser son énergie mais préfère avoir un angle fixé avec le champ extérieur. La position et la largeur de cette zone est aussi égale à celle prédite à partir de la paroi 1D. L'amplitude de χ_{eq} reste aussi assez proche de la valeur attendue. Quand le champ est appliqué le long de la paroi, la dispersion des angles χ_{eq} reste quant à elle centrée autour de 0.

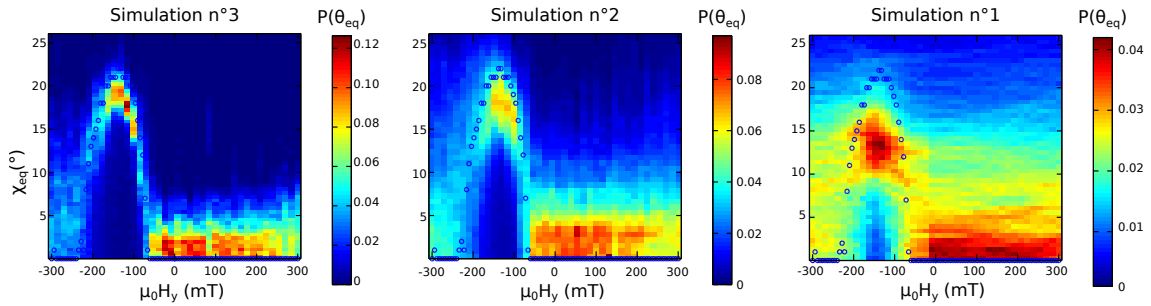


FIGURE 5.10 – Comparaison des cartes de densité de l'angle d'une paroi en fonction du champ planaire appliqué moyenné sur les différentes simulations. La dispersion en anisotropie est croissante de gauche à droite.

Pour la simulation n°1 la dispersion en anisotropie est très forte : les cellules avec la plus faible anisotropie donnent quasiment une anisotropie effective planaire. Les deux autres simulations sont réalisées pour des dispersions d'anisotropie plus faibles. Comme le montre la figure 5.10, χ_{eq} semble aussi être lié aux défauts. Plus la dispersion en anisotropie est forte plus la distribution de χ_{eq} est large. De même l'accord entre la simulation à partir d'une paroi 1D et la simulation 2D diminue lorsque la dispersion en anisotropie augmente. Ce désaccord ne doit pas être surprenant, la présence de défauts va modifier le profil de paroi attendu. Plus la dispersion des propriétés magnétiques et des défauts vont être importantes, plus le profil de la paroi va être imposé par la répartition des défauts. On aura alors une paroi rugueuse dont le profil sera moins susceptible d'être imposé par des considérations d'élasticité. Le modèle dérivant de l'énergie d'une paroi 1D quant à lui ne prend en compte aucun type de défaut.

Aux échelles du micromètre la paroi reste relativement droite et ce profil caractéristique ne devrait pas être visible en microscopie MOKE. On peut le voir sur la figure 5.9(e) par la présence de point de rebroussement densément répartis. Il faut aussi noter que les conditions aux limites périodiques forcent la paroi à avoir une pente moyenne nulle sur la zone simulée. À partir de ces simulations on peut estimer la densité de ces points de

4. Qui est aussi le résultat d'une simulation micromagnétique (décrite dans le paragraphe 5.1.3). Le champ démagnétisant est pris en compte dans cette simulation. La méthode sera décrite plus en détail dans le paragraphe 5.4.

rebroussement à environ $3 \pm 0.5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ soit un écart moyen de $340 \pm 60 \text{ nm}$ entre chaque points de rebroussement.

5.3.2 Élasticité de la paroi de domaine

À partir des différentes simulations micromagnétiques avec des défauts (tableau 5.1), on effectue un ajustement linéaire de l'énergie totale du système en fonction de la longueur de la paroi pour estimer l'élasticité de la paroi [figure 5.12(a) et (b)]⁵. Les différents états initiaux permettent d'avoir plusieurs configurations de paroi à l'équilibre et donc plusieurs longueurs de paroi. Les points aberrants sont écartés comme indiqué dans la figure 5.11. Ils sont causés soit par une mauvaise relaxation de l'aimantation soit par une présence excessive de lignes de Bloch⁶ dans la paroi sur la fenêtre simulée.

Suivant les différents cas on peut voir que l'ajustement est plus ou moins facile. Dans le

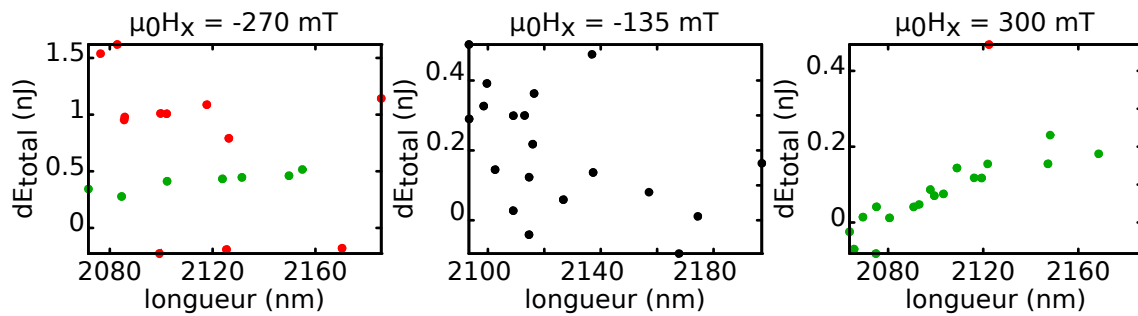


FIGURE 5.11 – Exemples de tracés de l'énergie totale en fonction de la longueur de la paroi. (a) : Lorsque le champ s'oppose fortement au champ DMI. (b) : Dans la zone d'instabilité de la paroi rectiligne. (c) : lorsque le champ H_x est dans la même direction que le champ DMI. Les points verts (a)-(b) correspondent aux points gardés pour l'ajustement et les points rouges sont exclus de l'ajustement.

cas de la figure 5.11(a), il existe une corrélation entre l'énergie du système et la longueur de la paroi mais la présence de « sauts » est visible. On réalise l'ajustement uniquement sur une des lignes. Lorsque le champ déstabilise une paroi rectiligne [figure 5.11(b)], on ne voit pas de corrélation entre la longueur de la paroi et l'énergie totale du système. L'ajustement est le plus facile dans le cas présenté dans la figure 5.11(c), c'est-à-dire lorsque le champ est appliqué dans la même direction que le champ DMI effectif. Dans ce cas la majorité des points sont utilisés pour réaliser l'ajustement.

Contrairement à un champ appliqué suivant « y », l'ajustement linéaire entre l'énergie totale et l'énergie de paroi est plus difficile lorsque le champ planaire est appliqué sui-

5. La longueur de la paroi est obtenue a posteriori à partir de l'état de l'aimantation à la fin de la simulation et l'énergie du système simulé est calculée par MUMAX.

6. zone où la paroi passe continuellement d'une paroi de Néel gauche à Néel droite.

vant « - x ». C'est le cas pour lequel le champ planaire est appliqué pour compenser le champ DMI effectif : c'est-à-dire suivant la direction $-H_{\text{DMI}}$. L'accord entre la simulation (figure 5.12) et le modèle (figure 5.7) est bon. Les différences peuvent provenir du champ dipolaire qui n'a pas été pris en compte dans le modèle : l'énergie dipolaire d'une paroi va diminuer lorsque la rugosité de la paroi va augmenter, on se rapproche continument d'un état désaimanté. De même le profil de la paroi est modifié avec le champ planaire.

Le modèle utilisé dans la partie 5.2 permet de décrire quasiment quantitativement le comportement obtenue par simulation dans un système avec des défauts.

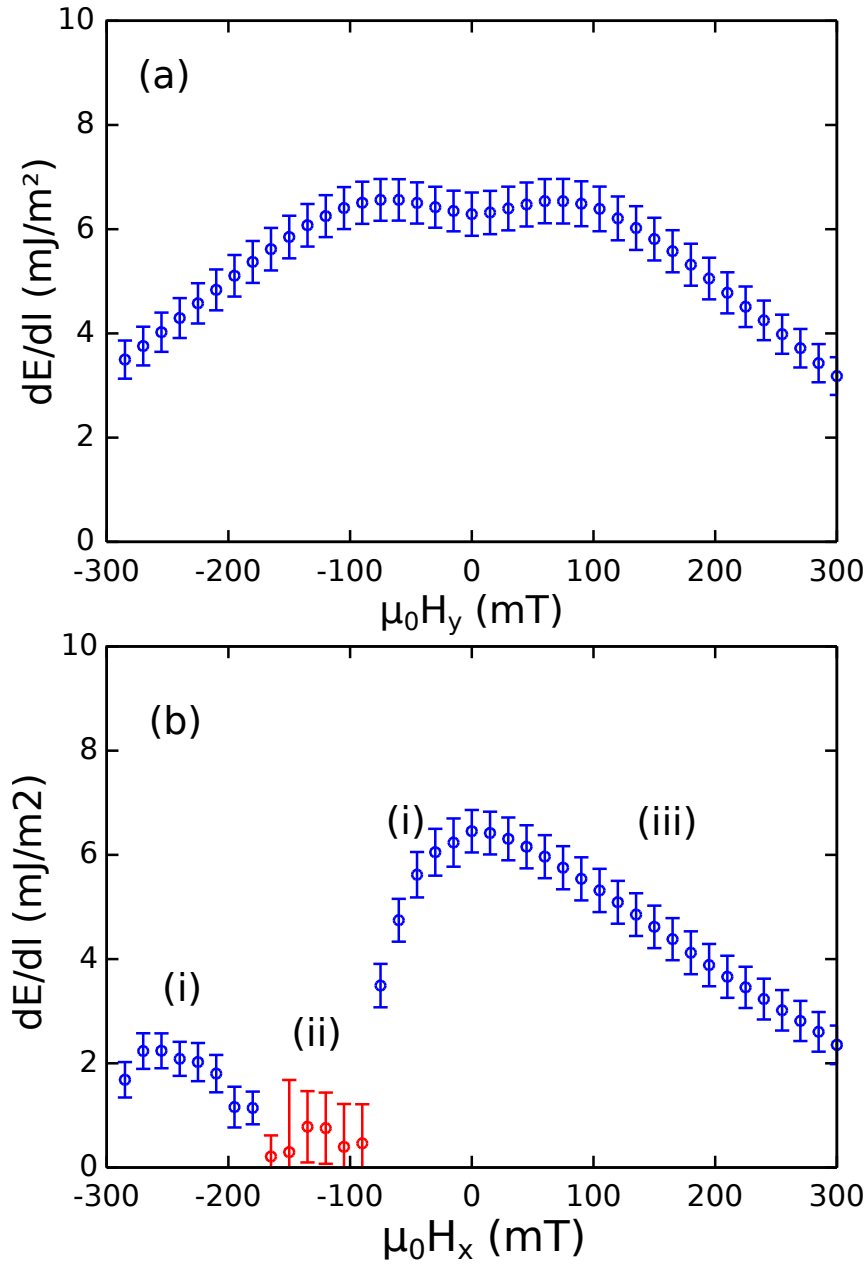


FIGURE 5.12 – (a) Résultat d’un ajustement linéaire représentant l’évolution de la dérivée de l’énergie du système par rapport à la longueur de la paroi en fonction du champ planaire appliqué suivant le plan de la paroi. La courbe est symétrique par rapport au champ et présente un maximum pour $H_y \neq 0$. (b) Résultat d’un ajustement linéaire représentant l’évolution de la dérivée de l’énergie du système par rapport à la longueur de la paroi en fonction du champ planaire H_x appliqué suivant la normale à la paroi. La méthode d’ajustement pour les points en $H_x < 0$ (i) est présentée dans la figure 5.11(a). Le minimum d’élasticité est situé pour un champ appliqué compensant le champ effectif DMI, ces points sont en rouge (ii) et l’ajustement n’y est pas fiable [cas présenté dans la figure 5.11(b)]. La partie en $H_x > 0$ (iii) correspond au cas présenté dans la figure 5.11(c).

5.4 Pour le CoFeB/MgO avec différentes sous-couches

Dans le cas des systèmes à base de CoFeB étudiés, l'approximation négligeant la contribution du champ démagnétisant pour une paroi de Néel ne peut plus être utilisée. Les instabilités rapportées sont toujours présentes mais l'énergie démagnétisante augmente le coût relatif d'une paroi de Néel par rapport à une paroi de Bloch. Pour calculer les angles d'équilibre, il faut alors utiliser une simulation micromagnétique à l'aide de MUMAX³.

Comme présenté dans le paragraphe 5.1.3, on calcule l'énergie d'une paroi 1D avec différentes orientations du champ planaire par rapport à la paroi. Pour rappel : pour calculer l'énergie de paroi on utilise les paramètres matériaux identiques à ceux utilisés pour les mesures des vitesses de paroi dans la partie 4.2. Les valeurs du DMI sont celles obtenues par les mesures BLS (voir le paragraphe 4.2.3). La taille de la simulation est $1024 \times 1 \times 1 \text{ nm}^3$ et la taille d'une cellule est $2 \times 0.5 \times 1 \text{ nm}^3$. On applique des conditions aux limites périodique suivant la direction de la paroi et le champ dipolaire est simulé sur un nombre fini mais grand de répétitions (ici 10000) [86]. Les six cellules à chaque extrémité de la zone simulée sont fixées pour éviter la nucléation de paroi par les bords. On compare ensuite l'énergie totale par rapport à un état saturé pour en déduire l'énergie de paroi. Le champ planaire est fixé et son orientation (ψ) est tournée par pas d'un degré, l'énergie de paroi ainsi calculée est visible dans la figure 5.13.

On peut voir que les courbes en fonction de $\mu_0 H_y$ ne sont pas symétriques or elles doivent l'être, c'est dû à une mauvaise minimisation. Pour la suite on ne prend en compte que la partie ($H_y < 0$) ayant la plus faible énergie et on symétrise par rapport au champ $H_y = 0$ pour reconstruire le second demi-plan.

5.4.1 Minimisation de l'énergie pour une paroi en Zigzag

Pour calculer la position d'équilibre de la paroi il faut minimiser l'énergie de paroi. La minimisation ce fait par rapport à l'angle formé entre le champ planaire et la paroi comme fait dans la partie 5.2.2. Trouver l'angle d'équilibre revient à minimiser l'équation suivante :

$$E_{\text{paroi}}(\chi) = \frac{\sigma_{\text{paroi}}(\chi)}{\cos(\chi)} \quad (5.15)$$

où $\sigma_{\text{paroi}}(\chi)$ correspond à l'énergie linéique de la paroi⁷. Lorsque le champ planaire est appliqué suivant H_x les angles χ et ψ sont identiques. E_{paroi} correspond à l'énergie de paroi pour la configuration donnée dans la figure 5.5.

On peut remarquer qu'en $\chi = 0$, il est nécessaire que $d\sigma_{\text{paroi}}/d\chi$ soit nul pour qu'une paroi

7. Dans le cas d'une paroi sans champ planaire appliqué σ_{paroi} ne dépend pas de χ .

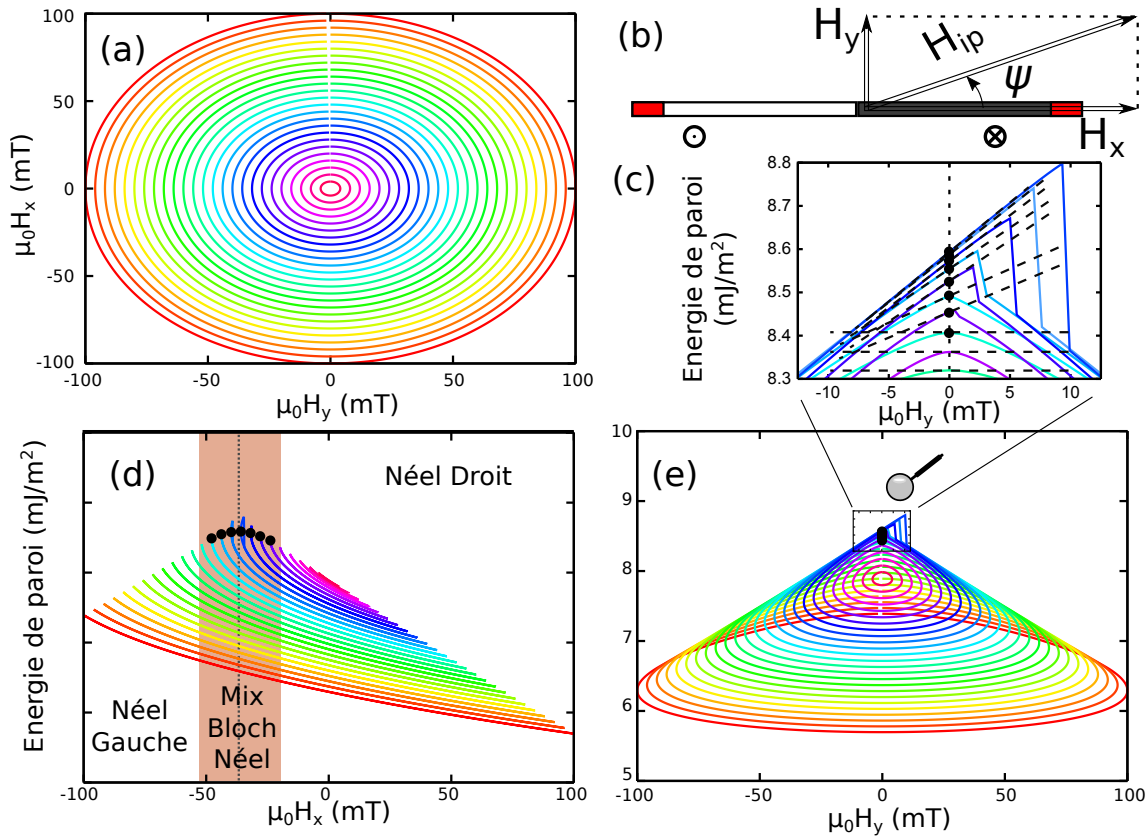


FIGURE 5.13 – Visualisation de l'énergie de paroi en fonction du champ planaire appliqué. (a) : Le code couleur des différentes courbes avec le champ planaire appliqué est tracé ; à chaque courbe correspond une amplitude de champ planaire H_{ip} pour lequel l'angle ψ est varié de $[-\pi : \pi[$. (b) Configuration de la simulation comprenant une paroi verticale au milieu de la simulation, les zones en rouge ont leur aimantation figée. (c-e) Énergie de paroi en fonction des champs appliqués suivant X (d) et Y (c, e). Il a été simulé ici un film de CoFeB sur 3 nm de tungstène. Chaque courbe est tracée à amplitude de champ dans le plan constante H_{pi} et l'angle ψ entre le paroi et le champ, varie entre $-\pi$ et π . Le champ DMI est indiqué en pointillé dans (d). Les points dans (d) correspondent à l'énergie de paroi en champ H_y nul et qui correspondent à la zone dans laquelle la paroi est dans un état intermédiaire entre Bloch et Néel [zone en rouge dans (d)]. (c) : Détail de l'énergie de paroi proche de $H_y = 0$. Les tangentes à l'énergie de paroi en $H_y = 0$ en fonction de ψ sont aussi tracées ; ces tangentes ont une pente non nulle lorsque la paroi est dans un état intermédiaire entre Bloch et Néel.

rectiligne soit stable⁸.

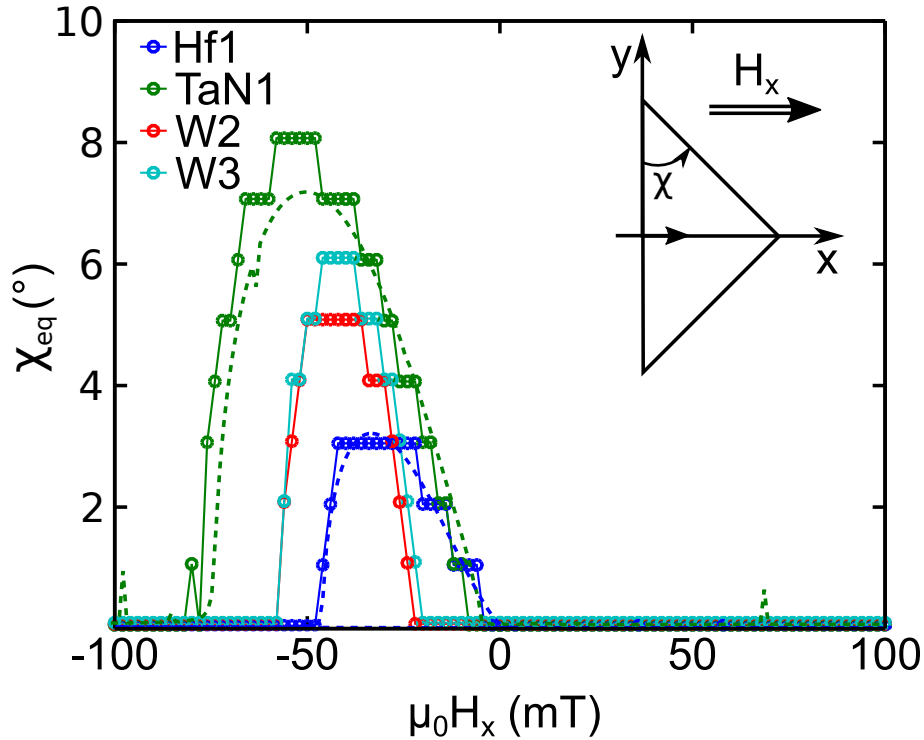


FIGURE 5.14 – Angles d’équilibre pour les échantillons de CoFeB avec les différentes couches tampons en fonction du champ appliqué. Les points proviennent de simulation micromagnétique 1D avec une résolution de un degré. Les valeurs de l’interaction de Dzyaloshinskii-Moriya utilisées sont celles obtenue par BLS. Les résultats d’une simulation 2D avec une paroi piégée sont aussi tracés en pointillé pour les sous-couches de Hf et de TaN.

La figure 5.14 montre les angles de paroi par rapport au champ conduisant à un minimum d’énergie en fonction d’un champ appliqué suivant X. La résolution de ce calcul est d’un degré. On peut remarquer que la plage pour laquelle χ_{eq} est non nul est assez variable suivant les paramètres de simulation. Pour les sous-couches de TaN et de Hf l’instabilité commence respectivement pour un champ appliqué d’environ 8 mT et 4 mT alors que pour les sous-couches de W l’instabilité apparait vers 20 mT.

Contrairement au cas précédent, où l’on pouvait négliger l’énergie démagnétisante d’une paroi de Néel par rapport au DMI, dans ces systèmes ce n’est plus le cas. On peut voir sur la figure 5.13(c) que la dérivée $\partial E/\partial\psi$ est non nulle en champ H_y nul et pour un champ H_x compris dans la zone où la paroi est dans un état entre Bloch et Néel [au niveau des points dans la figure 5.13(c, d, e)]. Ce résultat est confirmé en dérivant l’équation 5.2 par rapport à ψ , on a :

$$\frac{\partial E_{\text{paroi}}}{\partial\psi} = -\lambda\pi\mu_0 M_s H_{IP} \sin(\phi - \psi) \quad (5.16)$$

8. Attention : ce n’est pas une condition suffisante.

Type de sous-couche	D (mJ/m ²)	$\mu_0 H_{\text{DMI}}$ (mT)	E_{demag} (mJ/m ²)	$\mu_0 H_{\text{N/B}}$ (mT)
W (2 nm)	0.25	37	0.32	15
W (3 nm)	0.27	36	0.38	16
Hf (1 nm)	0.15	21	0.51	25
TaN (1 nm)	0.34	36	0.92	31

TABLE 5.2 – Valeurs des champs effectifs et des énergies mises en jeu pour définir la structure de la paroi (Bloch ou Néel) en champ appliqué nul.

Pour un champ H_y nul (c'est-à-dire en $\psi = 0$), la seule zone où cette dérivée est non nulle est dans la zone où la paroi est dans un état intermédiaire entre un état Bloch et Néel. Dans un état intermédiaire l'angle entre l'aimantation dans le cœur de la paroi et le champ appliqué n'est pas nul ($\psi \neq \phi$). C'est pourquoi on peut s'attendre à ce qu'une paroi droite ne soit pas stable dans cette zone si H_x s'oppose au champ DMI.

5.4.2 Estimation de la zone donnant un état intermédiaire entre la paroi de Néel et de Bloch

L'instabilité de la paroi rectiligne est ici en lien avec le champ dipolaire dans la paroi ($H_{\text{N/B}}$), voir le tableau 5.3. Je vais donc dans cette partie estimer l'intervalle de champ planaire donnant un état de paroi intermédiaire entre la paroi de Néel et de Bloch. La différence d'énergie entre une paroi de Bloch et de Néel dans la limite ultra-mince [26] peut être approximée à :

$$E_{\text{demag}} = \frac{1}{2} \frac{t}{t + \pi\lambda} \mu_0 M_s^2 \pi\lambda \quad (5.17)$$

Pour les différentes sous-couches les valeurs donnant la différence d'énergie démagnétisante entre une paroi Bloch et Néel est donnée dans le tableau 5.2. Le champ $H_{\text{N/B}}$ est donné comme le champ H_x à appliquer dans le cas où la DMI est nulle pour saturer les parois de domaines dans un état Néel. Dans le cas du Hf avec la valeur de D utilisée la paroi n'est pas totalement saturée dans un état de Néel car on a : $H_{\text{N/B}} > H_{\text{DMI}}$.

5.4.3 Vérification des résultats des simulations micromagnétiques 1D par comparaison avec des simulations micromagnétique 2D

Pour confirmation, une simulation 2D a aussi été réalisée avec MUMAX³ la géométrie est présentée dans la figure 5.15. La zone simulée fait $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ avec les mêmes paramètres micromagnétiques que ceux utilisés pour la simulation 1D. Les zones grisées correspondent à des trous dans la simulation : ils sont présents pour pouvoir piéger la paroi. L'angle (tracé

Type de sous-couche	$\mu_0 (H_{N/B} - H_{DMI})$ (mT)	$-\mu_0 (H_{N/B} + H_{DMI})$ (mT)	$\mu_0 H_{X \text{ inst}}$ (mT)
W (2 nm)	-22	-52	-20/-58
W (3 nm)	-20	-52	-20/-58
Hf (1 nm)	4	-46	-2/-48
TaN (1 nm)	-3	-67	-8/-78

TABLE 5.3 – Comparaison des différents champs régissant l'état et le type de la paroi. Les deux premières colonnes présentent les limites en champ dans un modèle analytique 1D de la zone où la paroi est dans un état intermédiaire Bloch/Néel. La dernière colonne correspond aux champs de transition obtenu à partir d'une simulation micromagnétique 1D pour avoir une instabilité d'une paroi rectiligne.

dans la figure 5.14) est en excellent accord avec une simulation 1D.

Aucune simulation n'a été faite dans le cas de système désordonné mais on peut s'attendre à ce que l'effet de l'instabilité de paroi soit moins marqué, en effet on avait vu que les centres de piégeage vont imposer le profil de la paroi. La figure 5.10 montrait que pour les simulations (avec des paramètres assez éloignés des systèmes à base de CoFeB, notamment le terme de DMI) les variations en terme d'angles de paroi sont de l'ordre de quelques degrés, ce qui est comparable aux angles de paroi trouvés dans la figure 5.14.

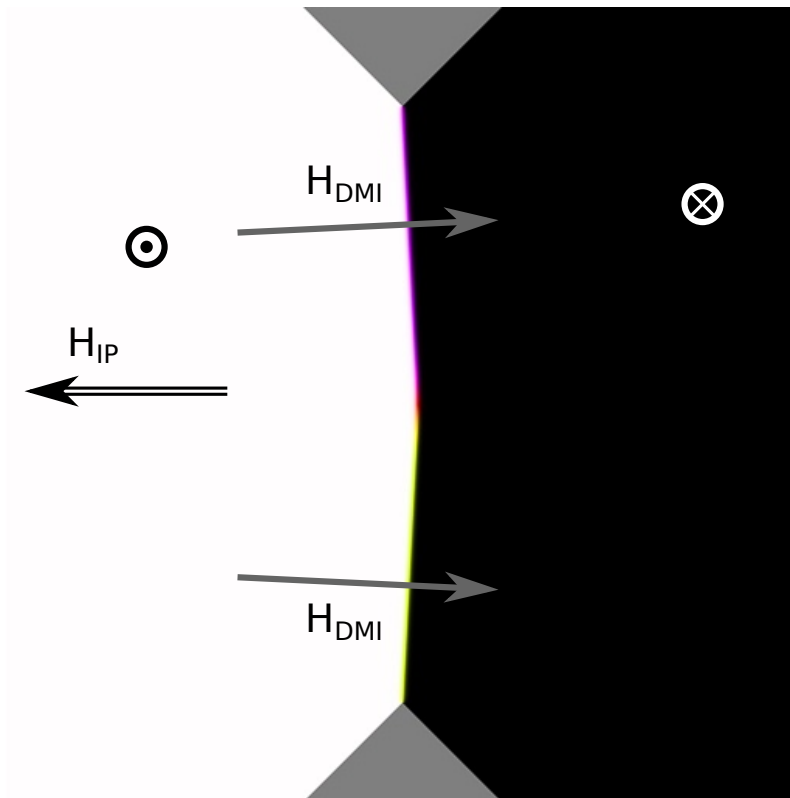


FIGURE 5.15 – Position d'équilibre d'une paroi dans un système de TaN(1 nm)\CoFeB(1 nm)\MgO soumise à un champ planaire de -27 mT s'opposant au champ effectif DMI.

5.5 Conclusion sur le profil des parois

Nous avons vu que les parois de domaines sont inclinées pour des champs proches du champ effectif DMI. Ce résultat rappelle l'inclinaison de paroi induite par le DMI lorsqu'une paroi se déplace sous champ ou courant dans des micro-fils [104]. Cette inclinaison est aussi présente lorsqu'un champ est appliqué selon l'axe perpendiculaire au fil (y dans la figure 5.16). L'inclinaison trouve ici deux origines distinctes :

- lorsqu'un champ H_y est appliqué la paroi s'incline à cause de la compétition entre les terme d'énergie de Zeeman le DMI et le coût énergétique de la paroi qui s'allonge d'un facteur $\tan \chi$.
- lorsqu'un courant ou un champ H_z est appliqué ce sont des effets dynamiques qui induisent une inclinaison de la paroi.

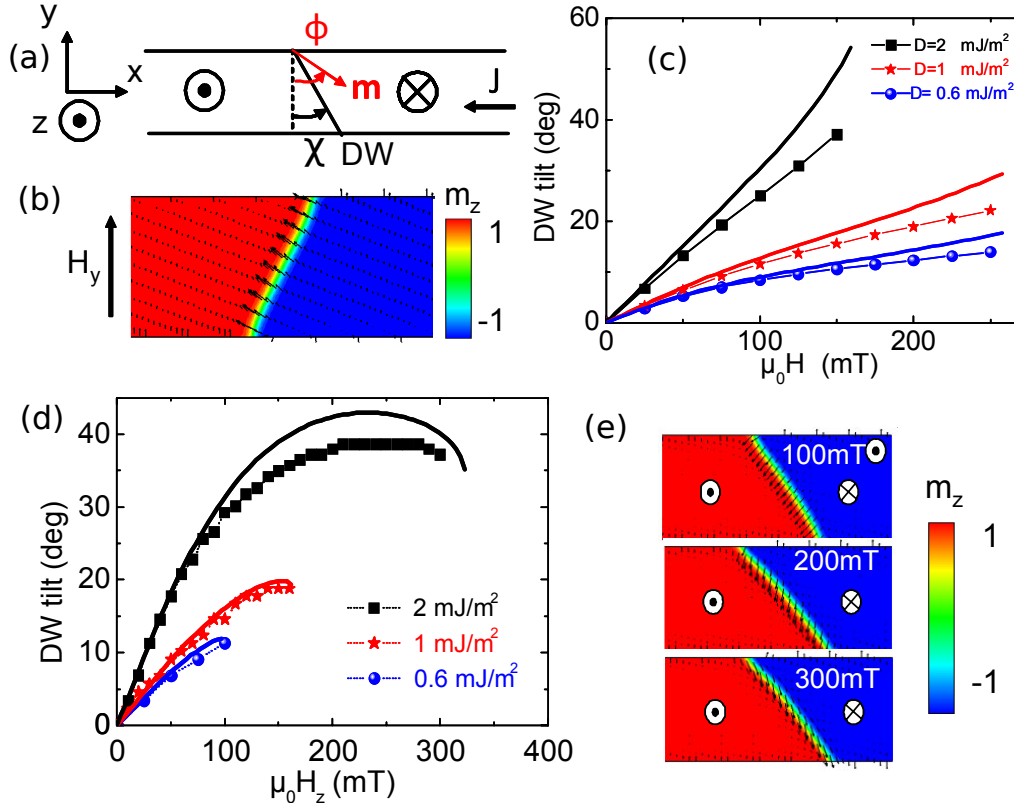


FIGURE 5.16 – Mise en évidence de l'inclinaison de paroi provoquée par la DMI. (a) : Configuration étudiée, la paroi a trois degrés de liberté : l'angle de l'aimantation dans le cœur de la paroi, l'angle χ de tilt et sa position. (b) : Exemple de configuration micromagnétique avec un champ H_y appliqué. (c) : Évolution de l'angle χ de la paroi en fonction du champ planaire $\mu_0 H_y$. (d) : Inclinaison de la paroi due à un champ H_z , cet effet est purement dynamique. (e) : Configuration de la paroi sous champ H_z , la paroi se propage avec une inclinaison. Figure en provenance de [104].

Dans ce chapitre c'est un phénomène similaire au premier effet qui est présent. Il diffère

toutefois du cas présenté par Boule *et al.* [104] car pour une paroi infiniment longue un champ H_y appliqué ne va pas déstabiliser une paroi rectiligne. Dans notre cas seulement un champ H_x permet de déstabiliser une paroi droite lorsque le champ H_x s'oppose au champ DMI et dans ce cas l'angle d'équilibre χ n'évolue pas de façon monotone avec le champ H_x . L'étude du cas avec un DMI faible (section 5.4) a en outre permis de montrer l'importance du champ démagnétisant qui élargit la zone d'instabilité et qui domine lorsque la DMI est faible ($\frac{4}{\pi}\sqrt{AK_{\text{eff}}} \gg D$).

L'importance de l'instabilité de la paroi rectiligne reste à démontrer pour la reptation de paroi sous champ. Dans la section 4.2.2, les minima de vitesse dans le cas des échantillons de : Hf(1 nm)/ CoFeB/ MgO, TaN(1 nm)/ CoFeB/ MgO et W(3 nm)/ CoFeB/ MgO, sont similaires au champ qui conduisent à l'instabilité de paroi avec des valeurs de DMI obtenue par des mesures BLS (figure 5.14).

Ce résultat est surprenant ; dans le cadre de la théorie de reptation la vitesse de paroi dépend de l'élasticité de paroi. L'élasticité est minimale pour ces valeurs de champ d'instabilité de paroi rectiligne H_{inst} . Dans ce cas on s'attendrait plutôt à avoir une augmentation de la vitesse.

Pour les vitesses de déplacement perpendiculaires au champ appliqué (suivant la direction « y ») le calcul de $\frac{\partial E}{\partial t}$ (5.7) donne une fonction qui a un minimum local proche de $\mu_0 H_y = 0$ on retrouve le même comportement que pour le cas du Hf(1 nm) dans la section 4.3.2.

Chapitre 6

Description de la dynamique de l'aimantation : au-delà du modèle 1D

Les différents résultats obtenus par les expériences de reptation de paroi et par les simulations de l'état d'équilibre de paroi poussent à étudier la dynamique de paroi au-delà du modèle 1D. La paroi n'y est décrite que par sa position et l'angle de l'aimantation en son cœur ; cette vision simpliste ne prend pas en compte les ondes d'aimantation qui pourraient interagir avec [105] ou se propager dans les parois [58, 106]. Il a ainsi été montré que lors du déplacement de paroi que le cœur de la paroi ne précède pas de façon cohérente et peut aboutir à la création de lignes de Bloch. En se déplaçant ces lignes de Bloch peuvent former des paires qui vont s'annihiler en créant une gerbe d'ondes de spin [107]. Ce canal de dissipation supplémentaire va influencer la dynamique notamment pour des champs supérieurs au champ de Walker. Un processus similaire d'émission d'ondes de spin a lieu lors du dépiégeage de la paroi [98].

Dans ce chapitre nous montrerons comment les parois se comportent à haute fréquence en introduisant les modes de Winter [106]. Ces modes ne sont pas insensibles au piégeage de la paroi, et la relation de dispersion de ces modes s'en trouve modifiée. J'étudierai alors deux types de paroi piégée, l'une dans une encoche, et l'autre dans un système constitué de grains ou chaque grain à une anisotropie perpendiculaire différente.

6.1 Vers une description plus complète des mouvements de parois : les modes de Winter

Une paroi par déformation peut transmettre une onde de spin. Ces modes interviennent en plus des ondes de spin se propageant dans les domaines. Ils ont été décrits par Win-

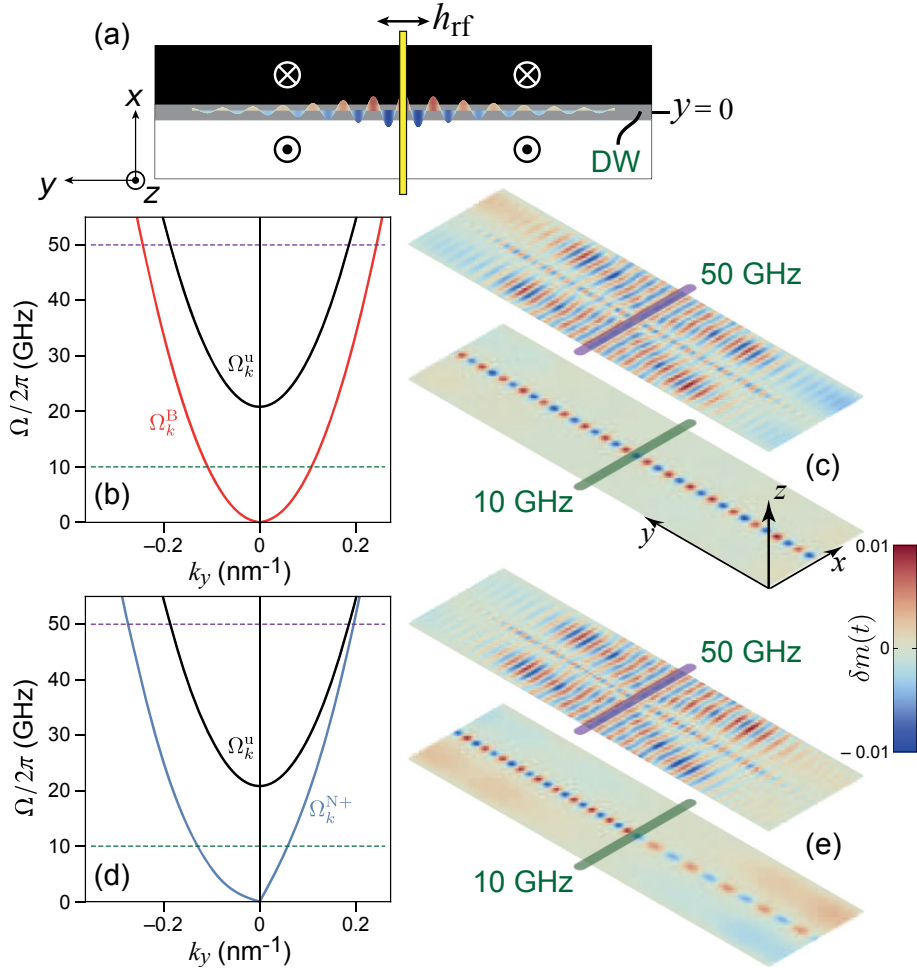


FIGURE 6.1 – Modes d'excitation des parois. La paroi est excitée en son centre (a) à des fréquences variables. La relation de dispersion est sans bande interdite (b) et le mode de propagation est localisée au niveau de la paroi (c), sans DMI la relation de dispersion est réciproque (b) (Ω_k^B pour une paroi de Bloch). Avec DMI la relation de dispersion est cette fois non-réciproque (d) (Ω_k^{N+} pour une paroi de Néel) mais la zone excitée reste toujours localisée dans la paroi (e). La relation de dispersion des ondes de spin dans les domaines est donnée par Ω_k^u où la fréquence de résonance ferromagnétique, en $k_x = 0$, est donnée par l'anisotropie uniaxiale [58].

ter [106] et correspondent à une excitation localisée de la paroi avec un profil de ce type :

$$\begin{cases} m_{x'} = a \operatorname{sech}\left(\frac{x}{\lambda}\right) \exp[i(k_x x + k_y y)] \\ m_{y'} = b \operatorname{sech}\left(\frac{x}{\lambda}\right) \exp[i(k_x x + k_y y)] \end{cases} \quad (6.1)$$

où $\{\mathbf{x}', \mathbf{y}', \mathbf{m}_0\}$ correspondent à un repère direct orthonormé dont l'un des axes est orienté suivant l'aimantation à l'équilibre. a et b sont les amplitudes d'excitation du mode. Ces modes sont localisés autour de la paroi sur une dimension équivalente à la largeur de paroi. En faisant un développement à l'ordre un de ces modes on retrouve le cas d'une paroi flexible [106] pouvant être décrite par un profil de Bloch (le calcul est décrit dans la partie 6.1.1) :

$$\begin{cases} \theta(x, y, z, t) = 2 \arctan \left[e^{\frac{x-u(y,z,t)}{\lambda}} \right] \\ \phi(x, y, z, t) = \phi(y, z, t) \end{cases} \quad (6.2)$$

Les modes de Winter sont présents pour des parois dans la limite ultra-mince en 2D ou pour un matériau ferromagnétique massif en 3D. Ils ont à l'origine été décrits pour des systèmes en 3D mais pour la suite je me restreindrai au cas 2D, les modes de Winter ont la relation de dispersion suivante [58] :

$$\omega(k) = \gamma \sqrt{\frac{2Ak_x^2}{M_s} \left(\frac{2Ak_x^2}{M_s} + \frac{2K_{\perp}}{M_s} \right)} \quad (6.3)$$

Avec $K_{\perp} = \mu_0 N_y M_s^2 / 2$. Dans des films ultraminces N_y peut être approximé par $N_y \approx d/(d + \pi\lambda)$ [26]. K_{\perp} représente le surcoût créé par l'énergie dipolaire entre une paroi de Bloch et une paroi de Néel. Ce terme provient de l'approximation faite sur le champ dipolaire créé par la paroi : dans la description faite ici [58, 106] ce champ n'a qu'une influence locale sur l'aimantation. Comme il vient stabiliser la paroi de Bloch il a tendance à augmenter la fréquence des modes de Winter.

Comme l'énergie de la paroi ne varie pas lorsqu'on déplace la paroi dans un film avec des propriétés homogènes la relation de dispersion des modes de Winter est sans bande interdite. De plus, la propagation est guidée le long de la paroi [figure 6.1(c,e)] ; les ondes de spin à basse fréquence ne peuvent pas se propager dans les domaines [58].

6.1.1 Équivalence entre les modes de Winter et une paroi flexible

Dans cette partie je vais montrer que les modes de Winter correspondent à la flexion d'une paroi de domaines. Pour une paroi de domaines flexible décrite avec l'équation 6.2

on peut réécrire l'expression de l'aimantation comme :

$$\begin{cases} m_x = \cos [\phi (t)] \operatorname{sech} \left[\frac{y+x(t)}{\lambda} \right] \\ m_y = \sin [\phi (t)] \operatorname{sech} \left[\frac{y+x(t)}{\lambda} \right] \\ m_z = \tanh \left[\frac{y+x(t)}{\lambda} \right] \end{cases} \quad (6.4)$$

Le profil des modes de Winter s'écrit comme [106] :

$$\begin{cases} m_x = \sin \theta - S_y \cos \theta \\ m_y = S_x \\ m_z = \cos \theta + S_y \sin \theta \end{cases} \quad (6.5)$$

avec :

$$\begin{cases} S_x = \xi \operatorname{sech} \frac{y}{\lambda} \sin (\omega t + kx) \\ S_y = \xi \Omega \operatorname{sech} \frac{y}{\lambda} \cos (\omega t + kx) \end{cases} \quad (6.6)$$

où $\Omega = \sqrt{(\omega_k + \omega_{\perp}) \omega_k}$ correspond à l'ellipticité de la rotation de l'aimantation et ξ est l'amplitude d'excitation du mode de Winter. θ décrit un profil de Bloch en fonction de y . En remplaçant θ dans l'équation 6.5 on trouve alors :

$$\begin{cases} m_x = \operatorname{sech} \frac{y}{\lambda} - \tanh \frac{y}{\lambda} \operatorname{sech} \frac{y}{\lambda} \xi \Omega \cos (\omega t + kx) \\ m_y = \xi \operatorname{sech} \frac{y}{\lambda} \sin (\omega t + kx) \\ m_z = \tanh \frac{y}{\lambda} - (\operatorname{sech} \frac{y}{\lambda})^2 \xi \Omega \cos (\omega t + kx) \end{cases} \quad (6.7)$$

Cette expression correspond au développement limité à l'ordre 1 de l'expression 6.4 par rapport à x et ϕ . Par identification on a alors :

$$\begin{cases} \phi (t, x) = \xi \sin (\omega t + kx) \\ x (t, x) = \lambda \xi \Omega \cos (\omega t + kx) \end{cases} \quad (6.8)$$

Les deux descriptions des modes (les équations 6.6 et 6.4) sont donc bien équivalentes.

6.1.2 Paroi flexible

La relation de dispersion (équation 6.3) peut être aussi trouvée avec un autre type d'approche. En supposant un profil d'aimantation pour la paroi et en calculant sa dynamique on retrouve deux équations différentielles couplées. À partir de ces deux équations on peut retrouver le modèle 1D.

6.1.2.1 Profil de paroi

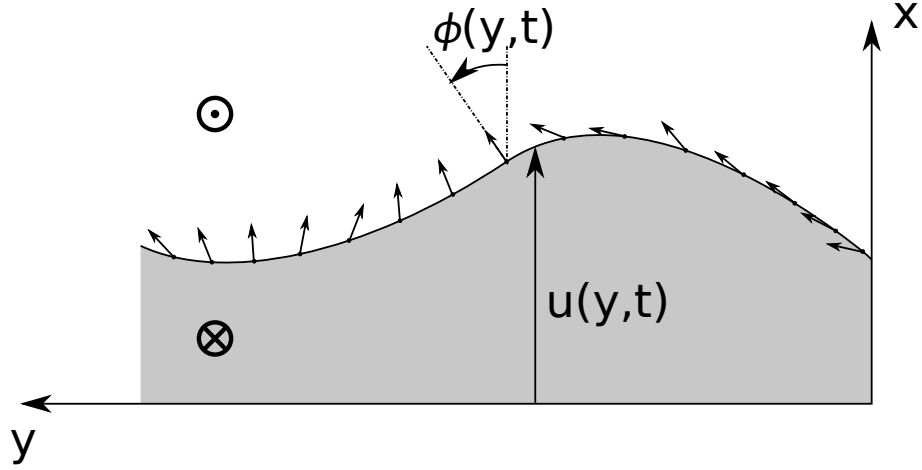


FIGURE 6.2 – Définition des paramètres de la paroi. On définit ici la paroi de domaines par sa position et l'angle au cœur de la paroi.

On suppose ici un profil de paroi similaire au cas d'une paroi 1D tel que défini dans l'équation 6.2. Dans le cas ultra-mince la dépendance en z n'existe plus. On supposera que la largeur de la paroi est constante et on a une largeur de paroi tel que :

$$\lambda(y, t) = \lambda_0 = \sqrt{\frac{A}{K_{\text{eff}}}} \quad (6.9)$$

Dans ce cas on peut écrire les différents termes d'énergie surfacique pour une paroi et avec une approche Lagrangienne on décrit la dynamique du système [108].

6.1.3 Calcul de la dynamique de paroi

Dans cette partie, je vais détailler le calcul de la dynamique de paroi fondé sur l'utilisation du Lagrangien. L'aimantation est décrite en fonction des angles θ et ϕ tel que :

$$m(\theta, \phi) = \{\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta\} \quad (6.10)$$

La densité du Lagrangien $\mathcal{L}(x, y, z, t)$ s'écrit pour un système magnétique :

$$\mathcal{L} = \frac{Ms}{\gamma} \frac{d\phi}{dt} (1 - \cos \theta) - \mathcal{E}(\theta, \phi) \quad (6.11)$$

Le Lagrangien correspond à la différence entre une énergie cinétique et l'énergie potentiel (E) du système. Le premier terme du second membre de l'équation précédente est équivalent à « l'énergie cinétique » pour l'aimantation. Je rajouterai de plus un terme de dissipation pour tenir compte de l'amortissement de Gilbert. En supposant un profil de

paroi de Bloch décrit dans l'équation 6.2, on peut calculer les différents termes d'énergie en intégrant la densité d'énergie par rapport à la direction perpendiculaire à la paroi (x). La largeur de la paroi est choisie constante.

6.1.3.1 Énergie d'anisotropie

Comme la largeur de la paroi ne dépend pas de y , l'énergie d'anisotropie est constante. Elle est similaire au cas de la paroi 1D.

$$\mathcal{E}_{\text{anis}} = 2\lambda K_{\text{eff}} \quad (6.12)$$

6.1.3.2 Énergie d'échange

L'énergie d'échange vient de la dérivée non nulle des composantes de l'aimantation. En fonction de θ et ϕ , elle a pour expression :

$$E_{\text{ex}} = A \iiint [(\nabla\theta)^2 + \sin^2\theta (\nabla\phi)^2] \, d\mathbf{r} \quad (6.13)$$

Avec un profil de Bloch, on trouve alors en intégrant sur x la densité d'énergie suivante :

$$\mathcal{E}_{\text{ex}} = \frac{2A}{\lambda} \left[1 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right] + 2\lambda A \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \quad (6.14)$$

L'énergie de paroi dépend donc à la fois des dérivées sur le déplacement de la paroi mais aussi des variations de l'angle au niveau du cœur de la paroi. Les deux font intervenir la raideur d'échange de façon similaire.

6.1.3.3 Énergie de Dzyaloshinskii-Moriya

Tout comme l'énergie d'échange, l'énergie DM dépend des variations de l'aimantation. Pour une paroi 1D elle dépendait de l'orientation du cœur de la paroi de domaine. Pour une paroi flexible, on a toujours la même expression mais il existe un terme supplémentaire qui vient compenser la pente non nulle de la paroi. Au final c'est toujours l'angle entre la normale à la paroi et l'aimantation au niveau du cœur de la paroi qui fixe l'énergie DM.

$$\mathcal{E}_{\text{D}} = \pi D \left(\cos\phi - \sin\phi \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (6.15)$$

6.1.3.4 Énergie de Zeeman pour un champ perpendiculaire uniquement

Dans ce calcul je ne considère ici qu'un champ perpendiculaire H_z appliqué suivant l'axe de facile aimantation. Il est appliqué suivant la normale à l'échantillon. Comme pour une couche infinie le calcul diverge il faut comparer par rapport à une paroi droite située en $u = 0$ dans ce cas on trouve que l'énergie de Zeeman ne dépend que de la position de la paroi et que :

$$\mathcal{E}_{Zee} = -2\mu_0 M_s H_z u \quad (6.16)$$

6.1.3.5 Énergie dipolaire

On considère l'énergie dipolaire de façon locale uniquement. Cette hypothèse pour décrire le champ démagnétisant correspond à celle faite par Winter [106] :

$$\mathcal{E}_\perp = K_\perp \cos \phi^2 \quad (6.17)$$

ϕ est l'angle fait par l'aimantation avec l'axe x . Pour avoir une description plus précise du comportement de la paroi ici, il aurait fallu plutôt considérer l'angle entre l'aimantation et la normale à la paroi c'est-à-dire l'angle :

$$\phi + \arctan \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (6.18)$$

6.1.3.6 Énergie de piégeage

L'énergie surfacique de piégeage s'écrit comme une fonction ne dépendant que de la position de paroi $V_{\text{pin}} [u(y, t)]$. Pour des petits déplacements elle sera prise comme un potentiel harmonique en y^2 .

6.1.3.7 Termes décrivant la dynamique de la paroi

Tout comme l'énergie de Zeeman le terme « d'énergie cinétique » pose des problèmes pour l'intégration. En comparant par rapport à une paroi droite on trouve alors :

$$\mathcal{T} = -2 \frac{M_s}{\gamma} \frac{\partial \phi}{\partial t} u \quad (6.19)$$

Pour prendre en compte l'amortissement de Gilbert il faut aussi rajouter un terme de dissipation d'énergie qui s'écrit comme :

$$\mathcal{W}_G = \alpha \frac{M_s}{2\gamma} \left(\sin^2 \theta \frac{d\phi^2}{dt} + \frac{d\theta^2}{dr} \right) \quad (6.20)$$

La fonction de dissipation donne alors pour une paroi flexible :

$$\mathcal{W}_G = \frac{\alpha M_s}{2\gamma} \left(\frac{2}{\lambda} \frac{\partial u^2}{\partial t} + 2\lambda \frac{\partial \phi^2}{\partial t} \right) \quad (6.21)$$

6.1.3.8 Dynamique de la paroi

A partir du Lagrangien, on obtient la dynamique de la paroi flexible. On a alors :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \frac{\partial u}{\partial t}} - \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta u} + \frac{\partial \mathcal{W}_G}{\partial \frac{\partial u}{\partial t}} = 0 \\ \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \frac{\partial \phi}{\partial t}} - \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \phi} + \frac{\partial \mathcal{W}_G}{\partial \frac{\partial \phi}{\partial t}} = 0 \end{cases} \quad (6.22)$$

où $\delta \mathcal{L} / \delta u$ correspond à la dérivée fonctionnelle du Lagrangien par rapport à la fonction u . La dérivée fonctionnelle s'écrit comme :

$$\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta u} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial u} - \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \frac{\partial u}{\partial y}} \quad (6.23)$$

6.1.4 Loi d'évolution d'une paroi de domaines

Après calcul du Lagrangien et de ses dérivées, la dynamique de la paroi est décrite par ce jeu d'équations différentielles couplées :

$$\begin{cases} -\frac{2M_s}{\gamma} \frac{\partial u}{\partial t} + \pi D \left(\sin \phi + \cos \phi \frac{\partial u}{\partial y} \right) - 4A\lambda \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{2M_s \alpha \lambda}{\gamma} \frac{\partial \phi}{\partial t} - K_{\perp} \sin \phi \cos \phi = 0 \\ \frac{2M_s}{\gamma} \frac{\partial \phi}{\partial t} - 2\mu_0 M_s H_z - \left(2K_{\text{eff}} \lambda + 2\frac{A}{\lambda} \right) \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \pi D \cos \phi \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{2M_s \alpha}{\gamma \lambda} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{dV_{\text{pin}}}{du} = 0 \end{cases} \quad (6.24)$$

Ensuite on traite le cas d'une DMI suffisant pour avoir des parois de Néel avec une chiralité fixée, l'angle ϕ à l'équilibre est alors $\phi_0 = 0$ si $D > 0$ et $\phi_0 = -\pi$ si $D < 0$, la paroi est aussi supposée rectiligne.

Pour trouver les modes de paroi on effectue un développement limité à l'ordre un sur ϕ et u avec un amortissement et un champ H_z nul. Le potentiel de piégeage est pris quadratique. On trouve alors en fonction de la fréquence et du vecteur d'onde :

$$\begin{cases} -i\omega \frac{2M_s}{\gamma} \underline{u} + \pi D (\underline{\phi} + ik\underline{u}) + 4Ak^2 \lambda \underline{\phi} + K_{\perp} \underline{\phi} = 0 \\ i\omega \frac{2M_s}{\gamma} \underline{\phi} + 4k^2 \sqrt{A K_{\text{eff}}} \underline{u} - ik\pi D \underline{\phi} + 2v_{\text{pin}} \underline{u} = 0 \end{cases} \quad (6.25)$$

\underline{u} et $\underline{\phi}$ sont les amplitudes complexes des excitations de u et ϕ . Pour le cas d'une paroi de Néel si la DMI est suffisamment forte, on en déduit relation de dispersion suivante :

$$\omega(k) = \sqrt{\left(\omega_k - \omega_{\perp} + \omega_D \frac{1}{k\lambda}\right) (\omega_k + \omega_{\text{pin}}) + \omega_D} \quad (6.26)$$

avec :

$$\begin{cases} \omega_{\text{pin}} = \frac{v_{\text{pin}}\gamma\lambda}{M_s} & ; & \omega_k = \frac{2Ak^2\gamma}{M_s} \\ \omega_{\perp} = \frac{K_{\perp}\gamma}{M_s\lambda} & ; & \omega_D = \frac{\pi Dk\gamma}{2M_s} \end{cases} \quad (6.27)$$

Cette relation de dispersion inclut le piégeage de la paroi et correspond à la littérature [58, 106]. Les deux termes sous la racine peuvent être compris de la façon suivante : dans le terme de gauche, ω_{pin} traduit la pulsation due au piégeage de la position de la paroi et dans le terme de droite, $\omega_D - \omega_{\perp}$ traduit la pulsation due au piégeage de l'angle ϕ du cœur de la paroi. Le piégeage de la paroi induit donc une bande interdite ; Cette bande interdite sera plus longuement discutée dans la partie 6.3.4.

6.1.5 Dynamique de paroi

Je vais présenter ici quelques points concernant la dynamique de paroi, sur sa stabilité et différents moyens de modifier la dynamique de la paroi lors d'un piégeage.

6.1.5.1 Retour au cas de la paroi 1D

On peut directement remarquer que l'équation 6.24 redonne le modèle 1D lorsque les deux paramètres u et ϕ ne dépendent plus de y [20] :

$$\begin{cases} -\frac{2M_s}{\gamma} \frac{\partial u}{\partial t} + \pi D \sin \phi + \frac{2M_s\alpha\lambda}{\gamma} \frac{\partial \phi}{\partial t} - K_{\perp} \sin \phi \cos \phi = 0 \\ \frac{2M_s}{\gamma} \frac{\partial \phi}{\partial t} - 2\mu_0 M_s H_z + \frac{2M_s\alpha}{\gamma\lambda} \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \end{cases} \quad (6.28)$$

6.1.5.2 Instabilité causée par l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya

L'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya va déstabiliser les parois de domaines à partir d'un certain seuil. Au-delà d'une valeur critique de l'interaction DM (D_{c1}) l'énergie de paroi va être négative ; pour rappel on a pour l'énergie de paroi :

$$E_{\text{DW}} = 4\sqrt{AK_{\text{eff}}} - \pi D \quad (6.29)$$

Une paroi de domaine va être instable pour une interaction de Dzyaloshinskii-Moriya plus grande que $D_{c1} = 4/\pi\sqrt{AK_{\text{eff}}}$ [54]. À partir de la relation de dispersion sans piégeage on trouve un résultat similaire.

Par exemple, lorsque $D = D_{c1}$ et $D > 0$, la vitesse de phase des ondes de spin s'annule pour $k \xrightarrow[k < 0]{} 0$. Pour des valeurs de la DMI plus fortes la fréquence des ondes de spin devient négative [58].

6.1.5.3 Effet d'un amortissement

L'équation différentielle 6.25 diffère de la relation de dispersion obtenue par Winter [106] pour un amortissement non nul. Dans son article [106], la contribution de l'amortissement y est décrite par les variations du champ démagnétisant uniquement. À partir du système d'équations 6.25 et sans DMI, on trouve pour expression de la susceptibilité :

$$\frac{u}{H_z} = \gamma \mu_0 \lambda \frac{\omega_k + \omega_{\perp} + i\alpha\omega}{(\omega_k + \omega_{\perp} + i\alpha\omega)(\omega_k + \omega_{\text{pin}} + i\alpha\omega) - \omega^2} \quad (6.30)$$

Dans l'équation 6.25, l'amortissement α correspond à l'amortissement de Gilbert dans l'équation LLG.

6.1.5.4 Effet du piégeage

Avec le piégeage de la paroi, la relation de dispersion (équation 6.26) n'est plus sans bande interdite. On peut toutefois recréer les conditions pour avoir une relation de dispersion sans bande interdite. Le deuxième terme ω_{\perp} correspond à l'anisotropie de la paroi qui tend à préférer une paroi de Bloch ; en appliquant un champ planaire on peut modifier la relation de dispersion. Pour un champ qui va compenser le champ dipolaire créé par une paroi de Néel, le gap est supprimé. Pour cette valeur de champ, l'angle de la paroi ne va plus être rigide ($\partial^2 E_{\text{DW}}/\partial\phi^2 = 0$). La figure 6.4 montre la relation de dispersion d'une paroi piégée dans un puits d'anisotropie (section 6.3.2) : le champ planaire supprime le gap.

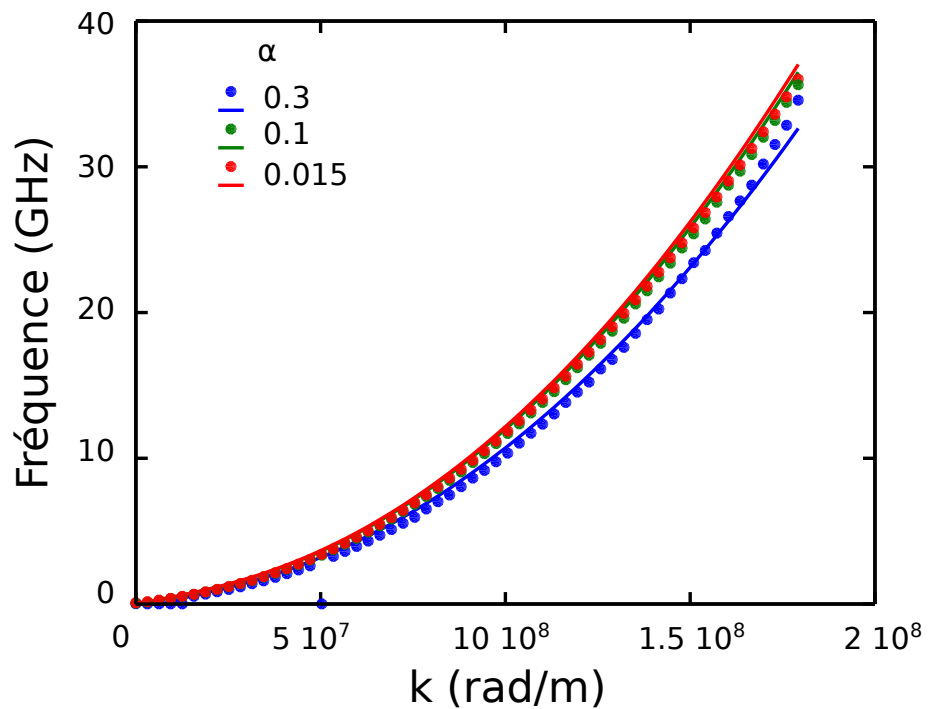


FIGURE 6.3 – Position du maximum de la susceptibilité en domaine fréquence vecteur d’onde. La diminution de la fréquence de résonance est due à un amortissement non nul, comparaison entre simulation micromagnétique (cercles) et théorie (courbes provenant de l’équation 6.30). Pour un amortissement de 0.3 le repliment de spectre causé par la transformée de Fourier à temps discret a pour effet d’augmenter les fréquences au-delà d’environ 25 GHz.

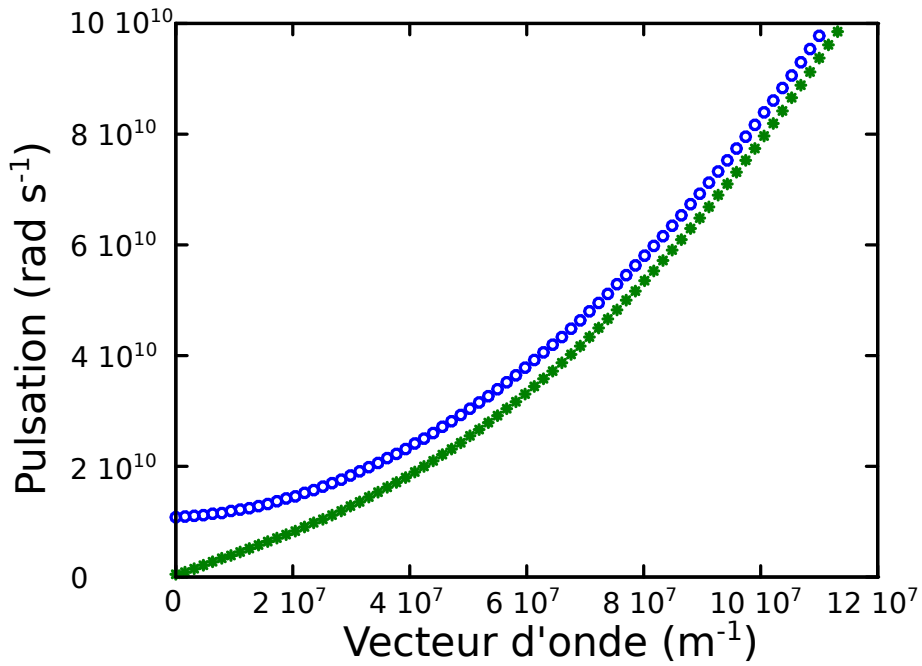


FIGURE 6.4 – Exemple de relation de dispersion pour une paroi piégée sans champ planaire (cercles) et avec l'application d'un champ extérieur compensant l'anisotropie de forme de la paroi ($\mu_0 H_x = 24.72$ mT, astérisques). Les paramètres de simulation sont décrits dans le tableau 6.2.

6.2 Piégeage par une encoche

Les mémoires de type *racetrack* se fondent sur la position des parois dans une piste magnétique pour stocker l'information [1]. Elles nécessitent de contrôler la position des parois précisément. Il faut aussi, pour la rétention des informations, créer des centres de piégeage qui serviront à stabiliser une paroi de domaines sur une position souhaitée [1]. L'utilisation d'encoches permet de réaliser un piégeage de la paroi. En plus de réaliser le piégeage de la paroi, une encoche va jouer le rôle d'une micro-cavité d'un point de vue dynamique. On s'attend donc pour une paroi à avoir des modes de résonance discrets. Les conditions aux limites sont alors fixées par la forme de l'encoche.

Dans cette section, après une brève description de la géométrie des encoches et des différents modes présents, je m'intéresserai à l'influence du rayon de courbure des encoches sur les modes de résonance des parois. Dans un second temps je montrerai l'influence de l'interaction DM sur ces modes : comme vu dans la partie 6.1.2.1, l'interaction DM va modifier la propagation des modes de Winter en rendant leur propagation non-réciproque.

6.2.1 Géométrie de l'encoche

La géométrie de l'encoche est décrite dans la figure 6.5, la paroi est initialement placée au centre. Les paramètres micromagnétiques sont présentés dans la table 6.1.

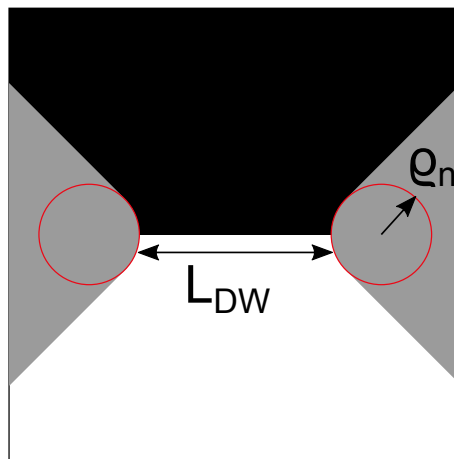


FIGURE 6.5 – Géométrie d'une encoche. La largeur de paroi L_{DW} et le rayon de courbure de l'encoche ρ_n peuvent être modifiés. Suivant les besoins, la taille de la simulation est $512 \times 512 \text{ nm}^2$ ou $256 \times 256 \text{ nm}^2$.

Pour exciter le plus de modes possible, une impulsion de champ en sinus cardinal est

	n°1	n°2
Raideur d'échange	23 pJ/m	22.5 pJ/m
Anis. uni. K_{u01}	0.83 MJ/m ³	1.03 MJ/m ³
Aimantation à saturation	1000 kA/m	1122 kA/m
Taille des cellules	2 × 2 nm ²	1.95 × 1.95 nm ²
Amortissement	0.008	0.015

TABLE 6.1 – Paramètres de simulation pour simuler une paroi piégée dans une encoche. Le jeu de paramètres n°2 correspond à la référence [85].

appliquée au centre de la paroi avec un profil asymétrique. Comme l'impulsion a des composantes symétrique et antisymétrique non nulles on pourra exciter les modes pairs et impairs. L'impulsion est appliquée sur une zone d'environ $10 \times 20 \text{ nm}^2$ au centre de la paroi. Le champ RF est orienté suivant l'axe de facile aimantation¹ (c'est-à-dire perpendiculaire au plan). Je simule ensuite l'évolution de l'aimantation pendant 50 ns pour avoir une résolution en fréquence de 20 MHz.

6.2.2 Les différents modes de vibration

Une fois la position de la paroi en fonction du temps acquise, une transformée de Fourier sur le temps révèle les différents modes avec leur enveloppe et leur fréquence respective. La figure 6.6 montre les huit premiers modes de résonance de la paroi. Ces modes présentent les enveloppes habituelles des modes de résonance dans une cavité : l'enveloppe est sinusoïdale avec toutefois une légère déformation pour les lobes les plus proches des extrémités de la paroi. Cette différence peut être due aux effets du champ démagnétisant au niveau de l'extrémité de la paroi. Pour une paroi de Bloch la composante de l'aimantation a une divergence non nulle sur le bord de la paroi ce qui modifie localement les propriétés de dispersion des modes de Winter.

6.2.3 Influence du rayon de courbure

Le rayon de courbure à l'extrémité de la paroi va être important pour le piégeage. La figure 6.7 montre la position en fréquence des modes de résonance de la paroi en fonction de leur numéro de mode et pour différents rayons de courbure. L'influence du rayon de courbure est plus importante sur les premiers modes piégés.

Pour le mode fondamental les fréquences diminuent lorsque le rayon de courbure aug-

1. Cette direction est privilégiée car elle est très peu efficace pour exciter le mode FMR.

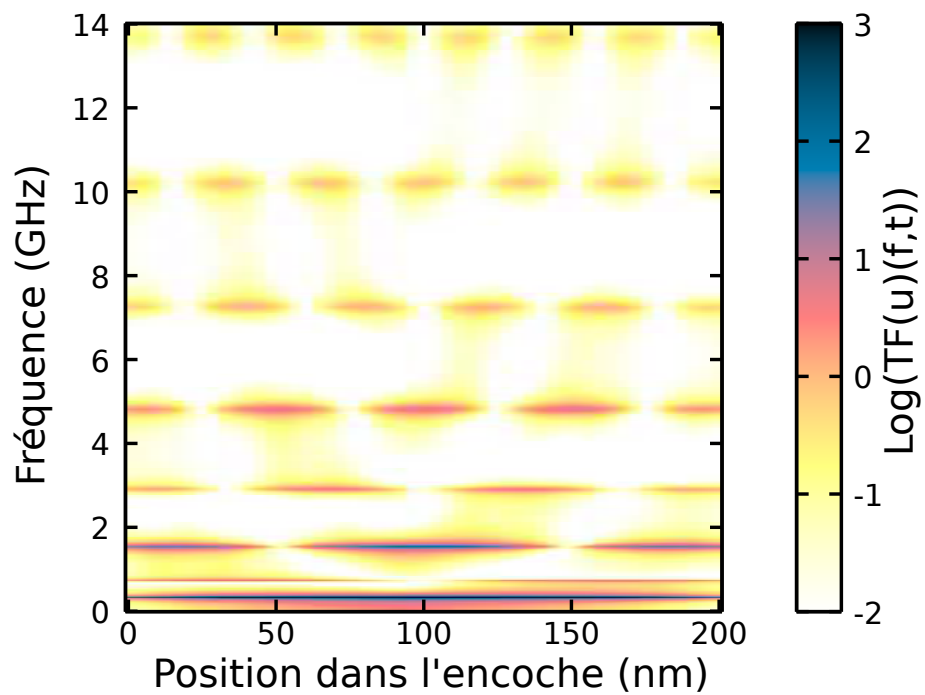


FIGURE 6.6 – Huits premiers modes présents dans une paroi de domaines piégée dans une encoche de 200 nm de large. La simulation correspond au jeu de paramètres de simulation n°2. L'excitation correspond à une impulsion sous forme de sinus cardinal localisée au milieu de la paroi.

mente. Les conditions aux limites passent du cas totalement piégées (très faibles rayons de courbure) au cas libres ($\rho \rightarrow \infty$)². Le rayon de courbure va déterminer de combien est le surcote dû au déplacement de la paroi : plus le rayon de courbure est faible, moins la paroi peut se déplacer aux extrémités. Dans les petites constriction le champ dipolaire créé par la présence de charges de surface non nulles contribue à déstabiliser la paroi de Bloch [26, 109]. Cet effet fait diminuer la fréquence de résonance des parois de domaines. Aux plus hautes fréquences les modes de résonance semblent se comporter comme des modes non piégés. Ce comportement est similaire à celui vu pour des conditions aux limites dipolaires [110, 111].

Ces simulations montrent que le paramètre ρ du rayon de courbure de l'encoche est critique, principalement pour les premiers modes de résonance.

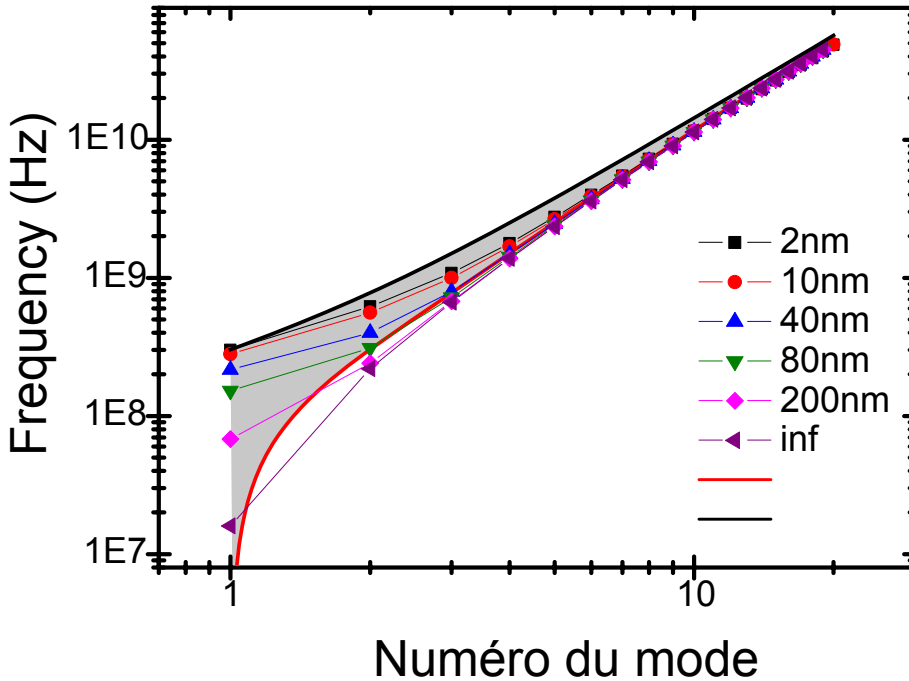


FIGURE 6.7 – Évolution des fréquences de résonance en fonction du numéro de mode pour différents rayons de courbure de l'extrémité de l'encoche avec une paroi de 300 nm de long. La zone grisée correspond aux fréquences possibles pour des conditions aux limites comprises entre les cas piégé (courbe noire) et libre (courbe rouge).

6.2.4 Dépendance des modes de résonance de paroi avec une interaction de Dzyaloshinskii-Moriya

Je vais montrer ici que les modes de résonance sont déformés par la présence d'une interaction DM.

². La précision en fréquence des simulations limite à ± 20 MHz pour la détermination de la fréquence. Des conditions aux limites libres donnent pour une paroi non piégée $f_0 = 0$ Hz.

Comme vu dans la partie 6.1.2.1, l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya va induire une propagation non-réciproque des ondes de spin. Habituellement, dans le cas des cavités résonantes, on décrit les modes de résonance par la superposition de deux ondes se propageant : l'une dans une direction et l'autre dans la direction opposée. Ces deux ondes dans le cas d'une propagation réciproque ont les mêmes fréquences et des vecteurs d'ondes opposés. La superposition des deux ondes planes donne ce type de fonction, où n désigne le numéro du mode de résonance :

$$u_n(y, t) = \cos(2\pi f_n t) \cos(2\pi k_n t) \quad (6.31)$$

Ce type de fonction permet bien de décrire le cas sans DMI [figure 6.8(b)] mais pas le cas avec une DMI forte [figure 6.8(a)].

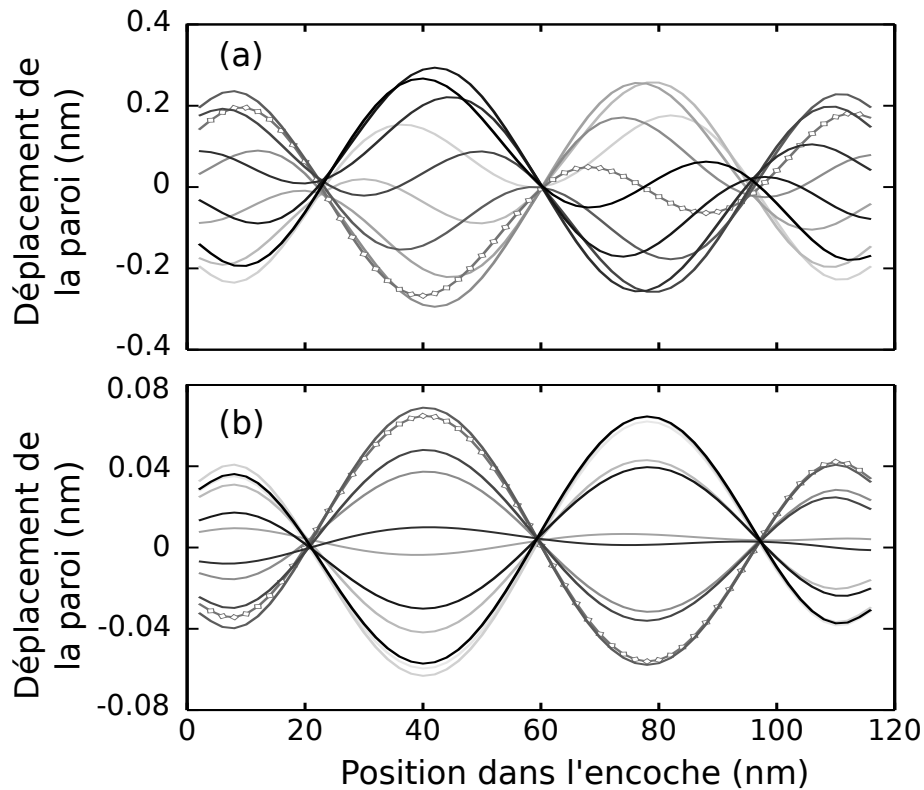


FIGURE 6.8 – Profil temporel du quatrième mode de résonance de paroi dans le cas : avec DMI $D = 2 \text{ mJ/m}^2$ (a) où la résonance se situe à 11.22 GHz et sans DMI (b) où la résonance se situe à 8.98 GHz. L'amplitude de l'excitation est de $\pm 1 \text{ mT}$. La longueur de la paroi est de 114 nm et le rayon de courbure de l'encoche est de 2 nm. Le résultat de la simulation est présenté sur une période avec la courbe en gris clair qui correspond au début et la courbe en noir qui correspond à la fin de la période.

Dans le cas avec DMI, à cause de la propagation d'onde non-réciproque, on n'a plus la

relation $\omega(k) = \omega(-k)$. Comme la fréquence est fixe, la somme des deux ondes on doit satisfaire la relation $\omega(k_+) = \omega(k_-)$ ce qui donne ce type de profil :

$$u_n(y, t) = \cos\left(2\pi f_n t + \frac{k_- - k_+}{2}x\right) \cos\left(\frac{k_- + k_+}{2}x\right) \quad (6.32)$$

Cette équation correspond à la superposition de deux ondes se propageant dans des sens opposés : $\exp(i(2\pi f_n t + k_-x))$ et $\exp(i(2\pi f_n t - k_+x))$. On y reconnaît un terme qui évolue dans le temps (à gauche dans le second terme de l'équation) et un terme qui correspond à une enveloppe (à droite de le second terme de l'équation). Ce qui va désormais déterminer l'enveloppe est la moyenne des vecteurs d'onde. Pour des conditions aux limites piégées on s'attend à avoir :

$$\frac{k_+ + k_-}{2} = \frac{\pi}{2}(n + 1) \quad (6.33)$$

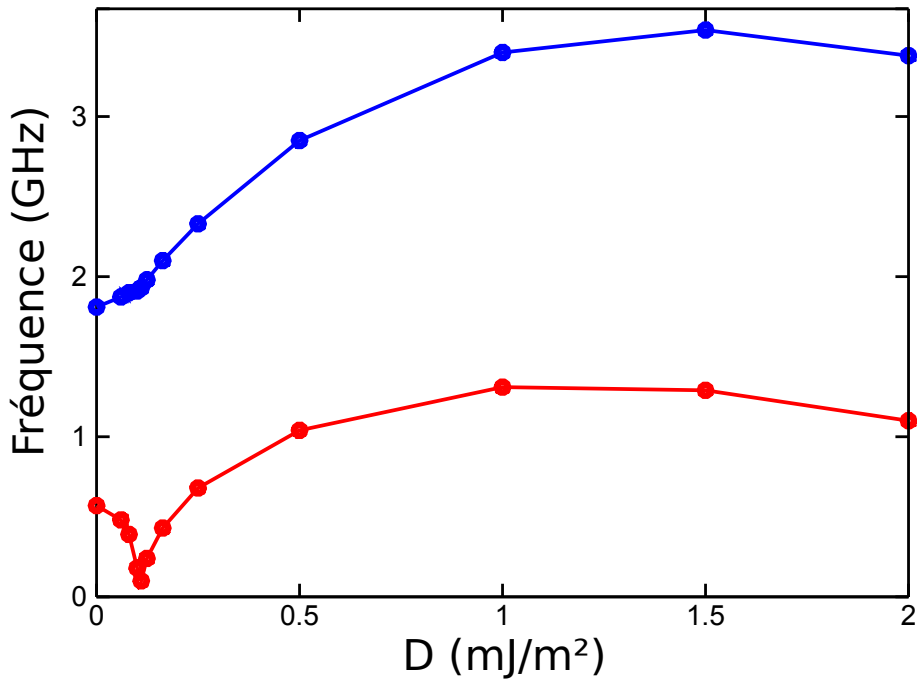


FIGURE 6.9 – Évolution des deux premiers modes de résonance en fonction du DMI pour une paroi piégée dans une encoche. La paroi a une longueur de 114 nm.

Les fréquences des modes de résonance vont donc dépendre de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. Sur la figure 6.9 on peut voir que les deux premiers modes ont une dépendance de leur fréquence non triviale en fonction de l'amplitude du DMI. La fréquence du premier mode montre au moins deux minima en fonction de la DMI, dont seulement un est tracé sur la figure 6.9 : le deuxième étant donné par l'instabilité de l'état uniforme il n'est pas tracé.

Le premier minimum a lieu lorsque la paroi passe d'une configuration intermédiaire entre

Bloch et Néel à une configuration de Néel.

Le deuxième peut être expliqué par la relation de dispersion : la vitesse de phase des ondes de spin pour $k \approx 0$ dépend de la direction de l'onde (non-réciprocité) lorsque la DMI est suffisamment forte pour déstabiliser l'état uniforme la vitesse de phase retombe à zéro pour l'une des deux directions [58].

Dans cette partie nous avons vu que l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya en induisant des non-réciprocités de propagation d'onde de spin dans les parois va modifier les modes présents dans une paroi piégée dans une encoche. Ces modes correspondent à ceux d'une cavité à une dimension et sont constitués par la superposition de deux ondes qui se propagent dans les deux directions opposées.

6.2.5 Amplitude des modes

Pour estimer les possibilités de détection des modes de résonance dans des cavités créées par une paroi piégée dans une encoche, j'ai effectué des simulations avec une excitation par un champ uniforme appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon. Ce type d'excitation peut tout à fait être généré par un fil lithographié sur l'échantillon à côté de la paroi. Un courant RF circulant dans ce fil va alors induire un champ magnétique. L'amplitude de ces modes décroît rapidement avec la fréquence. Le mouvement des parois est très réduit à haute fréquence et n'excède pas 1 nm au-delà de 1 GHz pour une excitation de ± 0.7 mT crête (figure 6.10).

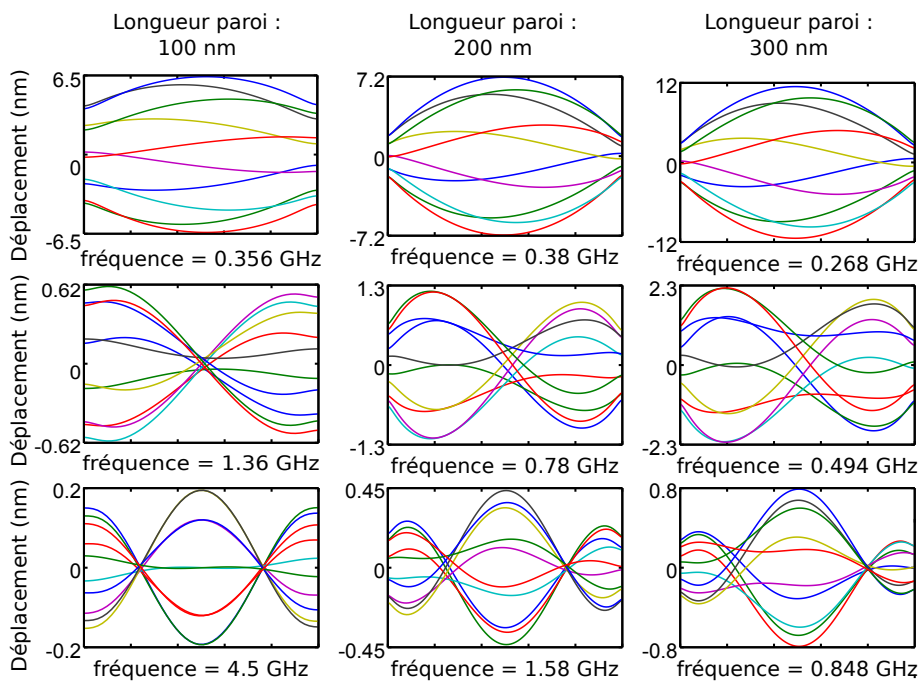


FIGURE 6.10 – Amplitude de déplacement des trois premiers modes de paroi piégée pour trois types de constriction avec des longueurs différentes. Le rayon de courbure de l'encoche est de 15 nm et les paramètres de simulation correspondent au jeu n°2. Tous les modes sont excités par un champ uniforme appliqué suivant la perpendiculaire (H_z) avec une amplitude crête de 0.7 mT.

6.3 Piégeage par des défauts d'anisotropie

Pour simuler une couche magnétique désordonnée, on se propose ici de simuler le comportement d'une paroi de domaines évoluant dans une couche composée de grains ayant chacun une anisotropie différente. Je présenterai tout d'abord les caractéristiques de la simulation effectuée. Puis, pour pouvoir comprendre l'évolution du champ de piégeage et des fréquences de résonance des modes de paroi j'utiliserai le modèle simple d'un puits d'anisotropie. Ces résultats seront confrontés à des simulations micromagnétiques notamment pour les dépendances du champ de piégeage et des fréquences de résonance en fonction de la taille des grains et de la dispersion en anisotropie.

6.3.1 Géométrie considérée

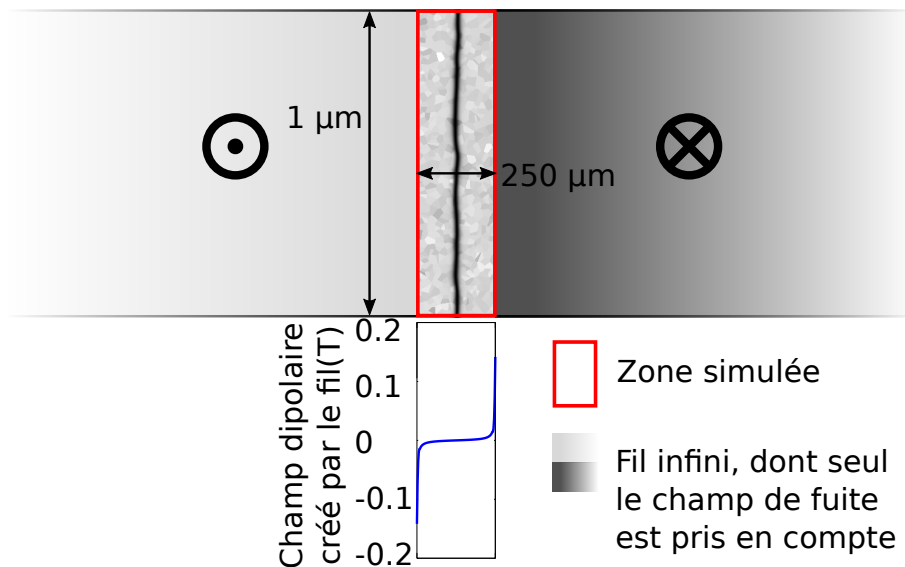


FIGURE 6.11 – Géométrie simulée. On simule ici un fil de $1\ \mu\text{m}$ de large et infini suivant sa longueur en ajoutant le champ dipolaire créé par les deux parties du fil non incluses dans la simulation. La zone réellement simulée est entourée en rouge. Le profil du champ dipolaire rajouté est tracé en dessous de la zone simulée.

À partir d'un pavage de Voronoï, on modifie l'anisotropie autour d'une valeur moyenne K_{u10} . L'anisotropie uniaxiale est alors fixée à $K_{u1} = K_{u10} + \delta K$ où δK est un nombre aléatoire avec une densité de probabilité gaussienne centrée autour de zéro et avec un écart type choisi de quelques pourcents de K_{u10} . Pour chaque cellule du pavage une nouvelle valeur d'anisotropie est tirée. La direction d'anisotropie uniaxiale reste constante, perpendiculaire au plan et la taille moyenne des grains est choisie entre 2.5 et 40 nm.

La zone simulée étant finie dans la direction perpendiculaire à la paroi, il est aussi nécessaire de compenser la troncature du fil en ajoutant le champ dipolaire créé par la zone

Raideur d'échange	22.5 pJ/m
Anis. uni. K_{u01}	1.03 MJ/m ³
Aimantation à saturation	1122 kA/m
λ	≈ 9.7 nm
taille de simulation	1000 × 250 × 1 nm ³
nombre de cellules	512 × 128 × 1
amortissement	0.015

TABLE 6.2 – paramètres de simulation pour simuler une paroi dans une couche magnétique granulaire. Ce sont les mêmes valeurs que dans la référence [85].

non simulée du fil (figure 6.11). Le champ de fuite est le plus important aux extrémités de l'échantillon. Les deux parties du fil qui ne sont pas incluses dans la simulation sont aimantées vers le haut pour la partie de droite et vers le bas pour la partie de gauche. On place ensuite au centre de la zone simulée une paroi de domaines qui relie les domaines haut et bas. La présence de régions d'anisotropies différentes permet finalement le piégeage de la paroi. Pour initialiser la simulation on relaxe la paroi vers le premier état métastable. Pour toutes les simulations les seuls paramètres modifiables sont la taille caractéristique des grains et la dispersion d'anisotropie, les autres paramètres sont résumés dans le tableau 6.2 et sont issus de la référence [85]. Pour cet échantillon, le champ de dépiégeage a été mesuré à 3 mT [85].

6.3.2 Modélisation du piégeage

Avant d'analyser les résultats des simulations je vais m'intéresser à la modélisation du piégeage des parois de domaines dans un système ayant une dispersion sur les valeurs d'anisotropie. Cette modélisation est inspirée par les résultats de Braun *et al.* [112] de Franken *et al.* [101] sur le piégeage d'une paroi de domaines par une marche d'anisotropie dans une bande de cobalt.

Le cas que je simule correspondra alors à un puits plutôt qu'à une marche d'anisotropie. De plus, je me restreindrai au cas pour lequel la diminution de l'anisotropie uniaxiale dans le puits est faible par rapport à l'anisotropie uniaxiale à l'extérieur du puits. Sous cette condition, on peut négliger les changements du profil de paroi [101]. Dans ce cas, le seul terme d'énergie qui varie suivant la position de la paroi est alors l'énergie d'anisotropie.

L'utilisation d'un puits de potentiel permet de pouvoir faire une description analytique du comportement des parois dans un système piégé et de pouvoir prévoir des comportements en fonction des différents paramètres. Il se justifie car la position d'équilibre métastable de la paroi de domaines doit correspondre à une zone où localement l'énergie de paroi est plus faible ; c'est-à-dire à une zone où l'énergie d'anisotropie, donc l'anisotropie uniaxiale,

est réduite. On s'intéresse ainsi aux effets moyennés des grains sur toute la paroi.

6.3.2.1 Variation de l'énergie d'anisotropie en fonction de la position de paroi

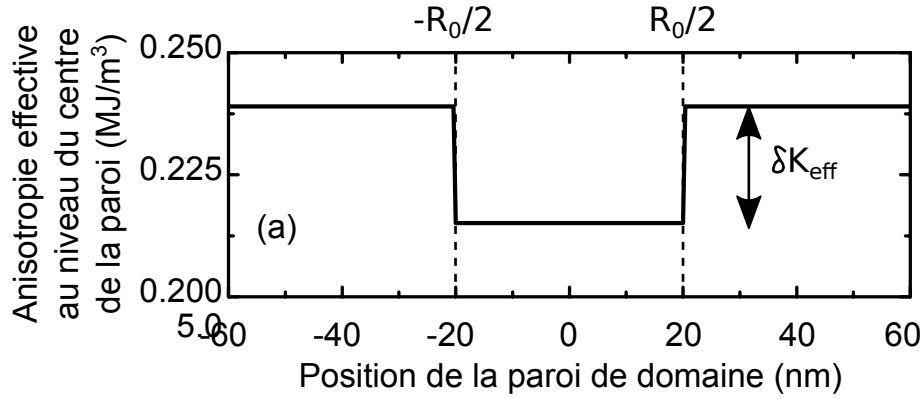


FIGURE 6.12 – Profil d'anisotropie en fonction de x la direction transversale à la paroi.

La figure 6.12 décrit l'évolution de l'anisotropie uniaxiale pour le modèle considéré. Elle varie sous la forme d'un puits carré. On peut décomposer ce système sous forme de deux marches de potentiel : l'une en $x = -\frac{R_0}{2}$ qui fait un saut de $-\delta K_{\text{eff}}$ et l'autre en $x = \frac{R_0}{2}$ qui fait un saut de $+\delta K_{\text{eff}}$ (fig. 6.12). Franken *et al.* décrit dans le cas d'une marche la variation d'énergie comme [101] :

$$\Delta E_{\text{anis}}(u) = \lambda \delta K_{\text{eff}} \tanh\left(\frac{u}{\lambda}\right) \quad (6.34)$$

où la marche d'une hauteur δK_{eff} est centrée en 0, u désigne la position du centre de la paroi et λ la largeur de la paroi. On peut repartir de cette expression et écrire dans le cas d'un puits d'anisotropie de largeur R_0 :

$$\Delta E_{\text{porte}}(u) = -\lambda \delta K_{\text{eff}} \left[\tanh\left(\frac{\frac{R_0}{2} + u}{\lambda}\right) + \tanh\left(\frac{\frac{R_0}{2} - u}{\lambda}\right) \right] \quad (6.35)$$

Cette fonction varie différemment suivant la largeur du puits d'anisotropie. Pour les plus faibles R_0 le puits de potentiel (ΔE_{porte}) se creuse de plus en plus jusqu'à ce que R_0 soit du même ordre de grandeur que la largeur physique de la paroi ($\pi\lambda$). Dans ce cas la profondeur du puits de potentiel est d'environ $2\lambda \delta K_{\text{eff}}$ ce qui correspond bien à la différence d'énergie d'anisotropie pour une paroi de largeur λ . Pour des largeurs de puits de potentiel plus grandes, le puits de potentiel devient de plus en plus plat pour une position de paroi proche de $u = 0$. Ce comportement est visible dans la figure 6.13.

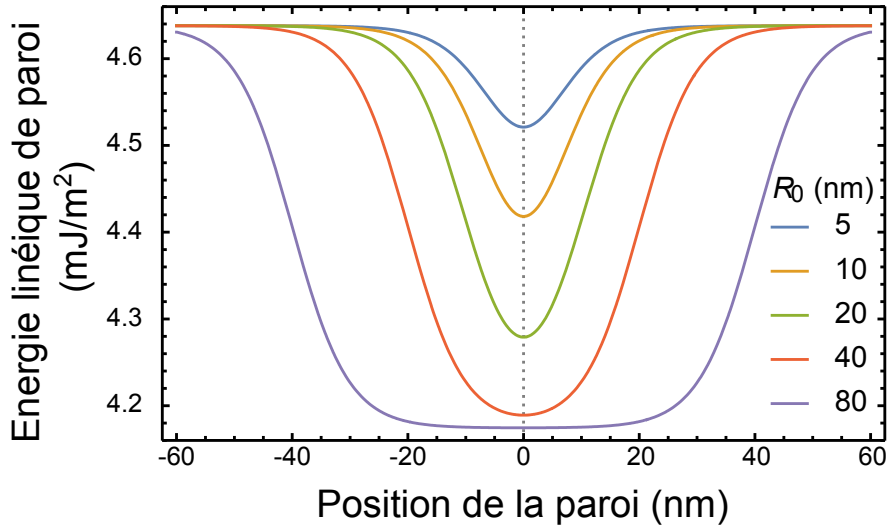


FIGURE 6.13 – Modification de la forme du puits de potentiel piégeant la paroi de domaines lorsque la largeur du puits R_0 change. Ce tracé correspond à l'équation 6.35.

La forme du puits de potentiel est importante lorsqu'on va s'intéresser aux fréquences de résonance et au champ de dépiégeage de la paroi de domaines. Pour les fréquences, la courbure du puits de potentiel proche de l'origine est importante. La pente maximale de l'énergie en fonction de la position de la paroi va guider le dépiégeage de la paroi.

6.3.2.2 Variation de la courbure du potentiel en fonction de la largeur du puits de potentiel.

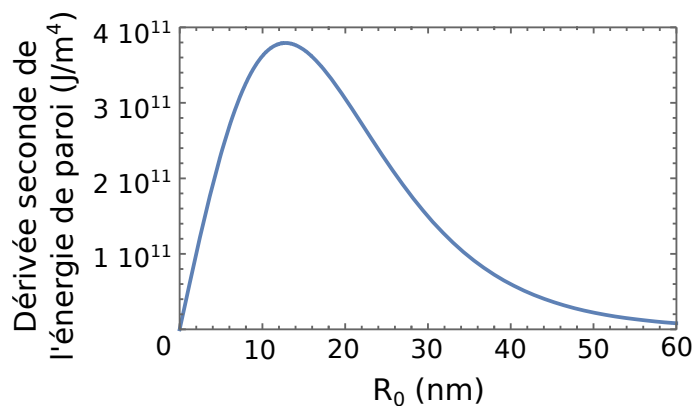


FIGURE 6.14 – Évolution de la dérivée seconde du puits de potentiel en $u = 0$ par rapport à u en fonction de la largeur du puits d'anisotropie. Cette courbe correspond à l'équation 6.36.

Pour prédire les fréquences de résonance de la paroi il faut tout d'abord connaître le

terme ω_{pin} dans la relation de dispersion des modes de Winter. Ce terme est explicité dans l'équation 6.27 et est directement proportionnel à la courbure du potentiel de piégeage en fonction de la position de la paroi. En dérivant l'équation 6.35 deux fois par rapport à u la position de paroi on trouve pour $u = 0$:

$$\left. \frac{d^2 \Delta E_{\text{porte}}}{du^2} \right|_{u=0} = 4 \frac{\delta K_{\text{eff}}}{\lambda} \text{sech}^2 \left(\frac{R_0}{2\lambda} \right) \tanh \left(\frac{R_0}{2\lambda} \right) \quad (6.36)$$

Cette fonction n'est pas monotone suivant R_0 , la courbure du potentiel est maximum pour $R_0 = \lambda \log(2 + \sqrt{3}) \approx 1.3\lambda$. Pour les paramètres magnétiques utilisés ici, les fréquences de résonance seront alors les plus grandes pour une largeur du puits d'anisotropie d'environ 13 nm.

6.3.2.3 Variation du maximum de la pente du potentiel en fonction de la largeur du puits de potentiel.

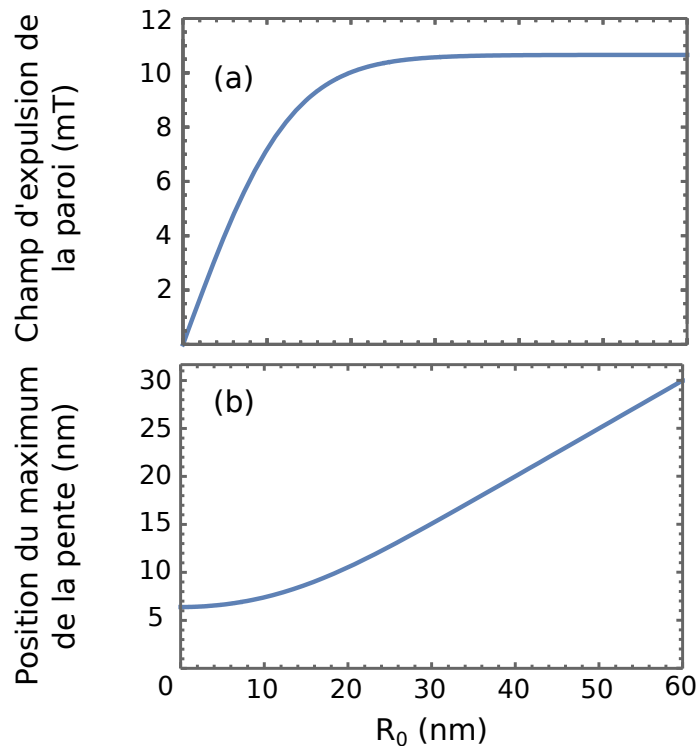


FIGURE 6.15 – (a) Évolution du champ nécessaire pour expulser la paroi du puits de potentiel, ce champ est relié au maximum de la dérivée de l'énergie potentielle de paroi par rapport à la position de la paroi en fonction de la largeur du puits d'anisotropie. (b) Position du maximum de la pente en fonction de R_0 .

Pour estimer le champ nécessaire au dépiégeage d'une paroi qui serait localisée dans le puits d'anisotropie il est nécessaire de connaître la pente maximum du puits de potentiel.

Un champ extérieur suivant l'axe d'anisotropie va pencher le potentiel avec une pente $\pm 2\mu_0 M_s H_z$. Sur la figure 6.15 on reconnaît les deux régimes cités précédemment : pour $R_0 \ll \lambda$ la force de piégeage évolue linéairement avec la largeur du puits d'anisotropie [figure 6.15(a)] mais la largeur du puits de potentiel reste constante [figure 6.15(b)], pour $R_0 \gg \lambda$ la force du piégeage reste constante et ne dépend plus de la largeur du puits d'anisotropie alors que la largeur du puits de potentiel augmente linéairement avec R_0 .

Une expression de la pente en fonction de la taille des grains peut être trouvée. Il faut utiliser la courbe de la figure 6.15(b) représentant l'abscisse du maximum de la pente de ΔE_{anis} qui a pour expression :

$$u_{f_{\max}} = \lambda \operatorname{arccosh} \left[\frac{\sqrt{4 + 2 \cosh^2 \left(\frac{R_0}{2\lambda} \right) + \sqrt{2} \sqrt{17 + \cosh \left(\frac{2R_0}{\lambda} \right) + 2 \sinh \left(\frac{R_0}{2\lambda} \right)}}}{2\sqrt{2}} \right] \quad (6.37)$$

La courbe de la figure 6.15(a) correspond au champ nécessaire pour faire quitter la paroi du puits de potentiel :

$$H_{\text{expulsion}} = \frac{1}{2\mu_0 M_s} \left. \frac{d\Delta E_{\text{porte}}}{du} \right|_{u=u_{f_{\max}}} \quad (6.38)$$

Ce modèle montre que pour les deux paramètres (courbure du potentiel et piégeage) un système avec une faible taille de grains par rapport à la largeur de paroi sera moins susceptible d'être perturbé par la dispersion d'anisotropie qu'un système dont la taille des grains est comparable ou supérieure à la largeur de paroi.

Ce type de comportement est déjà bien connu pour optimiser le champ de dépiégeage des parois de domaines [85], mais si on s'intéresse aux modes de Winter, il est tout particulièrement critique d'avoir un système avec des petits grains par rapport à la largeur de paroi. Un système avec des grains d'une dizaine de nanomètres et associé avec une forte anisotropie uniaxiale [100] donnera des fréquences de résonance les plus grandes pour les modes de Winter (figure 6.14).

6.3.3 Statique : évolution du champ de dépiégeage

Dans cette partie je vais étudier l'évolution du champ de dépiégeage en fonction de la taille des grains et de la dispersion d'anisotropie uniaxiale. Cette étude sera réalisée par simulations micromagnétiques avec MUMAX³ [86]. La géométrie est décrite dans le paragraphe 6.3.1. On comparera aussi ces résultats avec le modèle analytique du puits

d'anisotropie.

Pour simuler le dépiégeage des parois on réalise une simulation micromagnétique où l'aimantation est relaxée par la méthode de descente du gradient. Cette méthode permet d'arrêter l'aimantation sur les différents états métastables. En partant de $H_z = 0$ le champ est graduellement augmenté jusqu'à ce que la paroi soit expulsée de la zone simulée le critère d'arrêt étant alors que $\langle m \rangle > 0.9$. La valeur du champ de dépiégeage correspond alors au champ perpendiculaire H_z appliqué au moment de l'expulsion de la paroi. Les résultats sont ensuite moyennés sur cent simulations, on en extrait le champ de dépiégeage moyen et sa dispersion.

Pour décrire l'évolution du champ de dépiégeage en fonction des différents paramètres on peut utiliser l'expression donnée dans la partie 4.1.1.1 :

$$H_{\text{dep}} = \frac{2^{\frac{4}{3}}}{M_s t} \left(\frac{f_{\text{pin}}^4 n_i^2 \xi}{\epsilon_{\text{el}}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6.39)$$

La force de piégeage f_{pin} exprimée en J/m correspond à la dérivée de l'énergie par rapport au déplacement de paroi dû au piégeage par un grain ; en réutilisant le modèle précédent il faut aussi prendre en compte la dimension finie du grain le long de la paroi (le terme $u_{f_{\text{max}}}$) et l'épaisseur de la couche t :

$$f_{\text{pin}} = 2\mu_0 M_s H_{\text{expulsion}} t u_{f_{\text{max}}} \quad (6.40)$$

La densité de défauts n_i (en m^{-2}) doit saturer pour les plus petites tailles de grain de la même façon que la largeur du puits de potentiel créé par un défaut d'anisotropie tend vers $\approx 1.3\lambda$ lorsque R_0 tend vers zéro.

$$n_i = \frac{1}{u_{f_{\text{max}}}^2} \quad (6.41)$$

La zone d'influence du piégeage, ξ , reste quasiment constante avec la taille des grains. Pour les plus grands grains la paroi reste piégée à cause du bord du grain sur une longueur comparable à la largeur de paroi. Pour les plus petits grains le puits de potentiel a une taille similaire.

$$\xi \approx \lambda \quad (6.42)$$

L'élasticité de la paroi reste définie par $4\sqrt{AK_{\text{eff}}}$. Elle peut toutefois légèrement varier pour les plus fortes dispersions d'anisotropie car ϵ_{el} ne varie pas linéairement avec K_{eff} .

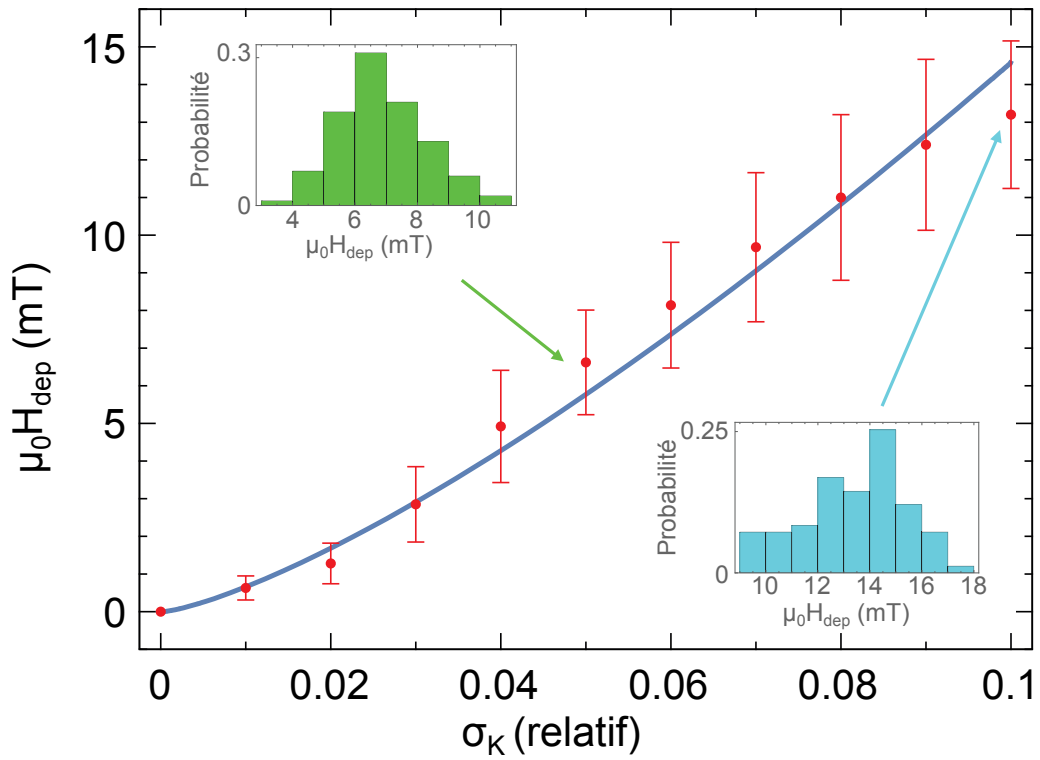


FIGURE 6.16 – Évolution du champ de dépiégeage $\mu_0 H_{\text{dep}}$ en fonction de la dispersion d'anisotropie avec une taille moyenne des grain de 20 nm. Les barres d'erreur correspondent à l'écart type des champs de dépiégeage obtenus sur cent simulations. Deux exemples de distribution de probabilité sont montrés dans la courbe. La courbe bleue correspond à l'application de l'équation 6.39.

6.3.3.1 Champ de dépiégeage en fonction de la dispersion d'anisotropie

Suivant l'équation 6.40, le champ de dépiégeage croît avec la force de piégeage suivant la puissance 4/3. Comme la force de piégeage est proportionnelle à la dispersion en anisotropie, le champ de dépiégeage doit aussi varier comme la puissance 4/3 de la dispersion d'anisotropie. La figure 6.16 montre cette évolution.

Le modèle explique bien les évolutions attendues pour le champ de dépiégeage en fonction de la dispersion d'anisotropie.

6.3.3.2 Champ de dépiégeage en fonction de la taille des grains

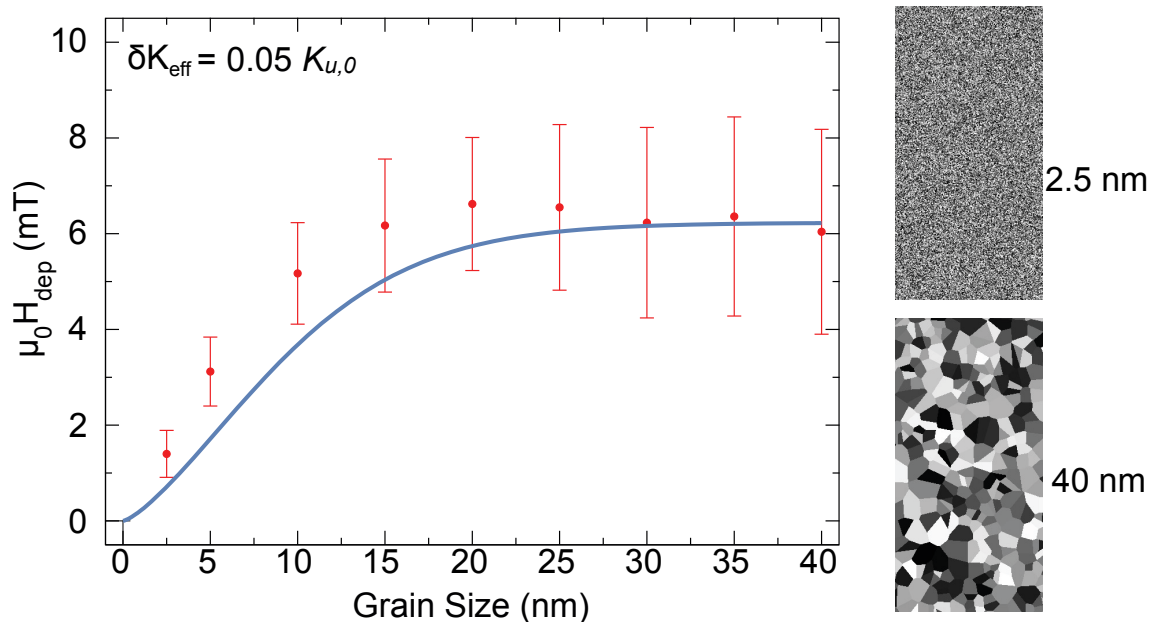


FIGURE 6.17 – Évolution du champ de dépiégeage $\mu_0 H_{\text{dep}}$ en fonction de la taille moyenne des grains. Les barres d'erreur correspondent à l'écart type des champs de dépiégeage obtenus sur cent simulations. La courbe bleue correspond à l'application de l'équation 6.39.

Tout comme pour l'évolution du champ nécessaire pour expulser une paroi d'un puits d'anisotropie l'évolution du champ de dépiégeage à aussi deux régimes :

- Pour les plus grosses tailles de grain le champ de dépiégeage reste quasiment constant.
- Pour les faibles tailles de grain, typiquement inférieure à la largeur des parois de domaine, le champ de dépiégeage croît avec la taille des grains. Ce type de comportement est aussi reproduit par le modèle mais l'accord est qualitatif, surtout pour les faibles tailles de grain.

Le modèle utilisé pour déduire le champ de dépiégeage suppose des défauts ponctuels. Or dans notre cas, la taille des défauts varie aussi avec R_0 ce qui pourrait expliquer les différences entre les champs de dépiégeage simulés et ceux prédits par le modèle.

6.3.4 Dynamique : évolution de la fréquence de résonance

Les modes de Winter ont une relation de dispersion sans bande interdite dans un système sans défauts [106]. Dans les simulations effectuées ici les variations d'anisotropie qui permettent le piégeage des parois vont aussi modifier les fréquences de résonance des parois. Dans cette partie je vais confronter des simulations micromagnétiques en regardant les réponses en fréquence et les fréquences de résonances attendues en utilisant le modèle du puits d'anisotropie.

Ce qui est notable concernant les modes de Winter est l'ouverture d'une bande interdite dans la relation de dispersion lorsque la paroi est piégée. La bande interdite n'y est pas proportionnelle au piégeage. Elle correspond à la moyenne géométrique entre : une pulsation liée au piégeage de la position de la paroi et une pulsation liée à l'état d'équilibre du cœur de la paroi.

$$\omega_{\text{gap}} = \sqrt{\omega_{\text{pin}}\omega_{\perp}} \quad (6.43)$$

où pour rappel [58] :

$$\begin{cases} \omega_{\perp} = \frac{2\gamma}{M_s} \frac{\mu_0 N_y M_s^2}{2} \\ \omega_{\text{pin}} = \frac{1}{2} \frac{\gamma\lambda}{M_s} \left. \frac{d^2 E_{\text{pin}}}{du^2} \right|_{u=0} \end{cases} \quad (6.44)$$

où $N_y \approx d/(d + \pi\lambda)$ et on supposera que $E_{\text{pin}}(u) = \Delta E_{\text{porte}}(u)$ pour comparer l'évolution des fréquences de résonance.

Au-delà de l'ouverture d'une bande interdite et de la modification de la relation de dispersion, la présence de défauts crée aussi des points fixes. Ces points fixes peuvent imposer un vecteur d'onde supérieur à la largeur de la structure étudiée ; on pourrait faire l'analogie avec les doigts d'un guitariste qui vient modifier la fréquence d'une note en "piégeant" une corde avec son doigt. Quel effet domine alors la dynamique à haute fréquence : l'ouverture de la bande interdite ou le piégeage par des défauts forts ?

Contrairement à l'étude sur les champs de dépiégeage où l'on se contente de relaxer l'aimantation, il est nécessaire de simuler l'évolution du système sur un temps suffisant pour avoir une bonne résolution en fréquence. Les fréquences de résonance étant aux alentours du gigahertz, il est alors nécessaire de simuler l'évolution de l'aimantation sur une dizaine de nanosecondes (choisi à 50 ns ici). Après simulation la position de la paroi est récupérée comme indiqué dans le paragraphe 2.5.

Une impulsion de champ en sinus cardinal est appliquée uniformément sur toute la zone simulée pour accéder à la réponse impulsionnelle du système. Le sinus cardinal est choisi pour exciter avec la même intensité les différents modes jusqu'à 10 GHz.

Une transformée de Fourier sur la position de la paroi en fonction du temps permet ensuite de visualiser quelles zones sont excitées et à quelles fréquences elles le sont, un exemple est donné dans la figure 6.18.

Contrairement aux simulations où le piégeage était réalisé par des encoches les modes successifs n'ont pas un profil en « $\sin\left(\frac{n\pi}{2}y\right)$ ». À partir de la figure 6.18 on peut voir que le profil des modes est imposé par les défauts les plus forts (trait en pointillé sur la figure 6.18).

6.3.4.1 En fonction de la dispersion d'anisotropie

Dans cette section la taille des grains est constante, la taille moyenne des grains est choisie à 20 nm. Dans ce cas on s'attend à ce que la fréquence moyenne évolue comme la racine carrée de la dispersion d'anisotropie suivant l'équation 6.43. La figure 6.19 montre les fréquences présentes. La carte de couleur à été calculée comme :

$$\chi_{\text{anis}}\left(f, \frac{\delta K_{\text{eff}}}{K_{\text{eff}}}\right) = \left\langle \frac{\left| \chi_i\left(f, \frac{\delta K_{\text{eff}}}{K_{\text{eff}}}\right) \right|}{\max_f \left| \chi_i\left(f, \frac{\delta K_{\text{eff}}}{K_{\text{eff}}}\right) \right|} \right\rangle_i \quad (6.45)$$

La diminution de la fréquence moyenne dans la figure 6.19 semble être plutôt reliée à des sauts de la paroi vers une autre position pour certaines simulations que par la diminution réelle de la fréquence. On peut parfois voir des sauts où la paroi passe d'une position à l'autre en début de simulation, l'amplitude de l'impulsion étant probablement trop forte (10 mT au maximum). Pour limiter cet effet les cinq premières nanosecondes des simulations sont ignorées. Ce qui est le plus informatif, est plutôt la limite supérieure en fréquence de la susceptibilité moyenne ; elle suit l'évolution attendue en croissant comme la racine carrée de la dispersion d'anisotropie.

Néanmoins la comparaison entre les fréquences attendues pour une paroi dans un puits d'anisotropie et la simulation avec des cellules de Voronoï ne donne pas les mêmes résultats. Une première estimation de la largeur typique de la bande interdite donne des fréquences supérieures aux valeurs trouvées par simulation, d'environ un facteur 2. Cette différence est expliquée par la géométrie du système : dans la simulation la paroi n'est pas piégée sur la totalité de sa longueur mais plutôt sur une petite portion. Le modèle d'une paroi piégée dans un puits d'anisotropie représente le cas le plus défavorable imaginable. Entre deux points de piégeage la paroi peut même être localement positionnée sur une zone instable, la position n'étant stabilisée que par l'élasticité de la paroi.

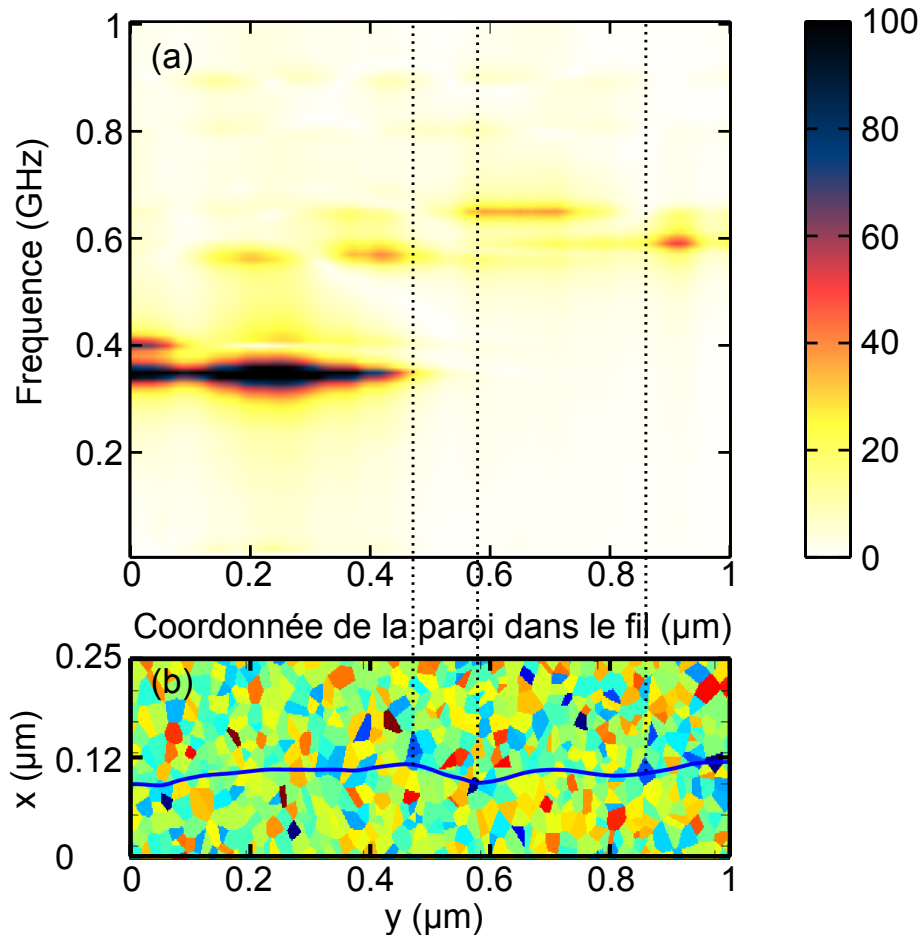


FIGURE 6.18 – Localisation des zones excitées dans une paroi de domaines en fonction de la fréquence (a). Une carte de l'anisotropie de la zone simulée est montrée (b), les zones en bleu correspondent aux zones de faible anisotropie et en rouge les plus fortes anisotropies. Dans cette simulation la taille moyenne des grains est de 20 nm et la dispersion d'anisotropie est $\delta K_{\text{eff}} = 5\%$. La courbe bleue correspond à la position d'équilibre de la paroi de domaine. Les traits pointillés marquent certains des centres de piégeage les plus importants, où un grain a une faible anisotropie par rapport à ses voisins. L'écart type pour la dispersion d'anisotropie correspond à cinq pourcents de la valeur de l'anisotropie uniaxiale.

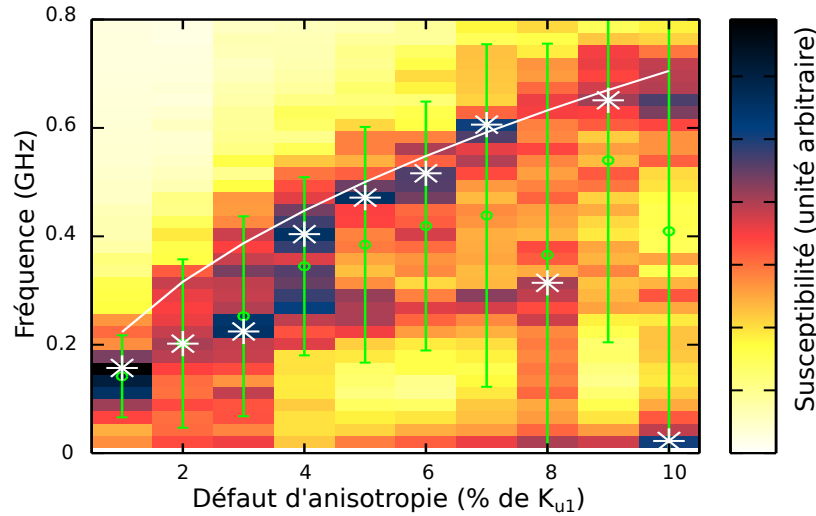


FIGURE 6.19 – Évolution de la fréquence de résonance en fonction de la dispersion d'anisotropie. Le résultat est moyenné sur dix simulations et la taille moyenne des grains est de 20 nm. En bleu foncé apparaissent les fréquences pour lesquelles il y a une excitation de la paroi. La courbe en blanc est un guide pour l'œil, les astérisques correspondent au maximum de la susceptibilité moyenne et les points avec les barres d'erreurs correspondent à des ajustements de Gaussienne sur la susceptibilité.

La figure 6.20 montre l'évolution pour une unique réalisation des défauts, entre chaque simulation la dispersion en anisotropie est augmentée mais les grains et leur variation locale d'anisotropie sont gardés constants. De même la position de la paroi est aussi réutilisée en chaque simulation, ceci permet de simuler le système sur un paysage de potentiel similaire. Le mode à plus basse fréquence évolue bien comme attendu. Il existe aussi des modes à plus haute fréquence qui ne suivent pas nécessairement une loi en racine carrée. La figure 6.18 correspond à ce jeu de simulations avec $\delta K_{\text{eff}} = 5\%$.

6.3.4.2 En fonction de la taille des grains

L'évolution de la fréquence en fonction de la taille des grains suit aussi la tendance prévue : une augmentation puis une diminution de la fréquence en fonction de la taille des grains. Le modèle donne toujours une surestimation de la fréquence obtenue par simulation ; la courbe en blanc dans la figure 6.21 correspond à la moitié de la fréquence prévue par le modèle.

Les fréquences de résonance les plus fortes ont lieu pour des tailles de grain légèrement supérieures à la taille attendue (ici environ 15-20 nm). Ce désaccord peut être expliqué par la variation de l'anisotropie : la largeur de paroi moyenne augmente par rapport à un cas sans fluctuations d'anisotropie. Comme la largeur de la paroi de domaine ne dépend

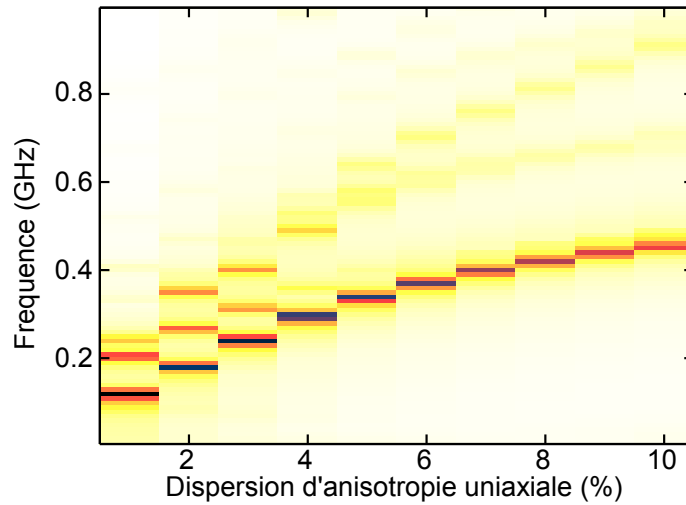


FIGURE 6.20 – Évolution de la fréquence de résonance en fonction de la dispersion d'anisotropie pour une unique réalisation des défauts dans la couche avec une taille de grain moyenne de 20 nm.

pas linéairement de l'anisotropie uniaxiale une fluctuation de l'anisotropie se traduit en une variation de la largeur de paroi moyenne. L'élargissement de la paroi est aussi due à la réduction de l'anisotropie au niveau de la paroi : la paroi est piégée au niveau des défauts ayant une faible anisotropie.

6.3.5 Conclusion sur les simulations

Le modèle proposé dans la partie 6.3.2 donne de bons résultats pour expliquer le comportement des parois de domaines en statique et en dynamique haute fréquence.

L'accord obtenu entre les simulations de champ de dépiégeage et la modèle est bon. Il existe toutefois une différence pour des grains de plus grandes tailles, le champ obtenu par simulation a tendance à décroître légèrement. Le modèle prévoit plutôt une saturation du champ de dépiégeage pour les grandes tailles de grain. Pour réduire le champ de dépiégeage la meilleure solution est d'avoir un système avec des grains petits par rapport à la largeur de paroi.

L'évolution de la dynamique haute fréquence de la paroi de domaines n'est décrite que qualitativement. Le modèle se place dans un cas très défavorable pour le piégeage des parois, les fréquences estimées sont environ deux fois trop élevées.

L'évolution des fréquences de résonance des parois semble montrer que l'ouverture d'une bande interdite dans la relation de dispersion due au piégeage joue un rôle prépondérant par rapport à la quantification du vecteur d'onde induite par les différents centres de piégeage. La relation de dispersion des modes de Winter dans le cas de paroi piégée est quadratique proche de l'origine ; il faudrait que les parois soient piégées sur de très petites dimensions

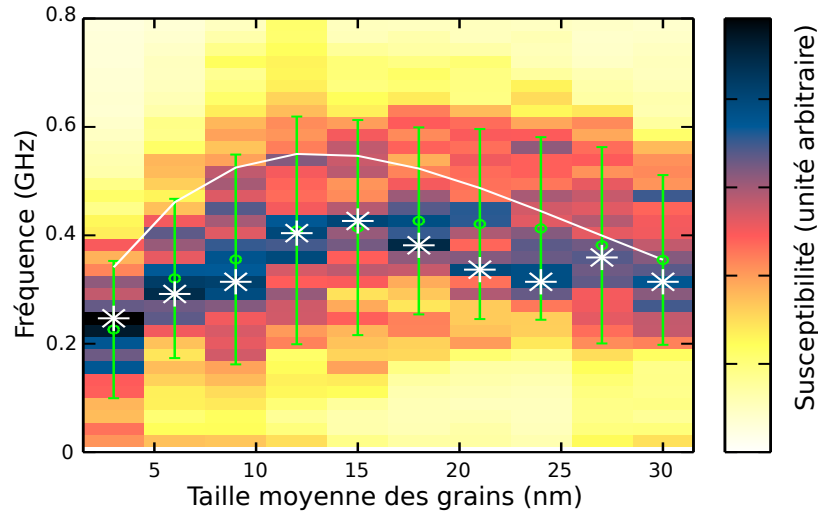


FIGURE 6.21 – Évolution de la fréquence de résonance en fonction de la taille des grains avec une dispersion d’anisotropie de $\delta K_{\text{eff}} = 5\%$. Le résultat est moyenné sur dix simulations. La courbe en blanc est un guide pour l’œil, les astérisques correspondent au maximum de la susceptibilité moyenne et les points avec les barres d’erreur correspondent à des ajustements de Gaussienne sur la susceptibilité.

pour que l’effet du vecteur d’onde soit notable.

6.3.6 Amplitude des modes

Les simulations en domaine fréquentiel sont utiles pour comprendre le comportement dynamique des parois mais ne permettent pas de quantifier l’amplitude des déplacements de paroi. Pour estimer l’ordre de grandeur de l’amplitude des modes de résonance on effectue des simulations similaires en remplaçant l’impulsion par une excitation sinusoïdale. Un exemple d’une telle simulation est donnée dans la figure 6.22. À ces fréquences les déplacements sont d’environ 10 nm. Ce sont des faibles déplacements potentiellement détectables par des mesures locales.

6.4 Conclusion sur la dynamique de paroi de domaine

Dans ce chapitre j’ai montré que le piégeage est critique par rapport à la propagation d’ondes de spin dans les parois de domaine. Ces modes de propagation peuvent se comporter comme des guides d’ondes [58]. L’effet des défauts est alors de modifier la relation de dispersion en ouvrant une bande interdite. Comme les parois se retrouvent principalement piégées sur les défauts les plus importants, pour transmettre une information entre deux points, il faut maîtriser précisément la position des centres de piégeage.

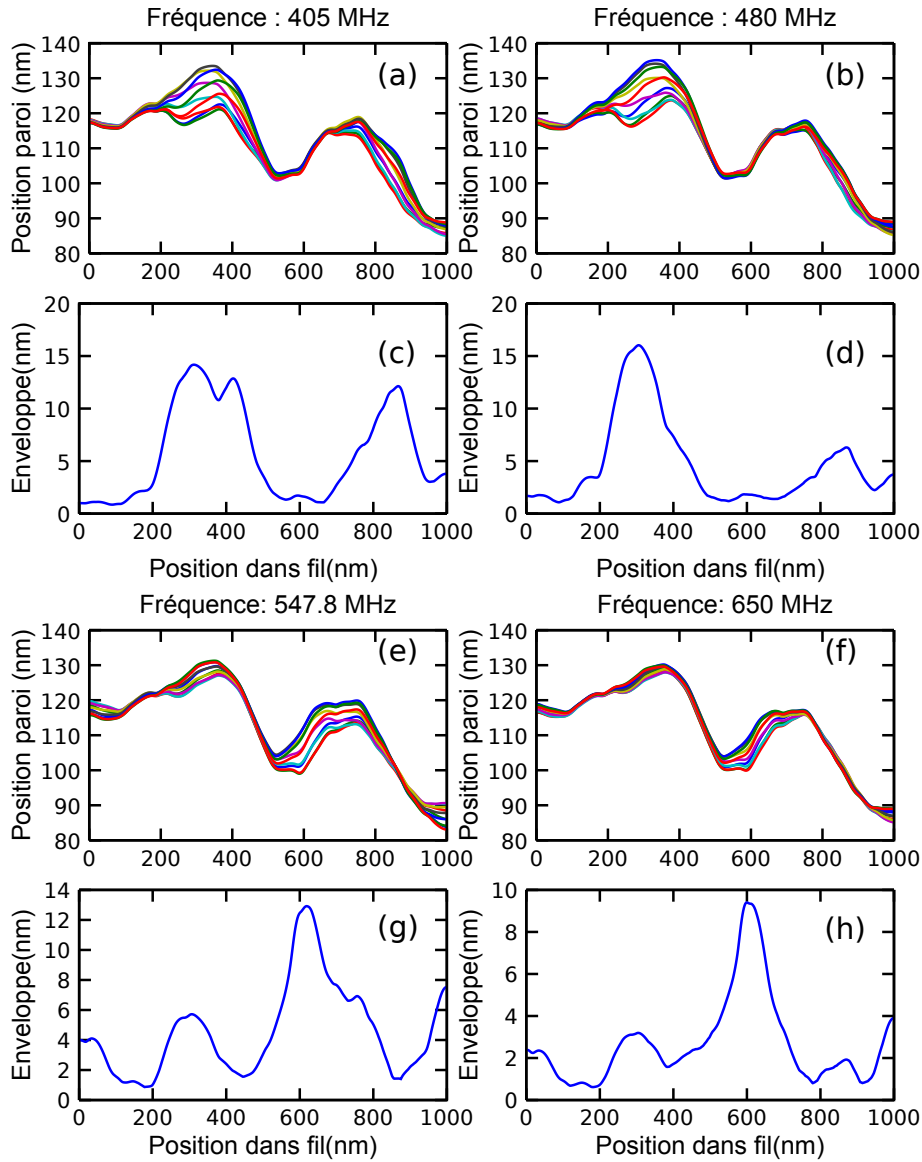


FIGURE 6.22 – Exemple pour quelques profils de modes de résonance de paroi piégée dans un système avec des défauts d'anisotropie. Les différentes courbes (a, c, e, g) représentent la position de la paroi à différents instants lorsqu'elle est excitée à différentes fréquences. L'enveloppe des modes excités correspond aux courbes (b, d, f, h). L'amplitude d'excitation est de 2 mT appliqué de façon uniforme, La taille moyenne des grains est fixée à 20 nm et la dispersion est de 5% de l'anisotropie effective.

6.4 CONCLUSION SUR LA DYNAMIQUE DE PAROI DE DOMAINE 149

Les simulations sur les parois dans un film avec une dispersion d'anisotropie ont montré que si l'on souhaite garder une bonne cohérence pour la propagation des modes de Winter, il est préférable d'avoir à la fois un film homogène et des tailles de grains faibles par rapport à la largeur de la paroi.

Une autre voie pour limiter l'effet du piégeage est d'avoir un système pour lequel l'orientation au niveau du centre de la paroi est libre. Un exemple d'un tel système correspond à une couche avec une interaction de Dzyaloshinskii-Moriya juste suffisante pour avoir une paroi de Néel. Dans ce cas, même pour une paroi piégée, la relation de dispersion reste sans bande interdite.

Il reste toutefois à comprendre le comportement des parois de domaines sous champ planaire. Avec la présence de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya la présence d'instabilité des parois rectilignes créant des parois en zigzag (voir le chapitre 5) doit aussi influencer le comportement de la paroi. Habituellement les instabilités s'accompagnent d'une fréquence nulle sur la relation de dispersion.

Conclusions et perspectives

J'ai montré que l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya n'est pas nulle dans des films de $\text{SiO}_2/\text{X}(t)/\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}(1)/\text{MgO}(2)/\text{Ta}(1)$, les chiffres entre parenthèse donnent l'épaisseur des couches en nanomètre. On vient changer l'amplitude de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya en faisant varier la sous couche X(t) avec les compositions suivante : $\text{Hf}(1)$, $\text{Ta}_{48}\text{N}_{52}(1)$, $\text{W}(2)$ et $\text{W}(3)$.

Pour quantifier l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya, j'ai utilisé la propagation de paroi de domaines sous champ planaire et perpendiculaire dans un régime dit de reptation. Ces échantillons ont tous une interaction de Dzyaloshinskii-Moriya favorisant une chiralité droite pour les parois de domaines ($\uparrow \rightarrow \downarrow$) avec des amplitudes variables. Si le signe de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya est confirmé par spectroscopie d'onde de spin réalisé par diffusion Brillouin³, l'amplitude ne donne pas un accord correct pour les valeurs de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya mesurées par les deux méthodes. Les mesures de diffusion Brillouin donnent toutes des valeurs supérieures de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya par rapport aux mesures par reptation de paroi sous champ. Face à ces différences, j'ai modélisé l'état d'équilibre des parois de domaines sous champ planaire. Cette modélisation fait apparaître une nouvelle instabilité pour les parois de domaines rectilignes. Dans un domaine de champ planaire proche du champ nécessaire pour compenser le champ effectif créé par l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya, les parois de domaines ont tendance à former des parois en zigzag. La comparaison de l'évolution des vitesses de paroi par rapport au champ planaire montre que les minima de vitesse sont proches des champs plans induisant une instabilité pour les parois rectilignes. Au-delà de cette observation il est nécessaire de mieux comprendre le comportement des parois en zigzag stabilisées par l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya. L'élasticité des parois est mal définie pour des parois en zigzag et c'est un concept central dans la théorie de la reptation.

Je me suis aussi intéressé à la dynamique à plus haute fréquence des parois de domaines : les modes de Winter, notamment dans des milieux désordonnés. Pour modéliser un milieu désordonné j'ai considéré des variations sur l'amplitude de l'anisotropie uniaxiale. En uti-

3. Ces mesures ont été réalisées au Laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux à Villeurbanne.

lisant un modèle simple de paroi de domaines piégé dans un puits d'anisotropie j'ai montré qu'outre l'amplitude de la dispersion d'anisotropie, la taille des grains a aussi une influence critique sur le piégeage et la dynamique haute fréquence des parois de domaines. La condition la plus défavorable correspond à une paroi dans un milieu granulaire ou les grains sont d'une taille similaire à la largeur physique des parois de domaines. Il est ainsi préférable d'avoir des tailles de grains faible par rapport à la largeur de la paroi. Avec une dispersion d'anisotropie la dynamique haute fréquence se retrouve modifiée et la relation de dispersion des modes de Winter n'est plus sans bande interdite. La présence de grains va aussi modifier le profil des modes d'oscillation de paroi.

Il reste néanmoins des inconnues sur la dynamique de paroi de domaines : si la présence d'une zone d'instabilité d'une paroi rectiligne existe, il reste aussi à comprendre l'évolution de la relation de dispersion des modes de Winter avec un champ planaire. La modélisation de la dynamique de paroi en ne considérant que la position et l'angle au cœur de la paroi comme libre ne donne pas des résultats compatibles avec les simulations lorsque le champ planaire est fort. Il pourrait être nécessaire de considérer aussi l'évolution de la largeur de la paroi dans la dynamique : le champ planaire va modifier la largeur de paroi. Si la position des champs pour lesquels une paroi rectiligne devient instable ne semble pas dépendre de l'interaction d'échange la pente dépend elle du ratio $\pi D / (4\sqrt{AK_{\text{eff}}})$. La mesure de l'angle d'équilibre pourrait donner des informations intéressantes sur les paramètres magnétiques du film. La présence de défauts va toutefois modifier le profil de paroi et la mesure de l'angle d'équilibre ne devrait être possible que pour des films très peu piégées. La possibilité d'aller imager directement l'angle d'équilibre des parois de domaines semble toutefois difficile. Pour des systèmes avec une faible interaction de Dzyaloshinskii-Moriya les angles à l'équilibre pour les parois sont faibles : une dizaine de degrés.

Mesurer la position de la paroi de domaines pour en déduire l'angle d'équilibre des parois en zigzag requière une résolution spatiale importante : de l'ordre de dix nanomètres la position de la paroi. Il faut aussi que cette mesure soit faite sous champ planaire car les parois en zigzag ne sont pas stables en champ nul. Si le film est très peu désordonné et que les parois se déplacent facilement, une mesure non-perturbatrice de l'aimantation est aussi nécessaire.

L'étude de la dynamique de la transformation d'une paroi rectiligne vers une paroi en zigzag est aussi à faire mais il est aussi nécessaire de savoir quel est son interaction avec des défauts. Pour des systèmes avec un faible DMI, les simulations micromagnétiques avec une dispersion de l'anisotropie uniaxiale n'ont pas montré la signature de l'instabilité de paroi rectiligne, ce signal doit être caché par les variations de l'angle de la paroi causé par les différents centres de piégeage.

Au-delà du comportement statique des parois de domaines, une détection des modes

de vibration à haute fréquence est envisageable. La fabrication de dispositifs utilisant une jonction tunnel pourrait permettre de les détecter. J'ai tenté mais sans succès la fabrication d'un tel dispositif. J'ai pu identifier quelques étapes critiques sur la fabrication. Pour lithographier un pilier se composant uniquement d'une demi jonction tunnel déposé sur une couche libre les conditions d'arrêt sont critiques : une barrière tunnel mesure de un à deux nanomètres d'épaisseur et il ne faut pas l'endommager pendant la fabrication. Si la détection des modes de Winter par un nano-pilier composé d'une demi jonction tunnel se révèle possible l'étape suivante sera alors de faire communiquer deux nano-piliers en créant un canal de conduction par onde de spin utilisant les modes de Winter. Ce canal serait alors formé par une paroi de domaine ce qui permettrait de nouveaux composants tel qu'un multiplexeur qui relierait deux piliers choisis en modifiant la position de la paroi de domaines présente entre ces deux pilier.

La détection des modes de Winter par un nano-pilier unique pourrait aussi donner d'autres informations, comme par exemple un autre moyen de caractériser l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya au niveau de la paroi en modulant les propriétés de propagation par un champ planaire. Des simulations micromagnétiques montrent que lorsque la paroi est piégée dans une encoche la fréquence de résonance est minimum lorsque le champ est à la limite de stabiliser une paroi de Néel. De même la caractérisation de la relation de dispersion donne la raideur d'échange de la couche ferromagnétique car la relation de dispersion est bien définie. La relation de dispersion donne de plus une quantification du piégeage des parois de domaines.

Bibliographie

- [1] Stuart S. P. Parkin, Masamitsu Hayashi, and Luc Thomas. Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory. *Science*, 320(5873) :190–194, 2008. doi: [10.1126/science.1145799](https://doi.org/10.1126/science.1145799). URL <http://www.sciencemag.org/content/320/5873/190.abstract>. ix, 2, 125
- [2] Ioan Mihai Miron, Thomas Moore, Helga Szabolics, Liliana Daniela Buda-Prejbeanu, Stephane Auffret, Bernard Rodmacq, Stefania Pizzini, Jan Vogel, Marlio Bonfim, Alain Schuhl, and Gilles Gaudin. Fast current-induced domain-wall motion controlled by the Rashba effect. *Nature Materials*, 10(6) :419–423, June 2011. ISSN 1476-1122. doi: [10.1038/NMAT3020](https://doi.org/10.1038/NMAT3020). x
- [3] Ioan Mihai Miron, Gilles Gaudin, Stephane Auffret, Bernard Rodmacq, Alain Schuhl, Stefania Pizzini, Jan Vogel, and Pietro Gambardella. Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer. *Nature Materials*, 9(3) :230–234, March 2010. ISSN 1476-1122. URL <http://dx.doi.org/10.1038/nmat2613>. x
- [4] Satoru Emori, Uwe Bauer, Sung-Min Ahn, Eduardo Martinez, and Geoffrey S. D. Beach. Current-driven dynamics of chiral ferromagnetic domain walls. *Nature Materials*, 12(7) :611–616, June 2013. ISSN 1476-1122, 1476-4660. doi: [10.1038/nmat3675](https://doi.org/10.1038/nmat3675). URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/nmat3675>. x, 4
- [5] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61(21) :2472–2475, November 1988. doi: [10.1103/PhysRevLett.61.2472](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.2472). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.61.2472>. 1
- [6] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39(7) :4828–4830, March 1989. doi: [10.1103/PhysRevB.39.4828](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.4828). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.39.4828>. 1
- [7] M. Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters A*, 54(3) :225–

- 226, September 1975. ISSN 0375-9601. doi: 10.1016/0375-9601(75)90174-7. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375960175901747>. 1, 3
- [8] Terunobu Miyazaki and N. Tezuka. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 139(3) :L231–L234, 1995. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0304885395900012>. 1
- [9] Jagadeesh Subbiah Moodera, Lisa R. Kinder, Terrilyn M. Wong, and R. Meservey. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Physical review letters*, 74(16) :3273, 1995. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.74.3273>. 1
- [10] Stuart S. P. Parkin, Christian Kaiser, Alex Panchula, Philip M. Rice, Brian Hughes, Mahesh Samant, and See-Hun Yang. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers. *Nature Materials*, 3(12) :862–867, December 2004. ISSN 1476-1122, 1476-4660. doi: 10.1038/nmat1256. URL <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nmat1256>. 1
- [11] Shinji Yuasa, Taro Nagahama, Akio Fukushima, Yoshishige Suzuki, and Koji Ando. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions. *Nature Materials*, 3(12) :868–871, December 2004. ISSN 1476-1122, 1476-4660. doi: 10.1038/nmat1257. URL <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nmat1257>. 1
- [12] W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess, and J. M. MacLaren. Spin-dependent tunneling conductance of Fe | MgO | Fe sandwiches. *Physical Review B*, 63(5) :054416, January 2001. ISSN 0163-1829, 1095-3795. doi: 10.1103/PhysRevB.63.054416. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.63.054416>. 3, 53
- [13] J. Mathon and A. Umerski. Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe(001) junction. *Physical Review B*, 63(22) :220403, May 2001. ISSN 0163-1829, 1095-3795. doi: 10.1103/PhysRevB.63.220403. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.63.220403>. 3, 53
- [14] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, and H. Ohno. Tunnel magnetoresistance of 604% at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature. *Applied Physics Letters*, 93(8) :082508, 2008. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.2976435. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/93/8/10.1063/1.2976435>. 3
- [15] Koji Tsunekawa, David D. Djayaprawira, Motonobu Nagai, Hiroki Maehara, Shinji Yamagata, Naoki Watanabe, Shinji Yuasa, Yoshishige Suzuki, and Koji Ando. Giant

- tunneling magnetoresistance effect in low-resistance CoFeB/MgO(001)/CoFeB magnetic tunnel junctions for read-head applications. *Applied Physics Letters*, 87(7) : 072503, 2005. ISSN 00036951. doi: [10.1063/1.2012525](https://doi.org/10.1063/1.2012525). URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/87/7/10.1063/1.2012525>. 3
- [16] J. C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1) :L1–L7, June 1996. ISSN 0304-8853. doi: [10.1016/0304-8853\(96\)00062-5](https://doi.org/10.1016/0304-8853(96)00062-5). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885396000625>. 3
- [17] L. Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Physical Review B*, 54(13) :9353, 1996. URL <http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.54.9353>. 3
- [18] D.C. Ralph and M.D. Stiles. Spin transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7) :1190–1216, April 2008. ISSN 03048853. doi: [10.1016/j.jmmm.2007.12.019](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2007.12.019). URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304885307010116>. 3
- [19] AV Khvalkovskiy, V Cros, D Apalkov, V Nikitin, M Krounbi, KA Zvezdin, A Anane, J Grollier, and A Fert. Matching domain-wall configuration and spin-orbit torques for efficient domain-wall motion. *Physical Review B*, 87(2) :020402, 2013. 3, 4
- [20] André Thiaville, Stanislas Rohart, Émilie Jué, Vincent Cros, and Albert Fert. Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films. *EPL (Europhysics Letters)*, 100(5) :57002, 2012. URL <http://stacks.iop.org/0295-5075/100/i=5/a=57002>. 3, 14, 20, 21, 34, 121
- [21] Kwang-Su Ryu, See-hun Yang, Luc Thomas, and S.S.P. Parkin. Current induced domain wall motion for electron flow in ferromagnetic Pt/Co/Ni/Co/Pt wires. *IEEE Transactions on Magnetics*, 52(7) :1–4, 2016. ISSN 0018-9464, 1941-0069. doi: [10.1109/TMAG.2016.2526659](https://doi.org/10.1109/TMAG.2016.2526659). URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=7401078>. 3
- [22] Thai Ha Pham, J. Vogel, J. Sampaio, M. Vaňatka, J.-C. Rojas-Sánchez, M. Bonfim, D. S. Chaves, F. Choueikani, P. Ohresser, E. Otero, A. Thiaville, and S. Pizzini. Very large domain wall velocities in Pt/Co/GdOx and Pt/Co/Gd trilayers with Dzyaloshinskii-Moriya interaction. *EPL (Europhysics Letters)*, 113(6) :67001, March 2016. ISSN 0295-5075, 1286-4854. doi: [10.1209/0295-5075/113/67001](https://doi.org/10.1209/0295-5075/113/67001). URL <http://stacks.iop.org/0295-5075/113/i=6/a=67001?key=crossref.35cce3242f93022b7ef878f30b5359de>. 3

- [23] See-Hun Yang, Kwang-Su Ryu, and Stuart Parkin. Domain-wall velocities of up to 750 m/s driven by exchange-coupling torque in synthetic antiferromagnets. *Nature Nanotechnology*, 10(3) :221–226, February 2015. ISSN 1748-3387, 1748-3395. doi: 10.1038/nnano.2014.324. URL <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nnano.2014.324>. 5
- [24] Hironobu Tanigawa, Tetsuhiro Suzuki, Katsumi Suemitsu, Norikazu Ohshima, Takuya Kitamura, Takuo Ohkochi, Masato Kotsugi, Toyohiko Kinoshita, Tomohiro Koyama, Daichi Chiba, Yoko Yoshimura, Kohei Ueda, Teruo Ono, and Eiji Kariyada. Operating principle of a three-terminal domain wall device with perpendicularly magnetized Ta/CoFeB/MgO free layer and underlying hard magnets. *Japanese Journal of Applied Physics*, 53(6) :063002, 2014. URL <http://stacks.iop.org/1347-4065/53/i=6/a=063002>. 5
- [25] Shunsuke Fukami, Nobuyuki Ishiwata, Naoki Kasai, Michihiko Yamanouchi, Hideo Sato, Shoji Ikeda, and Hideo Ohno. Scalability Prospect of Three-Terminal Magnetic Domain-Wall Motion Device. *IEEE Transactions on Magnetics*, 48(7) :2152–2157, July 2012. ISSN 0018-9464, 1941-0069. doi: 10.1109/TMAG.2012.2187792. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=6151834>. 5
- [26] A. Mougin, M. Cormier, J. P. Adam, P. J. Metaxas, and J. Ferré. Domain wall mobility, stability and Walker breakdown in magnetic nanowires. *EPL (Europhysics Letters)*, 78(5) :57007, 2007. URL <http://stacks.iop.org/0295-5075/78/i=5/a=57007>. 7, 17, 18, 108, 115, 128
- [27] H. J. G. Draaisma, W. J. M. de Jonge, and F. J. A. den Broeder. Magnetic interface anisotropy in Pd/Co and Pd/Fe multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 66(3) :351–355, April 1987. ISSN 0304-8853. doi: 10.1016/0304-8853(87)90169-7. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0304885387901697>. 7
- [28] Akimasa Sakuma. First Principle Calculation of the Magnetocrystalline Anisotropy Energy of FePt and CoPt Ordered Alloys. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 63(8) :3053–3058, August 1994. ISSN 0031-9015. doi: 10.1143/JPSJ.63.3053. URL <http://journals.jps.jp/doi/abs/10.1143/JPSJ.63.3053>. 7
- [29] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, and H. Ohno. A perpendicular-anisotropy Co-FeB–MgO magnetic tunnel junction. *Nature Materials*, 9(9) :721–724, September 2010. ISSN 1476-1122, 1476-4660. doi: 10.1038/nmat2804. URL <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nmat2804>. 7

- [30] Riki Shimabukuro, Kohji Nakamura, Toru Akiyama, and Tomonori Ito. Electric field effects on magnetocrystalline anisotropy in ferromagnetic Fe monolayers. *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 42(4) :1014–1017, February 2010. ISSN 13869477. doi: 10.1016/j.physe.2009.11.110. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1386947709005463>.
- [31] H. X. Yang, M. Chshiev, B. Dieny, J. H. Lee, A. Manchon, and K. H. Shin. First-principles investigation of the very large perpendicular magnetic anisotropy at Fe | MgO and Co | MgO interfaces. *Physical Review B*, 84(5), August 2011. ISSN 1098-0121, 1550-235X. doi: 10.1103/PhysRevB.84.054401. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.84.054401>. 7
- [32] A A Serga, A V Chumak, and B Hillebrands. YIG magnonics. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 43(26) :264002, July 2010. ISSN 0022-3727, 1361-6463. doi: 10.1088/0022-3727/43/26/264002. URL <http://stacks.iop.org/0022-3727/43/i=26/a=264002?key=crossref.6a073bfc1c8ba106fa1ba87bbfe37df3>. 10
- [33] T. Devolder, P.-H. Ducrot, J.-P. Adam, I. Barisic, N. Vernier, Joo-Von Kim, B. Ockert, and D. Ravelosona. Damping of CoxFe80-xB20 ultrathin films with perpendicular magnetic anisotropy. *Applied Physics Letters*, 102(2) :022407, 2013. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.4775684. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/102/2/10.1063/1.4775684>. 10, 57
- [34] Alexander G. Gurevich and Gennadii A. Melkov. *Magnetization Oscillations and Waves*. CRC Press, September 1996. ISBN 978-0-8493-9460-7. 10
- [35] C. Bilzer, T. Devolder, Joo-Von Kim, C. Chappert, M. Ruehrig, and L. Baer. Dynamics of the exchange field supplied by MnIr layers studied by network analyzer ferromagnetic resonance. *Journal of Applied Physics*, 106(6) :063918, 2009. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.3225572. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/106/6/10.1063/1.3225572>. 11
- [36] Thibaut Devolder. Ferromagnetic resonance of exchange-coupled perpendicularly magnetized bilayers. *Journal of Applied Physics*, 119(15) :153905, April 2016. ISSN 0021-8979, 1089-7550. doi: 10.1063/1.4947227. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/119/15/10.1063/1.4947227>. 11
- [37] I. E. Dzialoshinskii. Thermodynamic theory of weak ferromagnetism in antiferromagnetic substances. *SOVIET PHYSICS JETP-USSR*, 5(6) :1259–1272, 1957. 12
- [38] Tôru Moriya. Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism. *Phys. Rev.*, 120(1) :91–98, October 1960. doi: 10.1103/PhysRev.120.91. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.120.91>. 12

- [39] Akira Tonomura, Xiuzhen Yu, Keiichi Yanagisawa, Tsuyoshi Matsuda, Yoshinori Onose, Naoya Kanazawa, Hyun Soon Park, and Yoshinori Tokura. Real-Space Observation of Skyrmion Lattice in Helimagnet MnSi Thin Samples. *Nano Letters*, 12 (3) :1673–1677, March 2012. ISSN 1530-6984, 1530-6992. doi: [10.1021/nl300073m](https://doi.org/10.1021/nl300073m). URL <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/nl300073m>. 12
- [40] X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, and Y. Tokura. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal. *Nature*, 465 (7300) :901–904, June 2010. ISSN 0028-0836, 1476-4687. doi: [10.1038/nature09124](https://doi.org/10.1038/nature09124). URL <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nature09124>. 12
- [41] B. Lebech, P. Harris, J. Skov Pedersen, Kell Mortensen, C. I. Gregory, N. R. Bernhoeft, M. Jermy, and S. A. Brown. Magnetic phase diagram of MnSi. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 140 :119–120, 1995. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/030488539401115X>. 12
- [42] Karin Everschor. *Current-Induced Dynamics of Chiral Magnetic Structures : Skyrmions, Emergent Electrodynamics and Spin-Transfer Torques*. PhD thesis, Universität zu Köln, 2012. URL <http://kups.ub.uni-koeln.de/4811/>. 12
- [43] A.R. Fert. Magnetic and Transport Properties of Metallic Multilayers. *Materials Science Forum*, 59-60 :439–480, 1990. ISSN 1662-9752. doi: [10.4028/www.scientific.net/MSF.59-60.439](https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/MSF.59-60.439). URL <http://www.scientific.net/MSF.59-60.439>. 13
- [44] G. Chen, J. Zhu, A. Quesada, J. Li, A. T. N’Diaye, Y. Huo, T. P. Ma, Y. Chen, H. Y. Kwon, C. Won, Z. Q. Qiu, A. K. Schmid, and Y. Z. Wu. Novel Chiral Magnetic Domain Wall Structure in Fe / Ni / Cu (001) Films. *Physical Review Letters*, 110(17) :177204, April 2013. ISSN 0031-9007, 1079-7114. doi: [10.1103/PhysRevLett.110.177204](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.177204). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.177204>. 13, 19
- [45] P Ferriani, K Von Bergmann, EY Vedmedenko, S Heinze, M Bode, M Heide, G Bihlmayer, S Blügel, and R Wiesendanger. Atomic-scale spin spiral with a unique rotational sense : Mn monolayer on W (001). *Physical review letters*, 101(2) :027201, 2008. 13
- [46] J. Sampaio, V. Cros, S. Rohart, A. Thiaville, and A. Fert. Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures. *Nature Nanotechnology*, 8(11) :839–844, October 2013. ISSN 1748-3387, 1748-3395. doi: [10.1038/nnano.2013.210](https://doi.org/10.1038/nnano.2013.210). URL <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nnano.2013.210>. 13

- [47] M. J. Benitez, A. Hrabec, A. P. Mihai, T. A. Moore, G. Burnell, D. McGrouther, C. H. Marrows, and S. McVitie. Magnetic microscopy and topological stability of homochiral Néel domain walls in a Pt/Co/AlOx trilayer. *Nature Communications*, 6 :8957, December 2015. ISSN 2041-1723. doi: [10.1038/ncomms9957](https://doi.org/10.1038/ncomms9957). URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/ncomms9957>. 13, 19, 67
- [48] N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel, J. E. Bickel, B. Wolter, K. von Bergmann, A. Kubetzka, and R. Wiesendanger. Writing and Deleting Single Magnetic Skyrmions. *Science*, 341(6146) :636–639, August 2013. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi: [10.1126/science.1240573](https://doi.org/10.1126/science.1240573). URL <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1240573>. 13
- [49] Olivier Boulle, Jan Vogel, Hongxin Yang, Stefania Pizzini, Dayane de Souza Chaves, Andrea Locatelli, Tevfik Onur Mentes, Alessandro Sala, Liliana D. Buda-Prejbeanu, Olivier Klein, Mohamed Belmeguenai, Yves Roussigné, Andrey Stashkevich, Salim Mourad Chérif, Lucia Aballe, Michael Foerster, Mairbek Chshiev, Stéphane Auffret, Ioan Mihai Miron, and Gilles Gaudin. Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures. *Nature Nanotechnology*, 11 : 449–454, January 2016. ISSN 1748-3387, 1748-3395. doi: [10.1038/nnano.2015.315](https://doi.org/10.1038/nnano.2015.315). URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/nnano.2015.315>. 13
- [50] Seonghoon Woo, Kai Litzius, Benjamin Krüger, Mi-Young Im, Lucas Caretta, Kornel Richter, Maxwell Mann, Andrea Krone, Robert M. Reeve, Markus Weigand, Parnika Agrawal, Ivan Lemesh, Mohamad-Assaad Mawass, Peter Fischer, Mathias Kläui, and Geoffrey S. D. Beach. Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets. *Nature Materials*, 15(5) :501–506, February 2016. ISSN 1476-1122, 1476-4660. doi: [10.1038/nmat4593](https://doi.org/10.1038/nmat4593). URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/nmat4593>. 13
- [51] Wanjun Jiang, Pramey Upadhyaya, Wei Zhang, Guoqiang Yu, M. Benjamin Jungfleisch, Frank Y. Fradin, John E. Pearson, Yaroslav Tserkovnyak, Kang L. Wang, Olle Heinonen, Suzanne G. E. te Velthuis, and Axel Hoffmann. Blowing magnetic skyrmion bubbles. *Science*, 349(6245) :283–286, July 2015. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi: [10.1126/science.aaa1442](https://doi.org/10.1126/science.aaa1442). URL <http://science.sciencemag.org/content/349/6245/283>. 13
- [52] C. Moreau Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren, J. Sampaio, C. a. F. Vaz, N. Van Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnicke, P. Wohlhuter, J. M. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros, and A. Fert. Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature. *Nat Nano*, 11(5) :444–448, May 2016. ISSN 1748-3387. doi: [10.1038/nnano.2015.313](https://doi.org/10.1038/nnano.2015.313). URL

- <http://www.nature.com/nnano/journal/v11/n5/full/nnano.2015.313.html>. 13, 20
- [53] AN Bogdanov and UK Rossler. Chiral symmetry breaking in magnetic thin films and multilayers. *Physical Review Letters*, 87(3) :037203, July 2001. ISSN 0031-9007. doi: [10.1103/PhysRevLett.87.037203](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.037203). 14
- [54] M. Heide, G. Bihlmayer, and S. Blügel. Dzyaloshinskii-Moriya interaction accounting for the orientation of magnetic domains in ultrathin films : Fe/W(110). *Physical Review B*, 78(14) :140403, October 2008. ISSN 1098-0121, 1550-235X. doi: [10.1103/PhysRevB.78.140403](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.140403). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.78.140403>. 14, 122
- [55] Felipe Garcia-Sanchez, Pablo Borys, Arne Vansteenkiste, Joo-Von Kim, and Robert L. Stamps. Nonreciprocal spin-wave channeling along textures driven by the Dzyaloshinskii-Moriya interaction. *Phys. Rev. B*, 89(22) :224408, June 2014. doi: [10.1103/PhysRevB.89.224408](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.89.224408). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.89.224408>. 15, 50
- [56] J.-H. Moon, S.-M. Seo, K.-J. Lee, K.-W. Kim, J. Ryu, H.-W. Lee, R. D. McMichael, and M. D. Stiles. Spin-Wave Propagation in the Presence of Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction. *Physical Review B*, 88(18) :184404, August 2013. doi: [10.1103/PhysRevB.88.184404](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.184404). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.88.184404>. 15, 25, 36
- [57] D. Cortés-Ortuño and P. Landeros. Influence of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction on the spin-wave spectra of thin films. *J. Phys. : Condens. Matter*, 25(15) :156001, 2013. ISSN 0953-8984. doi: [10.1088/0953-8984/25/15/156001](https://doi.org/10.1088/0953-8984/25/15/156001). URL <http://stacks.iop.org/0953-8984/25/i=15/a=156001>. 15, 36
- [58] Felipe Garcia-Sanchez, Pablo Borys, Rémy Soucaille, Jean-Paul Adam, Robert L. Stamps, and Joo-Von Kim. Narrow Magnonic Waveguides Based on Domain Walls. *Physical Review Letters*, 114(24) :247206, June 2015. ISSN 0031-9007, 1079-7114. doi: [10.1103/PhysRevLett.114.247206](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.247206). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.247206>. 15, 113, 114, 115, 121, 122, 131, 142, 147
- [59] Vanessa Li Zhang, Kai Di, Hock Siah Lim, Ser Choon Ng, Meng Hau Kuok, Jiawei Yu, Jungbum Yoon, Xuepeng Qiu, and Hyunsoo Yang. In-plane angular dependence of the spin-wave nonreciprocity of an ultrathin film with Dzyaloshinskii-Moriya interaction. *Applied Physics Letters*, 107(2) :022402, July 2015. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi: [10.1063/1.4926862](https://doi.org/10.1063/1.4926862). URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/107/2/10.1063/1.4926862>. 15

- [60] J. A. Osborn. Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid. *Phys. Rev.*, 67(11-12) :351–357, June 1945. doi: [10.1103/PhysRev.67.351](https://doi.org/10.1103/PhysRev.67.351). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.67.351>. 18
- [61] Gong Chen, Tianping Ma, Alpha T. N’Diaye, Heeyoung Kwon, Changyeon Won, Yizheng Wu, Andreas K. Schmid, and others. Tailoring the chirality of magnetic domain walls by interface engineering. *Nature communications*, 4 :2671, 2013. doi: [10.1038/ncomms3671](https://doi.org/10.1038/ncomms3671). URL http://www.nature.com/ncomms/2013/131024/ncomms3671/full/ncomms3671.html?WT.ec_id=NCOMMS-20131030. 19
- [62] Jacob Torrejon, Junyeon Kim, Jaivardhan Sinha, Seiji Mitani, Masamitsu Hayashi, Michihiko Yamanouchi, and Hideo Ohno. Interface control of the magnetic chirality in CoFeB/MgO heterostructures with heavy-metal under layers. *Nature Communications*, 5 :4655, 2014. URL <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms5655>. 19, 54, 55, 56, 57, 72, 79
- [63] A. P. Malozemoff and J. C. Slonczewski. II - Resume of Classical Magnetism and Bubble Domain Statics. In *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials*, pages 7–39. Academic Press, 1979. ISBN 978-0-12-002951-8. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780120029518500066>. 20
- [64] J.-P. Tetienne, T. Hingant, L. J. Martínez, S. Rohart, A. Thiaville, L. Herrera Diez, K. Garcia, J.-P. Adam, J.-V. Kim, J.-F. Roch, I. M. Miron, G. Gaudin, L. Vila, B. Ocker, D. Ravelosona, and V. Jacques. The nature of domain walls in ultra-thin ferromagnets revealed by scanning nanomagnetometry. *Nat Commun*, 6 :6733, April 2015. doi: [10.1038/ncomms7733](https://doi.org/10.1038/ncomms7733). URL <http://www.nature.com.proxy.scd.u-psud.fr/ncomms/2015/150401/ncomms7733/full/ncomms7733.html>. 20, 32, 34, 55
- [65] Soong-Geun Je, Duck-Ho Kim, Sang-Cheol Yoo, Byoung-Chul Min, Kyung-Jin Lee, and Sug-Bong Choe. Asymmetric magnetic domain-wall motion by the Dzyaloshinskii-Moriya interaction. *Phys. Rev. B*, 88(21) :214401, December 2013. doi: [10.1103/PhysRevB.88.214401](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.214401). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.88.214401>. 21, 32, 64, 65, 66, 78, 84
- [66] Dae-Yun Kim, Duck-Ho Kim, and Sug-Bong Choe. Intrinsic asymmetry in chiral domain walls due to the Dzyaloshinskii–Moriya interaction. *Applied Physics Express*, 9(5) :053001, May 2016. ISSN 1882-0778, 1882-0786. doi: [10.7567/APEX.9.053001](https://doi.org/10.7567/APEX.9.053001). URL <http://stacks.iop.org/1882-0786/9/i=5/a=053001?key=crossref.d4164e6d282538ecd7a0f93425f5faa1>. 21, 88, 89
- [67] Geoffrey S. D. Beach, Corneliu Nistor, Carl Knutson, Maxim Tsoi, and James L. Erskine. Dynamics of field-driven domain-wall propagation in ferromagnetic nanowires.

- Nat Mater*, 4(10) :741–744, October 2005. ISSN 1476-1122. doi: 10.1038/nmat1477. URL <http://www.nature.com/nmat/journal/v4/n10/full/nmat1477.html>. 22
- [68] A. Dourlat, V. Jeudy, A. Lemaitre, and C. Gourdon. Field-driven domain-wall dynamics in (Ga,Mn)As films with perpendicular anisotropy. *Physical Review B*, 78(16) :161303, October 2008. ISSN 1098-0121, 1550-235X. doi: 10.1103/PhysRevB.78.161303. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.78.161303>. 22
- [69] R. W. Damon and J. R. Eshbach. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 19(3) :308–320, May 1961. ISSN 0022-3697. doi: 10.1016/0022-3697(61)90041-5. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022369761900415>. 25
- [70] A. A. Stashkevich, M. Belmeguenai, Y. Roussigné, S. M. Cherif, M. Kostylev, M. Gabor, D. Lacour, C. Tiusan, and M. Hehn. Experimental study of spin-wave dispersion in Py/Pt film structures in the presence of an interface Dzyaloshinskii-Moriya interaction. *Physical Review B*, 91(21) :214409, June 2015. ISSN 1098-0121, 1550-235X. doi: 10.1103/PhysRevB.91.214409. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.91.214409>. 25, 26, 32, 74, 76, 85
- [71] O. Gladii, M. Haidar, Y. Henry, M. Kostylev, and M. Bailleul. Frequency nonreciprocity of surface spin wave in permalloy thin films. *Physical Review B*, 93(5) :054430, February 2016. ISSN 2469-9950, 2469-9969. doi: 10.1103/PhysRevB.93.054430. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.93.054430>. 25
- [72] C. Bilzer, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, S. Cardoso, and P. P. Freitas. Vector network analyzer ferromagnetic resonance of thin films on coplanar waveguides : Comparison of different evaluation methods. *Journal of Applied Physics*, 101(7) :074505, 2007. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.2716995>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/101/7/10.1063/1.2716995>. 30
- [73] I. Gross, L. J. Martínez, J.-P. Tetienne, T. Hingant, J.-F. Roch, K. Garcia, R. Soucaille, J. P. Adam, J.-V. Kim, S. Rohart, A. Thiaville, J. Torrejon, M. Hayashi, and V. Jacques. Direct measurement of interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in X | CoFeB | MgO heterostructures with a scanning NV magnetometer (X = Ta , TaN , and W). *Physical Review B*, 94(6) :064413, August 2016. ISSN 2469-9950, 2469-9969. doi: 10.1103/PhysRevB.94.064413. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.94.064413>. 32, 55, 79, 85
- [74] Kai Di, Vanessa Li Zhang, Hock Siah Lim, Ser Choon Ng, Meng Hau Kuok, Jiawei Yu, Jungbum Yoon, Xuepeng Qiu, and Hyunsoo Yang. Direct Observation of

- the Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in a Pt/Co/Ni Film. *Physical Review Letters*, 114(4) :047201, January 2015. ISSN 0031-9007, 1079-7114. doi: [10.1103/PhysRevLett.114.047201](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.047201). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.047201>. 32, 85
- [75] M. Belmeguenai, M. S. Gabor, Y. Roussigné, A. Stashkevich, S. M. Chérif, F. Zighem, and C. Tiusan. Brillouin light scattering investigation of the thickness dependence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction in Co_{0.5}Fe_{0.5} ultrathin films. *Physical Review B*, 93(17) :174407, May 2016. ISSN 2469-9950, 2469-9969. doi: [10.1103/PhysRevB.93.174407](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.174407). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.93.174407>. 32, 74, 85
- [76] A. Hrabec, N. A. Porter, A. Wells, M. J. Benitez, G. Burnell, S. McVitie, D. McGrouther, T. A. Moore, and C. H. Marrows. Measuring and tailoring the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in perpendicularly magnetized thin films. *Phys. Rev. B*, 90(2) :020402, July 2014. doi: [10.1103/PhysRevB.90.020402](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.020402). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.90.020402>. 32, 65, 66, 78, 84
- [77] L. Rondin, J.-P. Tetienne, P. Spinicelli, C. Dal Savio, K. Karrai, G. Dantelle, A. Thiaville, S. Rohart, J.-F. Roch, and V. Jacques. Nanoscale magnetic field mapping with a single spin scanning probe magnetometer. *Applied Physics Letters*, 100(15) :153118, April 2012. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi: [10.1063/1.3703128](https://doi.org/10.1063/1.3703128). URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/100/15/10.1063/1.3703128>. 32
- [78] Toeno van der Sar, Francesco Casola, Ronald Walsworth, and Amir Yacoby. Nanometre-scale probing of spin waves using single-electron spins. *Nature Communications*, 6 :7886, August 2015. ISSN 2041-1723. doi: [10.1038/ncomms8886](https://doi.org/10.1038/ncomms8886). URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/ncomms8886>. 32
- [79] J.-P. Tetienne, T. Hingant, J.-V. Kim, L. H. Diez, J.-P. Adam, K. Garcia, J.-F. Roch, S. Rohart, A. Thiaville, D. Ravelosona, and V. Jacques. Nanoscale imaging and control of domain-wall hopping with a nitrogen-vacancy center microscope. *Science*, 344(6190) :1366–1369, June 2014. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi: [10.1126/science.1250113](https://doi.org/10.1126/science.1250113). URL <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1250113>. 33, 34
- [80] Mohamed Belmeguenai, Jean-Paul Adam, Yves Roussigné, Sylvain Eimer, Thibaut Devolder, Joo-Von Kim, Salim Mourad Cherif, Andrey Stashkevich, and André Thiaville. Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in perpendicularly magnetized Pt/Co/AlO_x ultrathin films measured by Brillouin light spectroscopy. *Phys. Rev. B*, 91(18) :180405, May 2015. doi: [10.1103/PhysRevB.91.180405](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.91.180405). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.91.180405>. 36, 39, 74

- [81] Michael Faraday. *On the magnetization of light and the illumination of magnetic lines of force*. Royal Society, 1846. 38
- [82] John Kerr. On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet. *Philosophical Magazine Series 5*, 3(19) :321–343, May 1877. ISSN 1941-5982, 1941-5990. doi: [10.1080/14786447708639245](https://doi.org/10.1080/14786447708639245). URL <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/14786447708639245>. 38
- [83] Marvis J. Freiser. A survey of magneto optic effects. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 4(2) :152–161, 1968. URL http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1066210. 38
- [84] Mark R. Freeman and Wayne K. Hiebert. Stroboscopic microscopy of magnetic dynamics. In *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*, pages 93–126. Springer, 2002. URL http://link.springer.com/chapter/10.1007/3-540-40907-6_4. 39
- [85] C. Burrowes, N. Vernier, J.-P. Adam, L. Herrera Diez, K. Garcia, I. Barisic, G. Agnus, S. Eimer, Joo-Von Kim, T. Devolder, A. Lamperti, R. Mantovan, B. Ockert, E. E Fullerton, and D. Ravelosona. Low depinning fields in Ta-CoFeB-MgO ultrathin films with perpendicular magnetic anisotropy. *Applied Physics Letters*, 103(18) :182401, 2013. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4826439>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/103/18/10.1063/1.4826439>. 44, 49, 78, 126, 134, 138
- [86] Arne Vansteenkiste, Jonathan Leliaert, Mykola Dvornik, Mathias Helsen, Felipe Garcia-Sanchez, and Bartel Van Waeyenberge. The design and verification of MuMax3. *AIP Advances*, 4(10) :107133, October 2014. ISSN 2158-3226. doi: [10.1063/1.4899186](https://doi.org/10.1063/1.4899186). URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/adv/4/10/10.1063/1.4899186>. 49, 50, 105, 138
- [87] Jun Liu, Tadakatsu Ohkubo, Seiji Mitani, Kazuhiro Hono, and Masamitsu Hayashi. Correlation between the spin Hall angle and the structural phases of early 5d transition metals. *Applied Physics Letters*, 107(23) :232408, December 2015. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi: [10.1063/1.4937452](https://doi.org/10.1063/1.4937452). URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/107/23/10.1063/1.4937452>. 53, 54, 55, 56, 72, 79
- [88] Pascal Chauve, Thierry Giamarchi, and Pierre Le Doussal. Creep and depinning in disordered media. *Physical Review B*, 62(10) :6241, 2000. URL <http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.62.6241>. 60, 63, 81
- [89] Peter. J. Metaxas. Chapter 2 - Creep and Flow Dynamics of Magnetic Domain Walls : Weak Disorder, Wall Binding, and Periodic Pinning. In Robert E. Camley and Robert L. Stamps, editor, *Solid State Physics*, volume 62, pages 75–162. Academic Press, 2010. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B978012374293300002X>. 61, 81

- [90] Emilie Jué, C. K. Safeer, Marc Drouard, Alexandre Lopez, Paul Balint, Liliana Buda-Prejbeanu, Olivier Boule, Stephane Auffret, Alain Schuhl, Aurelien Manchon, Ioan Mihai Miron, and Gilles Gaudin. Chiral damping of magnetic domain walls. *Nature Materials*, 15(3) :272–277, December 2015. ISSN 1476-1122, 1476-4660. doi: [10.1038/nmat4518](https://doi.org/10.1038/nmat4518). URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/nmat4518>. 63
- [91] R. Lavrijsen, D. M. F. Hartmann, A. van den Brink, Y. Yin, B. Barcones, R. A. Duine, M. A. Verheijen, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans. Asymmetric magnetic bubble expansion under in-plane field in Pt/Co/Pt : Effect of interface engineering. *Phys. Rev. B*, 91(10) :104414, March 2015. doi: [10.1103/PhysRevB.91.104414](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.91.104414). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.91.104414>. 63, 66, 68, 77
- [92] Y. P. Kabanov, Y. L. Iunin, V. I. Nikitenko, A. J. Shapiro, R. D. Shull, L. Y. Zhu, and C. L. Chien. In-Plane Field Effects on the Dynamics of Domain Walls in Ultrathin Co Films With Perpendicular Anisotropy. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(6) : 2220–2223, 2010. ISSN 0018-9464. doi: [10.1109/TMAG.2010.2045740](https://doi.org/10.1109/TMAG.2010.2045740). URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=5467519>. 65
- [93] M. Vaňatka, J.-C. Rojas-Sánchez, J. Vogel, M. Bonfim, M. Belmeguenai, Y. Rousigné, A. Stashkevich, A. Thiaville, and S Pizzini. Velocity asymmetry of Dzyaloshinskii domain walls in the creep and flow regimes. *J. Phys. : Condens. Matter*, 27(32) :326002, 2015. ISSN 0953-8984. doi: [10.1088/0953-8984/27/32/326002](https://doi.org/10.1088/0953-8984/27/32/326002). URL <http://stacks.iop.org/0953-8984/27/i=32/a=326002>. 66, 79, 88
- [94] N. Vernier, J.-P. Adam, S. Eimer, G. Agnus, T. Devolder, T. Hauet, B. Ocker, F. Garcia, and D. Ravelosona. Measurement of magnetization using domain compressibility in CoFeB films with perpendicular anisotropy. *Applied Physics Letters*, 104(12) :122404, March 2014. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi: [10.1063/1.4869482](https://doi.org/10.1063/1.4869482). URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/104/12/10.1063/1.4869482>. 67
- [95] Duck-Ho Kim, Sang-Cheol Yoo, Dae-Yun Kim, Kyoung-Woong Moon, Soong-Geun Je, Cheong-Gu Cho, Byoung-Chul Min, and Sug-Bong Choe. Maximizing domain-wall speed via magnetic anisotropy adjustment in Pt/Co/Pt films. *Applied Physics Letters*, 104(14) :142410, April 2014. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi: [10.1063/1.4871091](https://doi.org/10.1063/1.4871091). URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/104/14/10.1063/1.4871091>. 68
- [96] Dae-Yun Kim, Duck-Ho Kim, Joon Moon, and Sug-Bong Choe. Determination of magnetic domain-wall types using Dzyaloshinskii-Moriya-interaction-induced domain patterns. *Applied Physics Letters*, 106(26) :–, 2015. doi:

- <http://dx.doi.org/10.1063/1.4922943>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/106/26/10.1063/1.4922943>. 71
- [97] D. Lau, V. Sundar, J.-G. Zhu, and V. Sokalski. Energetic molding of chiral magnetic bubbles. *Physical Review B*, 94(6) :060401, August 2016. doi: 10.1103/PhysRevB.94.060401. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.94.060401>. 71
- [98] Michele Voto, Luis Lopez-Diaz, and Luis Torres. Effects of grain size and disorder on domain wall propagation in CoFeB thin films. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 49(18) :185001, May 2016. ISSN 0022-3727, 1361-6463. doi: 10.1088/0022-3727/49/18/185001. URL <http://stacks.iop.org/0022-3727/49/i=18/a=185001?key=crossref.455dbb7347f6ac9d5eacde57368d4372>. 78, 113
- [99] Keisuke Yamada, Jean-Pierre Jamet, Yoshinobu Nakatani, Alexandra Mougin, André Thiaville, Teruo Ono, and Jacques Ferré. Influence of Instabilities on High-Field Magnetic Domain Wall Velocity in (Co/Ni) Nanostrips. *Applied Physics Express*, 4(11) : 113001, October 2011. ISSN 1882-0778, 1882-0786. doi: 10.1143/APEX.4.113001. URL <http://stacks.iop.org/1882-0786/4/113001>. 78
- [100] S. Lemerle, J. Ferré, C. Chappert, V. Mathet, T. Giamarchi, and P. Le Doussal. Domain wall creep in an Ising ultrathin magnetic film. *Physical review letters*, 80(4) : 849, 1998. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.80.849>. 78, 138
- [101] J. H. Franken, M. Hoeijmakers, R. Lavrijsen, and H. J. M. Swagten. Domain-wall pinning by local control of anisotropy in Pt/Co/Pt strips. *J. Phys. : Condens. Matter*, 24(2) :024216, 2012. ISSN 0953-8984. doi: 10.1088/0953-8984/24/2/024216. URL <http://stacks.iop.org/0953-8984/24/i=2/a=024216>. 78, 134, 135
- [102] F. C. Ummelen, D.-S. Han, J.-S. Kim, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans. Asymmetric Domain-Wall Depinning Induced by Dzyaloshinskii-Moriya Interaction. *IEEE Transactions on Magnetics*, 51(11) :1–3, November 2015. ISSN 0018-9464, 1941-0069. doi: 10.1109/TMAG.2015.2437453. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=7112473>. 78
- [103] S. Pizzini, J. Vogel, S. Rohart, L. D. Buda-Prejbeanu, E. Jué, O. Boulle, I. M. Miron, C. K. Safeer, S. Auffret, G. Gaudin, and A. Thiaville. Chirality-Induced Asymmetric Magnetic Nucleation in Pt/Co/AlOx Ultrathin Microstructures. *Phys. Rev. Lett.*, 113(4) :047203, July 2014. doi: 10.1103/PhysRevLett.113.047203. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.047203>. 89
- [104] O. Boulle, S. Rohart, L. D. Buda-Prejbeanu, E. Jué, I. M. Miron, S. Pizzini, J. Vogel, G. Gaudin, and A. Thiaville. Domain Wall Tilting in the Presence of the

- Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in Out-of-Plane Magnetized Magnetic Nanotracks. *Physical Review Letters*, 111(21) :217203, November 2013. ISSN 0031-9007, 1079-7114. doi: [10.1103/PhysRevLett.111.217203](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.217203). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.217203>. 111, 112
- [105] Pablo Borys, Felipe Garcia-Sanchez, Joo-Von Kim, and Robert L. Stamps. Spin-Wave Eigenmodes of Dzyaloshinskii Domain Walls. *Advanced Electronic Materials*, 2(1) :1500202, January 2016. ISSN 2199160X. doi: [10.1002/aelm.201500202](https://doi.org/10.1002/aelm.201500202). URL <http://doi.wiley.com/10.1002/aelm.201500202>. 113
- [106] J. M. Winter. Bloch Wall Excitation. Application to Nuclear Resonance in a Bloch Wall. *Phys. Rev.*, 124(2) :452–459, October 1961. doi: [10.1103/PhysRev.124.452](https://doi.org/10.1103/PhysRev.124.452). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.124.452>. 113, 115, 116, 119, 121, 122, 142
- [107] Yoko Yoshimura, Kab-Jin Kim, Takuya Taniguchi, Takayuki Tono, Kohei Ueda, Ryo Hiramatsu, Takahiro Moriyama, Keisuke Yamada, Yoshinobu Nakatani, and Teruo Ono. Soliton-like magnetic domain wall motion induced by the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction. *Nature Physics*, 12 :157–161, September 2015. ISSN 1745-2481. doi: [10.1038/nphys3535](https://doi.org/10.1038/nphys3535). URL <http://dx.doi.org/10.1038/nphys3535>. 113
- [108] Joo-Von Kim. Chapter Four - Spin-Torque Oscillators. In Robert E. Camley and Robert L. Stamps, editor, *Solid State Physics*, volume 63, pages 217–294. Academic Press, 2012. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780123970282000047>. 117
- [109] Soon-Wook Jung, Woojin Kim, Taek-Dong Lee, Kyung-Jin Lee, and Hyun-Woo Lee. Current-induced domain wall motion in a nanowire with perpendicular magnetic anisotropy. *Applied Physics Letters*, 92(20) :202508, 2008. ISSN 00036951. doi: [10.1063/1.2926664](https://doi.org/10.1063/1.2926664). URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/92/20/10.1063/1.2926664>. 128
- [110] K. Yu. Guslienko, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin. Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes. *Physical Review B*, 66(13) :132402, October 2002. ISSN 0163-1829, 1095-3795. doi: [10.1103/PhysRevB.66.132402](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.66.132402). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.66.132402>. 128
- [111] P. H. Bryant, J. F. Smyth, S. Schultz, and D. R. Fredkin. Magnetostatic-mode spectrum of rectangular ferromagnetic particles. *Physical Review B*, 47(17) :11255, 1993. URL <http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.47.11255>. 128

- [112] Hans-Benjamin Braun, Jordan Kyriakidis, and Daniel Loss. Macroscopic quantum tunneling of ferromagnetic domain walls. *Physical Review B*, 56(13) :8129, 1997.
URL <http://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.56.8129>. 134

Titre : De l'importance de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya sur la dynamique sous champ des parois de domaines magnétiques dans des films désordonnés

Mots clefs : Magnétisme, Parois de domaine, Interaction de Dzyaloshinskii-Moriya, Ondes de spin

Résumé : Le caractère ultra-mince de couches magnétiques y exacerbe les effets d'interfaces. Dans ces systèmes, l'interaction d'échange dite "de Dzyaloshinskii-Moriya" (DMI) est autorisée par la brisure de symétrie d'inversion inhérente aux interfaces. Contrairement à l'interaction d'échange de Heisenberg, la DMI favorise une rotation de l'état d'aimantation, et ce avec une chiralité donnée. L'existence de la DMI dans les films ultra-minces était jusqu'à récemment sujette à débat, de sorte qu'il est apparu nécessaire de la quantifier et de caractériser ses manifestations observables. En partenariat avec le National Institute of Materials Science, le laboratoire Aimé Cotton et le laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux, j'ai caractérisé l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya dans des films de Co-FeB/MgO avec différentes couches tampons. Ce système matériau d'intérêt technologique reste suffisamment simple pour permettre une modélisation sans équivoque. Les méthodes utilisées recouvrent le déplacement de paroi de domaine dans un régime de reptation par microscopie magnéto-optique, la cartographie des champs de fuite de paroi par centre NV et la spectroscopie d'onde

de spin par diffusion Brillouin. Quand l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya est relativement faible, ces différentes méthodes s'accordent quant à son amplitude et son signe. Néanmoins dans le cas général, les différentes façons de mesurer de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya ne convergent pas vers des valeurs consensuelles. Pour comprendre ces différences, j'ai modélisé le comportement des parois de domaine sous champ planaire. J'ai montré qu'il existe un domaine en champ planaire où l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya déstabilise les parois rectilignes en formant préférentiellement des parois en Zigzag. L'élasticité des parois de domaine en est dramatiquement modifiée. Le champ dipolaire dans les parois de domaine amplifie ce phénomène. La reptation de paroi nécessite aussi la bonne compréhension du piégeage des parois de domaine. J'ai développé un modèle permettant d'estimer les champs de dépiégeage en fonction des différents paramètres matériau. Ce modèle permet aussi d'expliquer le comportement à haute fréquence des parois dans les échantillons en présence de défauts d'anisotropie variable.

Title : Influence of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction on the field driven dynamic of magnetic domain wall in disordered films.

Keywords : Magnetism, Domain wall, Dzyaloshinskii-Moriya interaction, Spin wave

Abstract : In ultrathin ferromagnetic layer all interfacial effects are strongly enhanced. In these systems the so-called "Dzyaloshinskii-Moriya" exchange interaction (DMI) is allowed due to the inversion symmetry breaking at the interface. Unlike the Heisenberg exchange interaction, the DMI promotes rotation of the magnetization with a given chirality. Until recently, the DMI in ultrathin layer was a matter of debate and it has been needed to quantify and characterize its effects on the magnetization. In close collaboration with the National Institute of Materials Science, the laboratoire Aimé Cotton and the laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux, I have characterized the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in CoFeB/MgO films with different underlayers. This materials system presents a technological interest while keeping a low complexity for models its dynamics easily. The diverse used methods cover the field driven creep dynamic observed by Magneto-Optical

Kerr Effect microscopy, the mapping of dipolar field by NV-center magnetometer and the spin wave spectroscopy measured Brillouin Light Scattering. When the DMI is relatively weak these different methods are in accordance with its sign and its order of magnitude. However the different methods do not converge to similar DMI values. I used a model to understand the behavior of domain wall under in-plane magnetic field. I have shown that there is an in-plane field range where the DMI destabilize a straight domain wall while stabilizing Zig-Zag walls. The elasticity is then dramatically modified. The dipolar energy enhances this phenomenon. The domain wall creep also needs a good understanding of the domain wall pinning. I developed a model to estimate the depinning field with respect to the different material parameters. This model also allows explaining of the high frequency behavior of pinned domain wall in samples containing variable anisotropy defects.

