



HAL
open science

Dynamique du déplacement de parois magnétiques dans les couches ultra-minces à forte interaction spin-orbite

Emilie Jué

► **To cite this version:**

Emilie Jué. Dynamique du déplacement de parois magnétiques dans les couches ultra-minces à forte interaction spin-orbite. Autre [cond-mat.other]. Université de Grenoble, 2013. Français. NNT : . tel-01022827v1

HAL Id: tel-01022827

<https://theses.hal.science/tel-01022827v1>

Submitted on 11 Jul 2014 (v1), last revised 7 Jul 2017 (v2)

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Nanophysique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Emilie JUÉ

Thèse dirigée par **Alain Schuhl**
et co-encadrée par **Gilles Gaudin et Mihai Miron**

préparée au sein de **SPINTEC**
et de l'**Ecole doctorale de physique de Grenoble**

Dynamique du déplacement de parois magnétiques dans les couches ultra-minces à forte interaction spin-orbite

Thèse soutenue publiquement le **18 décembre 2013**,
devant le jury composé de :

Dominique GIVORD

Directeur de Recherche, Institut Néel, Président

Julie GROLLIER

Chargé de Recherche, Unité Mixte de Recherche CNRS/Thales, Rapporteur

Aurélien MANCHON

Assistant Professor, King Abdullah University of Science and Technology,
Rapporteur

André THIAVILLE

Directeur de recherche, Laboratoire de Physique des Solides, Examineur

Alain SCHUHL

Professeur, Institut Néel, Directeur de thèse

Gilles GAUDIN

Chargé de Recherche, SPINTEC, Encadrant de thèse

Joo-Von KIM

Chargé de Recherche, Institut d'Electronique Fondamentale, Invité

Mihai MIRON

Chargé de Recherche, SPINTEC, Co-Encadrant de thèse / Invité



Remerciements

Et voilà, c'est la fin. On m'avait prévenue. Une thèse, c'est beaucoup d'investissement, beaucoup de moments difficiles et beaucoup de frustrations. Mais bien au-delà de cela, la thèse a surtout été pour moi une très belle expérience... aussi bien humaine que professionnelle. Et si je sais que je garderai un excellent souvenir de ces trois dernières années (je ne dis pas que tout a été rose, hein, attention...), je dois cela en grande partie à toutes les personnes qui m'ont aidée, qui m'ont encouragée, qui m'ont soutenue, et surtout... qui m'ont supportée. Et pour ça, croyez-moi, il en faut de la patience ! Ces quelques pages de remerciements sont donc à mes yeux les pages les plus importantes de mon manuscrit puisque le travail que je présente ici n'aurait pas été possible sans toutes ces personnes.

Mes premiers remerciements s'adressent tout d'abord à mes Chefs (avec un grand 'C' svp). Avec tout ce que je leur ai fait endurer, ils l'ont tout de même bien mérité.

– Un immense merci à **Gilles Gaudin** qui est incontestablement la personne qui m'a le plus apporté au cours de cette thèse. Patiemment, tu m'as formée et m'as aidée à me construire scientifiquement autour de deux valeurs qui te correspondent parfaitement : la rigueur et l'honnêteté scientifique. J'espère que je saurai les conserver tout au long de ma carrière (si tant est qu'il y en ait une bien sûr ?). Ton intégrité, ta modestie et ton dynamisme sont quelques unes de tes qualités (je ne citerai pas les défauts par contre) qui font qu'il est particulièrement agréable de travailler à tes côtés. Merci de m'avoir soutenue jour après jour et d'avoir su trouver les ressources nécessaires pour supporter mes humeurs, mes quelques manques de confiance passagers (?) et mon léger grain de folie. Et surtout, merci d'avoir fait de cette thèse une aventure humaine avant tout. N'oublie pas que, comme te l'a si bien dit un certain Mark Stiles au milieu de la mer Rouge, « tu es FOR-MI-DABLE » ! Enfin, à ta façon bien sûr !

– Un très grand merci également à **Mihai Miron**, qui m'a courageusement co-encadrée dans cette thèse. J'admire la passion que tu as pour la recherche et la capacité que tu as de transmettre cette passion autour de toi. Entre rigueur et précision d'une part, et « scotch et cure-dents » d'autre part, tu m'as beaucoup appris sur la physique expérimentale. Ton esprit très critique (il n'y aurait pas un peu de formation à la Gaudin là-dessous ?) et ta vision imagée de la physique ont beaucoup bousculé ma façon de penser et m'ont aidée à sortir d'une approche souvent trop scolaire. Notamment, pour cela, il y a eu les fameuses boîtes noires!!! Ah ça, ça n'a pas été facile pour moi. Mais finalement, je commence à m'y faire ! Merci pour tout ce que tu m'as apporté scientifiquement, pour ton soutien permanent, pour ta patience (et oui, tu as bel et bien développé cette capacité), pour ta bonne humeur et ton humour bien à toi.

– Je tiens également à remercier mon directeur de thèse **Alain Schuhl**. Merci de m'avoir accordé ta confiance (après un stage où je n'avais pourtant pas montré mes meilleures facettes d'expérimentatrice) et de m'avoir donné l'opportunité de faire cette thèse. Et bien que tu n'aies pas pu être aussi présent que tu l'aurais souhaité en raison de

tes nouvelles fonctions (pas toujours facile d'être le Grand Patron !), je n'ai pas le moindre reproche à te faire : question encadrement, tu m'as laissé entre d'excellentes mains ! Tu m'as parfois demandé si je ne regrettais pas d'avoir finalement choisi de faire une thèse. Aujourd'hui je peux te répondre sans aucune hésitation que je suis même heureuse de m'être embarquée dans cette aventure (on verra si dans quelques années j'aurai toujours le même discours...). Merci encore pour ta confiance et ton soutien.

Une thèse est loin d'être une expérience individuelle et au-delà des Chefs, bien d'autres personnes ont été impliquées dans ce travail. Je tiens ici à remercier les principaux acteurs de ce projet qui m'ont aidée à réaliser ce travail et que j'ai eu le plaisir de côtoyer pendant ces trois années :

– Merci à **Olivier Boule**, qui m'a initiée aux douces joies du calcul analytique et avec qui j'ai eu le bonheur de farfouiller longuement les équations à la recherche de la moindre petite faute de signe (!!). Merci pour notre petite balade à Venise au retour de Trieste et merci de m'avoir lâchement abandonnée à Hambourg en chaussettes devant ma chambre d'hôtel...

– Merci à **Liliana Buda-Prejbeanu** qui nous a été d'une grande aide dans ce travail avec ses précieux calculs numériques. Merci pour ta gentillesse et pour tous les calculs que tu lançais toujours avec le sourire (même s'il te fallait être parfois particulièrement patiente devant l'exigence/les désaccords des interprétations).

– Du côté de l'institut Néel, avec qui cette thèse a été menée en étroite collaboration, j'adresse un merci tout particulier au duo de choc indissociable, **Stéfanía Pizzini** et **Jan Vogel** (alias Monsieur Jan). Avec la douceur pour l'une et le grain de folie pour l'autre (chacun apportant sa part), ils ont en commun beaucoup d'humour et une gentillesse sans égal. Merci à tous les deux pour votre soutien aussi bien scientifique que moral. Lorsqu'on ne parlait pas de physique, j'ai aussi pris beaucoup de plaisir à discuter avec vous de la vie en général et à écouter vos exploits sportifs (grimper avec des bouteilles d'eau dans les mains... mais quelle idée!).

– Cette thèse a également été le fruit d'une collaboration avec le Laboratoire de Physique des Solides (LPS, Orsay). Dans ce contexte, j'ai eu l'honneur de travailler de près avec **André Thiaville**. Merci André de t'être intéressé à ce travail et d'avoir donné un élan particulier à cette thèse en apportant ta théorie qui, il faut bien le dire, a généré des discussions et débats animés au sein du groupe. Merci de m'avoir consacré autant de temps pour m'expliquer la physique des parois et pour répondre à mon bon milliard de questions. Mais surtout, merci énormément pour ta gentillesse, ta simplicité et ta disponibilité.

– Enfin, merci à **Safeer Chenattukuzhiyil** (et je l'ai écrit sans copier-coller!!), ou plus simplement Safeer CK, qui a pris la relève avec tant de motivation et de dynamisme. Merci de m'avoir aidée dans les manip quand je n'avais moi-même plus le droit d'y toucher (il paraît que j'avais une thèse à rédiger) toujours avec le sourire et sans jamais broncher (tu étais même plutôt du genre à en redemander!). Garde cette énergie qui j'en suis sûre te sera d'une grande aide dans ta carrière. Et par pitié stp, apprend à lever tes pieds!!!

Je tiens également à remercier les nombreuses autres personnes qui m'ont aidée dans ce projet (je me rends compte aujourd'hui à quel point la liste est longue) :

– Merci donc à **Alexandre Lopez** (alias le petit Alex), pour m'avoir fourni, à plusieurs reprises et en des temps records, des échantillons structurés tout droit sortis de salle blanche.

– Merci à **Sébastien Bandiera** (alias Bam..., non ne t’inquiète pas, je n’ai pas osé) pour m’avoir aidée dans mes débuts au labo et nous avoir si souvent rendu service pour les dépôts (et ce même quand tu étais en période de rédaction).

– Merci également à **Marc Drouard** pour tous les échantillons déposés à la dernière minute à la fin de ma thèse.

– Merci à **Stéphane Auffret** qui, en plus des divers dépôts, nous a bien souvent aidés à y voir un peu plus clair dans la science obscure des matériaux (et tout ça toujours dans un discours extrêmement concis bien-sûr).

– Merci à **Mair Schiev**, pour toutes les discussions scientifiques que nous avons pu avoir sur tous ces effets dus au spin-orbite.

– Merci également à **Ales Harbec** avec qui j’ai eu l’occasion de faire mes toutes premières manip (et d’écouter ses nombreux récits passionnés de montagnard).

– Un très grand merci à **Marlio Bonfim**, le dieu de la microbobine qui même depuis le Brésil m’a été d’une aide précieuse pour m’en sortir avec ces petits dispositifs qui m’ont causé tant de désagréments.

– Enfin, ce travail expérimental n’aurait pas été possible sans l’aide de tous les techniciens et ingénieurs qui ont apporté leur petite pierre à ce projet. Merci donc à **Edouard Wagner** pour ses nombreux secours en instrumentation ou en labview ; merci à **Guillaume Léa** pour avoir sacrifié un bon gros week-end pour m’initier à ce langage étrange qu’est labview et m’avoir aidée à réaliser mon programme d’analyse ; merci à **Denis Maillard** qui avait finalement pris pour habitude de se cacher lorsque j’approchais de l’atelier de peur de se voir confier une nouvelle mission ; merci à **Daniel Lepoittevin** et **Christophe Hoarau** pour leur aide en électronique ; et enfin merci à toute **l’équipe du pôle Nanofab** pour leur disponibilité sans faille même si, par principe, ils « râlent » toujours un peu quand on leur demande de l’aide (mais jamais sérieusement et jamais plus de quelques secondes).

A la conclusion de tout ce travail, je tiens à remercier ceux qui ont eu l’immense privilège (oui, oui, rien que ça... et en toute modestie bien sûr!) de m’attribuer le grade de docteur. Merci à mes deux rapporteurs, **Julie Grollier** et **Aurélien Manchon** pour la lecture attentive de ce manuscrit ainsi que pour vos questions et remarques avisées lors de la soutenance ; merci à **Dominique Givord** pour avoir trouvé un peu de temps entre Brésil et famille pour présider ce jury ; et merci à mes examinateurs **André Thiaville** et **Joo-Von Kim**, pour l’intérêt que vous avez porté à mon travail et pour m’avoir toujours encouragée.

Ces remerciements ne seraient pas complets si je n’ajoutais pas à cette longue liste tous ceux qui ont rendu la vie aussi agréable que possible au labo. Parce que quand on en vient à passer la majeure partie de son temps dans le labo (alors que toutes ces montagnes nous tendent les bras dehors... ce n’est pas triste ça ...), l’ambiance à l’intérieur prend une proportion bien plus importante.

Ici je pense en premier lieu à mes « co-bureau » qui, paraît-il, ont vu leur audition chuter de quelques décibels au cours de ces dernières années. Merci tout d’abord à Sylvain Martin et Elmer Montebianco. Cette expérience je l’ai vécue avec vous de bout en bout. Une expérience composée de joies, de doutes, de déprimés, de bonne-humeur, de thé, de prince de LU et schoko-bons, de petits traits, de discussions au tableau, de musique, de solidarité, de parties de foot dans le bureau, de bières, de craquages (beaucoup de craquages d’ailleurs) et surtout d’amitié. Merci également à Karol Marty qui a apporté sa « bonne-humeur » dans le bureau au cours de mes deux dernières années de thèse

et qui s'est révélé être plus qu'un simple collègue de bureau. Merci pour la Dibona, le Néron, les calanques, les bières, les discussions interminables à refaire le monde, les heures interminables (pour toi) à m'écouter me plaindre, pour les 4km de nage, pour ton sale caractère, pour ma cheville (sans rancune...) et pour avoir su te transformer en père Noël à plusieurs reprises. Enfin je pense également à Hongxin (the killer) et Juan qui ont aussi partagé ce même bureau pendant un an et avec qui les activités « extra-bureau » ont surtout été de l'ordre footballistique.

Merci à tous les sportifs du labo que j'ai accompagnés autant que possible lorsque les blessures diverses et variées n'avaient pas raison de moi. Merci à « vous, les grimpeurs », Pierre-Yves, Karol et Bernard pour les plus fidèles au poste (« vers le haut et on prend du plaisir ! »); aux nageurs du midi : Guillaume, Greg, Gilles, Cécile et Olivier avec qui nous nous sommes si souvent bagarrés pour se faire de la place dans les lignes d'eau (heureusement, nous avons l'arme secrète : le Gilles!); ainsi qu'à tous les footeux de SPINTEC et de la PTA avec qui nous avons « dignement » participé au tournoi du CNRS chaque année. (heureusement, l'équipe de nanofab était là pour reconforter mon amour propre). Enfin, dans la catégorie des sportifs, j'adresse un merci tout particulier à Guillaume Prenat, ma « meilleure copine du labo », pour tous les potins que nous avons échangés pendant nos séances de course et également pour m'avoir lancée dans mes prémices triathlétiques (qui cependant se sont stoppés net après ma première expérience).

Un très grand merci à Kat et Rachel qui ont un don particulier pour nous rendre la vie administrative aussi simple que possible (dans la mesure où l'on accepte que les mots 'administratif' et 'simple' se côtoient, bien entendu) et sur qui, il faut l'avouer, on a bien trop tendance à se reposer. Merci à toutes les deux pour votre disponibilité et votre efficacité. Le labo serait bien perdu sans vous !

Je tiens également à remercier les permanents du labo pour leur accueil, leur aide et la bonne ambiance : Vincent, Hélène, Daria, Stéphane, Clarisse (pas exactement de SPINTEC mais c'est tout comme), Guillaume, Greg, Claire, Ursula, Olivier, Mair et Isabelle.

Afin de bien faire ressortir ici mon petit côté fayot, je ne manquerai pas de remercier également les boss du labo. Merci à Jean Pierre d'avoir relancé les concours gâteaux (j'ai fait de mon mieux pour y faire honneur); merci à Bernard pour toutes les séances de grimpe à EV3; et merci à Lucian d'avoir apporté sa bonne humeur et d'avoir accru la communication avec la hiérarchie.

Et puis il y a aussi toute la bande de thésards et post-docs avec qui, en moyenne, les bières ont certainement été plus nombreuses que les cafés. Je pense ici à Sylvain, Elmer, Karol, Pierre-Yves, le petit Alex, le grand Alex, Lara, Kamil, Bertrand, Félipé, Mario, Karla, Marina, Giovanni, Marc, Cécile, Christophe, Pablo, Claire, Alexu, Mincho, Magali, Selma, Thomas, Léa et Mélissa.

J'ai également une pensée pour les anciens qui nous ont accueillis au labo : Lavinia, Maria, Seb, Michaël, Gor, Adrien et Emmeline; ainsi que pour la bande de crocus qui n'est en général pas la dernière motivée pour aller boire un verre (et qui après tout sont aussi les anciens) : Julien, Jérémy, Lucien et Erwan.

A cette longue liste de personnes que j'ai côtoyée au quotidien, je tiens également à remercier toutes celles qui m'ont acceptée dans leur labo à l'institut Néel. Avec ici un merci tout spécial pour Sandrine Da Col qui a été présente pour les moments de déprimés, de joies, de craquages et de rigolades, pour partager de nombreuses tasses de thé et qui

(quand le thé n'était plus suffisant) a également été une grande partenaire de bières. Merci également à toute la petite troupe du midi qui m'a accueillie à sa table et à tous ceux avec qui j'avais plaisir à partager quelques instants à la cafèt : Edward, Benjamin, Olivier, Nico, Arnaud, Laurent, Valérie, David, Marc, Christophe, Nora, JC, Ségolène, Alexis et Dipankar. Enfin merci à toute l'équipe de foot de nanofab grâce à laquelle j'ai finalement connu quelques victoires au sein du tournoi du CNRS.

Le chemin qui mène à la thèse n'est pas tout tracé et a été pour moi le fruit de nombreux concours de circonstances. Je tiens ici à rendre hommage aux quelques rencontres qui ont pesé dans la balance et m'ont conduite dans cette voie. Merci tout d'abord à Mr Courvoisier qui dans les années lycée a soudainement suscité mon intérêt pour la physique (et dire que quelques années plus tôt je demandais à une autre prof de physique : « et vous croyez vraiment que la physique me servira à quelque-chose dans la vie ? »). Merci également à Dominique Guidoni qui depuis mes premières années de fac m'a incitée à aller voir plus loin et à me lancer dans la voie de la recherche (alors que bon, j'étais quand même partie pour faire instit au départ). Merci à Olivier Fruchart, encadrant de mon tout premier stage de recherche, qui m'a fait découvrir et aimer la spintronique. Et enfin merci à Gilles Gaudin (tiens, encore lui) pour m'avoir donné l'envie de m'embarquer dans cette expérience à une période où j'étais pourtant prête à tout abandonner.

Enfin, il y a ceux qui à leur manière ont largement contribué au bon déroulement de cette thèse par leur soutien et leurs sourires. Ceux sur lesquels on peut toujours compter : les amis ! Merci à vous tous d'avoir été présents et d'avoir su m'éloigner de la thèse quand cela était nécessaire !

A commencer par les « grenoblois », je tiens tout d'abord à remercier ma super coloc, Hana, avec qui j'ai partagé de nombreux moments de joie, de délire et de complicité et sur qui j'ai toujours pu compter pour me ramasser (littéralement). Merci à Vincent pour tous les saucissons partagés en montagne avec une mention toute spéciale pour les Ecrins, à Sandrine pour avoir rempli ma vie de poneys et m'avoir fait découvrir ce petit coin de paradis qu'est Le Clot (pour cela, merci à Caro par la même occasion), à Camille pour son grand sourire de barbu et pour avoir patiemment supporté nos discussions de thésards, à Lara pour tous les petits plats concoctés pendant ma rédaction et pour m'avoir suivie dans l'aventure triathlétique (et aussi parce-que « 78 ça va » !), à Marco pour avoir apporté son sourire dans la coloc (forza Juve), à PY pour toutes les séances de grimpe et les bières qui s'en sont suivies, au Petit Alex pour son humour bien particulier. Merci également à tous les copains que j'ai rencontrés en école d'ingé et qui sont également restés à Grenoble pour une thèse : ManuE, Ben, Mathieu, Alex, Coco, Hélène, Ludo, Jil, Bobby, Yannick, Sylvain, Anne, Antoine et Adrien.

En s'éloignant de la sphère grenobloise, il y a bien-sûr les amitiés plus anciennes. Ceux que je côtoie depuis tellement d'années maintenant et qui sont toujours restés malgré mon sale caractère et les distances qui se sont installées entre nous. Merci à mes Dijonnais qui m'ont accueillie dans leur petit groupe pendant les « années lycée » et que je n'ai plus lâchés depuis : Noux (à nous deux le meilleur combo « scientifique-littéraire »), Michaël (entre « attaque clémentine » et descente du coude), Axel (pour les « attaques bisounours »), Antoine (pour la danse du « déloger » et parce que « pas du tout les lapins... »), et Kévin (go Fenris, go !). Merci également à toute la petite famille de fracks qui m'a apporté tellement de joies et de bonheur ces dernières années : merci particulièrement à Guillaume et Steph qui m'ont fait le plus beau des cadeaux avec ce petit Soren (trop parfait !); merci à Damien pour m'avoir encouragée depuis bien des années dans cette aventure doctorale, et merci aux « cousines » pour leur léger (mais alors si léger !) grain de folie. Bien entendu,

j'ai aussi une énorme pensée pour toi Romain qui a été à la base de toute cette petite famille. Toi qui nous a appris à quel point la vie est belle et combien il est important d'en profiter. Mais tu fais chier mec, c'était bien trop tôt !

Et puis il y a aussi la famille, la vraie ! Celle qu'on ne choisit pas. Heureusement pour moi, je suis très bien tombée. J'adresse ici un énorme merci à mes parents pour leur soutien permanent et pour m'avoir permis d'arriver là où j'en suis aujourd'hui.

Enfin, j'adresse un grand merci également à toutes les personnes qui sont venues assister à ma soutenance et, plus important encore, au pot de thèse. Merci pour votre soutien et pour avoir contribué par votre présence à rendre ce jour si spécial. J'espère que vous avez pris autant de plaisir que moi (si ce n'est pas pour la science, au moins pour les gâteaux). Et bien sûr, un merci particulier à tous ceux qui m'ont aidée à préparer le pot.

Pour finir, cette section étant la seule de ce manuscrit où je ne discute pas de physique, permettez-moi de prolonger le plaisir de quelques pages en ajoutant ici quelques citations qui ont ponctué ma thèse. Ces phrases, prononcées par les personnes qui m'ont entourée au cours de ces trois dernières années, m'ont suffisamment interpellée sur le moment pour que je les note sur un coin de mon bureau afin de ne pas les oublier. Elles font donc en quelque sorte partie de ma thèse et c'est pourquoi j'ai souhaité ici les inscrire dans ce manuscrit. Une petite précision est cependant nécessaire avant de continuer la lecture : toutes les phrases citées ici sont entièrement sorties de leur contexte. C'est d'ailleurs souvent cela qui en fait toute leur « beauté » ou leur originalité.

« A mes yeux, tu es l'image de ce que représente pour moi le mot scandaleux. »
Sylvain Martin, avril 2011

« Emilie, tu sais quand elle veut te demander quelque-chose car elle est gentille cinq minutes avant. Je l'ai vue faire avec Sébastien. »
Alexandre Lopez, avril 2011

« De toute façon tu es obligée de rester gentille avec moi parce-que tu as trop souvent besoin de moi ». *Sylvain Martin, avril 2011*

« Emilie est géniale, GÉ-NIA-LE ! »
Elmer Montebianco, mai 2011

« Tu sais te servir d'un synchrotron toi ? »
Pierre-Yves Clément, juin 2011

« Si SPINTEC était un lycée américain, tu serais la pom-pom girl de SPINTEC. »
Sylvain Martin, juin 2011

« C'est toi qui a raison, c'est ça qui est marrant. »
Gilles Gaudin, août 2011

« Pour Noël, je t'offrirai un programme qui marche. »
Sylvain Martin, septembre 2011

« Je chante un vélo, je chante un vélo volé... »
Olivier Boule, février 2012

« Gilles te dit ce que tu as le droit de faire, et moi je te dis ce que tu dois faire. »
Mihai Miron, 7 mars 2012

« Que s'est il passé ? Emilie est devenue très gentille. »
Elmer Montebianco, août 2012

« Emilie a un comportement très masculin. »
Gilles Gaudin, 7 septembre 2012

« C'est génial de travailler à côté de la folie. »
Elmer Montebianco, 26 octobre 2012

« Mais tu voulais pas faire un truc simple plutôt ? »
Gilles Gaudin, 5 novembre 2012

« Si tu commences à stresser, dis-toi que les gens en face de toi seront dans ton jury de thèse. »
Gilles Gaudin, 12 novembre 2012

« Emilie, elle refuse de voir la beauté d'une thèse sans papier. »
Gilles Gaudin, 28 novembre 2012

« Tu sers à rien à SPINTEC ! »
Karol Marty, décembre 2012

« Il est possible que j'ai tort des fois ». »
Mihai Miron, 21 décembre 2012

« J'ai l'habitude maintenant de me sentir bien quand les choses ne marchent pas. »
Elmer Montebianco, 11 janvier 2013

« Quand André Thiaville dit qu'on raconte une bêtise, la chance qu'il ait tort, c'est un peu comme de gagner six boules + complémentaire au loto quand on a même pas rempli le ticket. »
Olivier Fruchart, 21 mars 2013

« Il y a bien des gens qui arrivent à avoir un prix Nobel avec du scotch. Toi, avec un cure-dent, tu auras peut-être une thèse. »
Nicolas Rougemaille, 5 avril 2013

« Quand tu partiras, tu manqueras surtout à Gilles... à 4h. »
Jean-Pierre Nozières, 10 avril 2013

« Stresse-toi ! »
Olivier Boule, 26 juillet 2013

« C'est quoi l'excellence ? Bah, c'est Emilie. »
Benjamin Canals, 31 juillet 2013

« Est-ce que je suis en train de comprendre ? »
Alexandre Lopez, 12 août 2013

« Je suis comme Emilie, instable psychologiquement. »
Mihai Miron, 7 mars 2013

« Je suis fatigué de devoir toujours expliquer l'évidence. »
Mihai Miron, 3 juillet 2013

« Toi pendant ta thèse tu as eu plein de résultats, du coup on pouvait se permettre de les gâcher ». »
Alexandre Lopez, 16 août 2013

« Des fois, tu peux expliquer des trucs sans les avoir compris. C'est ce que j'apprends à faire ces derniers temps. »
Mihai Miron, 2 septembre 2013

« My thesis is relativistic : I spend more time and I reduce the size. »
Elmer Montebianco, 10 septembre 2013

« J'ai pas pensé à réfléchir. »
Maman, 25 septembre 2013

« C'est vrai, c'est faux, l'Histoire nous le dira. Et c'est moi qui fait l'Histoire. »
Mihai Miron, 14 décembre 2013

Table des matières

Introduction	1
I Etat de l'art	5
I.1 Dynamique de paroi dans les matériaux à anisotropie perpendiculaire . . .	6
I.1.1 Parois magnétiques dans les matériaux perpendiculaires	6
I.1.1.1 Energies dans un système ferromagnétique	6
I.1.1.2 Paroi de domaines	7
I.1.2 Dynamique de la paroi	9
I.1.2.1 Dynamique sous champ	10
I.1.2.2 Dynamique sous courant	13
I.2 Le couple de spin-orbite	18
I.2.1 Considération des éléments de symétrie : existence d'un nouveau couple	18
I.2.1.1 Symétries dans une paroi magnétique : STT	18
I.2.1.2 Symétries dans un domaine magnétique : SOT	20
I.2.2 Système asymétrique	23
I.2.3 Confirmation expérimentale	25
I.2.3.1 Champ effectif – <i>field-like</i>	25
I.2.3.2 Couple effectif – <i>Slonczewski-like</i>	27
I.2.4 Origine physique	29
I.2.4.1 Couplage spin-orbite	30
I.2.4.2 Effet Rashba	30
I.2.4.3 Effet Hall de Spin	32
I.2.4.4 Origine des contributions FL et SL	33
I.3 Influence du SOT sur la paroi	35
I.3.1 Déplacement de paroi sous courant dans le Pt/Co/AlOx	35
I.3.1.1 Expériences	35
I.3.1.2 Premières interprétation : influence du FL	40
I.3.1.3 Généralisation	43
I.3.2 Complexification	44
I.4 Conclusion	46
II Techniques expérimentales	47
II.1 Multicouche Pt/Co/AlOx	48
II.1.1 Description du système étudié	48
II.1.2 Structuration de l'échantillon	49
II.2 Détection de paroi par effet Kerr magnéto-optique	52
II.2.1 Effet Kerr magnéto-optique (MOKE)	52

II.2.2	Microscope Kerr à champ large	53
II.3	Déplacement de paroi sous courant	56
II.3.1	Injection du courant	56
II.3.2	Principe de la mesure	58
II.3.2.1	Préparation des parois	58
II.3.2.2	Mesure des vitesses	58
II.3.2.3	Déplacement de paroi en présence du champ planaire	60
II.4	Déplacement de paroi sous champ	62
II.4.1	Microbobine à champ pulsé	62
II.4.2	Principe de la mesure	63
II.4.2.1	Préparation des parois	63
II.4.2.2	Mesure des vitesses	64
III	Mise en évidence d'un effet « chiral »	67
III.1	Influence du champ longitudinal sur la dynamique de la paroi sous courant	68
III.1.1	Etude qualitative	68
III.1.2	Etude quantitative	70
III.1.3	Confrontation avec un modèle analytique	73
III.1.4	Origine de l'effet « chiral » ?	75
III.2	Influence du champ longitudinal sur la dynamique de la paroi sous champ perpendiculaire	76
III.2.1	Etude qualitative	76
III.2.2	Etude quantitative	79
III.2.3	Déplacement d'un domaine magnétique sous champ	81
III.3	Conclusion	83
IV	Parois Dzyaloshinskii	85
IV.1	L'interaction Dzyaloshinskii-Moriya	86
IV.1.1	Mécanisme de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya	86
IV.1.2	Influence de l'interaction DM sur les parois de domaines	88
IV.2	Simulations micromagnétiques et modélisation analytique	90
IV.2.1	Intégration de l'interaction DM dans les calculs micromagnétiques et le modèle q - Φ	90
IV.2.2	Influence de l'interaction DM sur la paroi statique	92
IV.3	Dynamique des parois Dzyaloshinskii sous l'action d'un champ	94
IV.3.1	Extension de l'état stationnaire par l'interaction DM	94
IV.3.2	Influence d'un champ longitudinal	96
IV.4	Dynamique des parois Dzyaloshinskii sous l'action d'un courant	102
IV.4.1	Dynamique de la paroi sous l'action unique du couple SL	102
IV.4.2	Généralisation : influence du SOT et du STT	104
IV.4.3	Influence d'un champ longitudinal	105
IV.4.4	Comparaison avec la littérature	107
IV.5	Conclusion	111
V	Amortissement anisotrope	113
V.1	Particularités marquantes de nos résultats et conséquences physiques	114
V.1.1	Dynamique sous l'action du courant	114
V.1.2	Dynamique sous l'action d'un champ magnétique \mathbf{H}_z	117
V.2	Compatibilité des ingrédients	120

TABLE DES MATIÈRES

V.2.1	Limites du modèle simple	120
V.2.2	Spéculations sur l'origine de l'amortissement anisotrope	121
	Conclusion générale	125
	Bibliographie	127

Introduction

Les mémoires peuvent très grossièrement se classer en deux catégories, les mémoires basées sur les semi-conducteurs et les mémoires magnétiques. Les premières ont l'avantage d'être intégrables facilement sur des circuits logiques. On les trouve donc entre autres au plus près des processeurs. Elles ont aussi l'avantage d'être très versatiles. Elles peuvent ainsi être très rapides mais très peu denses comme les SRAM utilisées par exemple dans les mémoires cache, ou très denses mais peu rapides comme les DRAM que l'on trouve à l'interface entre les mémoires cache et le stockage de masse et qui demandent en plus d'être rafraichies. Dans les deux cas, elles sont volatiles, c'est-à-dire qu'elles perdent l'information stockée si l'on ne les maintient pas alimentées en énergie. Il existe aussi des mémoires semi-conducteur non-volatiles, les mémoires FLASH qui sont très denses mais très lentes. Ce sont celles que l'on retrouve dans les clés USB ou encore dans certains ordinateurs en remplacement des disques durs. Les mémoires magnétiques de leur côté ont longtemps été cantonnées au stockage de masse. L'enregistrement magnétique a ainsi longtemps été, et reste encore, le moyen le plus économique pour stocker de grandes quantités d'information avec de grandes densités sur des temps relativement longs. L'archétype de la mémoire de masse magnétique est le disque dur dans lequel l'information est stockée sous la forme de grains magnétiques sur un substrat en rotation, la lecture se faisant au moyen d'une tête de lecture volant par dessus.

La découverte de la magnétorésistance géante (GMR) en 1988, récompensée par le prix Nobel en 2007 attribué à A. Fert et P. Grünberg, a eu plusieurs conséquences. Elle a permis d'une part d'augmenter la sensibilité des têtes de lecture des disques durs et ainsi d'augmenter de façon significative les densités de stockage. Elle a marqué d'autre part la naissance d'une discipline nouvelle à l'interface entre l'électronique et le magnétisme : l'électronique de spin ou spintronique. La caractéristique de cette discipline est que l'on rajoute un degré de liberté supplémentaire à l'électronique classique en manipulant le moment magnétique élémentaire de l'électron, à savoir son spin. Cette discipline a encore plus récemment connu un développement très important avec la découverte du couple de transfert de spin (STT), pendant de l'effet GMR, qui permet de manipuler l'aimantation au moyen d'un courant électrique. Par la possibilité qu'offre cet effet de manipuler localement l'aimantation conjointement avec l'effet de magnétorésistance qui permet de détecter les effets de cette manipulation, l'électronique de spin offre de nombreuses pos-

sibilités d'application à la fois dans le domaine des mémoires mais aussi dans celui de la logique. Un des axes important actuel de développement suivi par les industriels du domaine est par exemple le remplacement des SRAM et DRAM par des mémoires magnétiques qui permettraient d'introduire de la non-volatilité au coeur même des processeurs.

Un autre axe de recherche vise le stockage de masse et plus particulièrement le remplacement des disques durs par des mémoires qui seraient tout aussi peu chères mais offriraient des densités encore plus importantes pour des vitesses d'accès plus élevées et une consommation faible, sans qu'aucune pièce mécanique ne soit en mouvement afin de permettre leur utilisation dans des applications portables. Le dispositif le plus célèbre est le registre magnétique à décalage proposé par S. Parkin de IBM en 2004. Le principe de ce dispositif est de stocker l'information sous la forme d'une suite de domaines magnétiques, les bits d'information, séparés par des parois de domaines. Ces parois que l'on considèrera parfois dans ce travail comme des « objets » sont constituées par la région de l'espace séparant deux domaines dans laquelle l'aimantation tourne pour s'accommoder des orientations différentes de ces domaines. L'injection d'un courant électrique le long de la piste dans laquelle l'information est stockée permet de déplacer sans modification ce « train » de domaines vers un détecteur ou un dispositif d'écriture fixes. La proposition de ce dispositif a généré un intérêt important ces dernières années pour l'étude du déplacement de parois de domaines magnétiques au moyen d'un courant électrique par le phénomène de STT. En effet, la clé de ces dispositifs réside dans trois points principaux : la facilité avec laquelle les parois de domaines peuvent être mises en mouvement au moyen d'un courant le plus faible possible (cela définira la consommation) ; la vitesse que ces parois peuvent atteindre (cela définira le taux de transfert) et enfin la reproductibilité des déplacements afin de ne pas détériorer l'information.

Si les études de déplacement de parois au moyen d'un courant électrique ont longtemps buté sur la difficulté justement d'observer des déplacements reproductibles à grande vitesse, notamment dans des matériaux à aimantation perpendiculaire, une nouvelle classe de matériaux a permis très récemment des avancées marquantes. Ces matériaux sont constitués d'une couche magnétique très fine prise en sandwich entre deux matériaux non magnétiques différents dont l'un au moins présente un couplage spin orbite important. L'exemple le plus connu est le Pt/Co/AlOx étudié initialement au laboratoire SPINTEC. Les résultats étonnants et spectaculaires obtenus sur cet échantillon ont eu pour conséquence la mise en évidence d'un nouveau mécanisme, le couple de spin orbite (SOT) qui permet, comme le STT, la manipulation de l'aimantation au moyen d'un courant. Ces mécanismes diffèrent cependant par la géométrie des échantillons, la symétrie des effets et leur origine physique. Ce phénomène de SOT permet à la fois de propager des parois avec une grande efficacité mais aussi dans certains cas de gommer naturellement certaines des limitations du STT pour le retournement de l'aimantation dans des applications mémoire et logique. Il est déjà à la base de nouvelles propositions de dispositifs dans ces deux

domaines.

La compréhension fine des mécanismes sous-jacents reste néanmoins encore loin d'être acquise tout comme son effet sur la propagation des parois de domaines. Il est notamment parfois peu aisé de distinguer entre les différents mécanismes qui régissent cette propagation (STT, SOT, amortissement) qui fait quoi et avec quelle efficacité. L'objectif du travail que je présente ici était d'étudier l'influence de ce couple de spin orbite sur la dynamique des parois magnétiques dans des matériaux tri-couches à anisotropie perpendiculaire et à fort couplage spin-orbite. J'ai pour cela étudié le déplacement de ces parois à la fois sous courant et sous champ magnétique en appliquant simultanément un champ planaire dans le but de moduler la structure interne de la paroi et ainsi de distinguer entre les différents effets.

Le premier chapitre de ce manuscrit a pour but de présenter l'état de l'art et d'introduire les notions nécessaires à la compréhension du contexte et des résultats de cette thèse. Je présente tout d'abord la dynamique de la paroi dans les matériaux à anisotropie perpendiculaire et introduis la notion de couple spin-orbite. Je présente ensuite les premières études dédiées à l'influence du SOT sur les parois de domaines.

Le deuxième chapitre est dédié à la description des techniques expérimentales. J'y décris le système de Pt/Co/AlOx sur lequel j'ai travaillé et introduis la technique d'imagerie par effet Kerr utilisée ici pour détecter les parois magnétiques. Enfin, je décris les techniques et le principe de la mesure que j'ai utilisés pour étudier le déplacement des parois sous l'action d'un courant ou d'un champ magnétique.

Dans le troisième chapitre, j'ai regroupé l'ensemble des résultats expérimentaux que j'ai obtenus. Le SOT étant un phénomène anisotrope, j'ai étudié la dynamique de la paroi en contrôlant la structure de celle-ci à l'aide d'un champ planaire externe. L'interprétation des résultats expérimentaux s'est cependant avérée plus complexe et riche que prévu. Afin d'avoir une vision plus globale du phénomène physique, j'ai généralisé l'étude à l'influence du champ planaire sur la dynamique de la paroi aussi bien sous l'action d'un courant que sous l'action d'un champ magnétique \mathbf{H}_z .

Les chapitres quatre et cinq sont dédiés à l'interprétation des résultats expérimentaux.

Dans le quatrième chapitre, je considère la possible existence de l'interaction antisymétrique Dzyaloshinskii-Moriya dans le système de Pt/Co/AlOx. Après avoir introduit le mécanisme de cette interaction, je considère l'influence de celle-ci sur la structure statique de la paroi au moyen d'un modèle analytique et de calculs micromagnétiques. J'étudie ensuite les conséquences d'une telle structure sur la dynamique de la paroi.

Dans le dernier chapitre, je présente une approche alternative. Je propose d'interpréter les résultats expérimentaux en supposant une modification de la dynamique du système. En partant des résultats expérimentaux, j'en déduis les caractéristiques physiques marquantes qu'elles impliquent. Celles-ci me mènent à introduire la notion d'amortissement

anisotrope. Je montre que ce concept permet de retrouver les résultats expérimentaux. Je discute néanmoins les limites de ce modèle encore à l'état d'ébauche ainsi que certaines zones d'ombre qui restent à éclaircir. Je conclus enfin sur le travail qu'il reste à faire et les perspectives qu'ouvrent ce travail.

Cette thèse est le fruit de deux collaborations : avec l'Institut Néel pour les mesures expérimentales, et le Laboratoire de Physique des Solides pour les simulations micromagnétiques.

Chapitre I

Etat de l'art

Sommaire

I.1	Dynamique de paroi dans les matériaux à anisotropie perpendiculaire	6
I.1.1	Parois magnétiques dans les matériaux perpendiculaires	6
I.1.2	Dynamique de la paroi	9
I.2	Le couple de spin-orbite	18
I.2.1	Considération des éléments de symétrie : existence d'un nouveau couple	18
I.2.2	Système asymétrique	23
I.2.3	Confirmation expérimentale	25
I.2.4	Origine physique	29
I.3	Influence du SOT sur la paroi	35
I.3.1	Déplacement de paroi sous courant dans le Pt/Co/AlOx	35
I.3.2	Complexification	44
I.4	Conclusion	46

Ce chapitre a pour but de présenter les notions nécessaires pour comprendre le contexte et les résultats de cette thèse. Pour cela, j'introduirai dans une première partie la notion de paroi et décrirai sa dynamique en présence d'un champ magnétique ou d'un courant électrique. La deuxième partie sera consacrée au mécanisme du couple spin-orbite. Je discuterai les symétries de ce phénomène ainsi que ses possibles origines. Enfin, dans une dernière partie, je décrirai les premières études de déplacements de paroi en présence du couple spin-orbite. A partir de ces travaux, je discuterai les difficultés d'interprétation de ces résultats et introduirai la problématique de ce travail de thèse.

I.1 Dynamique de paroi dans les matériaux à anisotropie perpendiculaire

Dans cette partie, j'introduirai la notion de paroi de domaine et j'en décrirai la dynamique lorsque celle-ci est soumise à un champ magnétique ou un courant. Au cours de cette thèse, je me suis intéressée exclusivement aux matériaux à anisotropie perpendiculaire. Je décrirai donc uniquement ici les parois dans ce type de matériaux et je préciserai pourquoi ceux-ci sont particulièrement intéressants à étudier. Pour un état de l'art plus général, le lecteur pourra trouver plus d'informations dans des articles tels que [Thomas and Parkin, 2007] ou [Boulle et al., 2011].

I.1.1 Parois magnétiques dans les matériaux perpendiculaires

I.1.1.1 Energies dans un système ferromagnétique

L'état d'équilibre d'un système physique est déterminé par la minimisation de son énergie libre. L'énergie libre totale d'un système ferromagnétique est la somme de quatre contributions [O'Handley, 1999] : l'énergie d'échange ϵ_e , l'énergie d'interaction dipolaire ϵ_d , l'énergie d'anisotropie ϵ_a et l'énergie Zeeman ϵ_z .

Le comportement collectif des moments magnétiques dans un matériau ferromagnétique est induit par l'interaction d'échange. Dans le cas d'une interaction ferromagnétique, celle-ci tend à garder les moments magnétiques voisins parallèles¹. Le désalignement entre deux moments voisins coûte au système une énergie appelée énergie d'échange.

Le champ magnétique créé par un dipôle unique se referme sur lui-même. Lorsque l'on considère une assemblée de dipôles, le champ magnétique résultant peut être orienté dans une direction non-parallèle à l'aimantation locale. Ce champ, appelé champ démagnétisant, peut déstabiliser cette orientation locale. Il s'oppose à la formation d'un état uniformément aimanté par le gain d'une énergie magnétostatique. Le résultat est par exemple la division d'un système ferromagnétique uniforme en domaines. Cette interaction peut être modélisée par l'introduction de charges magnétiques de volume et de surface.

Dans un matériau cristallin à anisotropie uniaxiale, les moments magnétiques s'orientent selon un axe privilégié du réseau appelé axe de facile aimantation. Ceci est dû au fait que les moments magnétiques interagissent avec le réseau cristallin via l'interaction spin-orbite. L'énergie magnétocristalline se définit par le coût en énergie de la déviation des moments magnétiques par rapport à l'axe de facile aimantation.

Enfin, l'énergie Zeeman correspond à l'interaction entre l'aimantation du système et un champ magnétique. Celle-ci tend à aligner tous les moments du système parallèlement

1. Par convention, nous utiliserons le terme "parallèle" pour désigner des vecteurs colinéaires pointant dans le même sens

au champ.

Dans le cas d'une couche mince à anisotropie perpendiculaire (*i.e.* dont l'aimantation pointe hors du plan), les énergies magnétostatiques et magnétocristallines sont en compétition. Alors que l'énergie démagnétisante tend à garder l'aimantation dans le plan afin de réduire les charges magnétostatiques de surface (figure I.1.a), l'énergie magnétocristalline tend à garder les moments magnétiques hors du plan (figure I.1.b). Par conséquent, l'anisotropie magnétocristalline doit être supérieure à l'interaction dipolaire pour pouvoir garder l'aimantation hors du plan². Par ailleurs, afin de réduire le champ démagnétisant, le système peut se diviser en plusieurs domaines magnétiques séparés par des parois de domaines (cf figure I.1.c). Dans ce cas, la formation de ces domaines résulte de la compétition entre la réduction en énergie magnétostatique et le coût en énergie pour créer les parois (interaction d'échange).

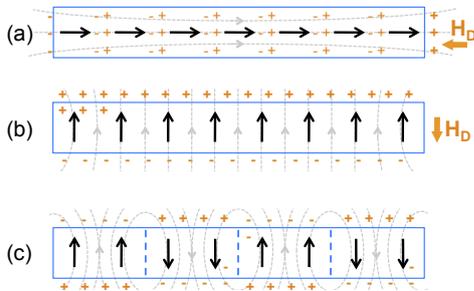


Figure I.1 – Répartition des charges magnétostatiques dans une couche mince ferromagnétique pour une aimantation planaire (a) et hors du plan (b,c). Afin de réduire le champ démagnétisant, le système peut se diviser en plusieurs domaines magnétiques séparés par des parois de domaine (tirets) (c). Les lignes grises représentent les lignes de champ magnétostatique et le vecteur \mathbf{H}_D indique la direction du champ démagnétisant. Celui-ci est d'autant plus grand que le nombre de charges est important et que celles-ci sont rapprochées.

I.1.1.2 Paroi de domaines

Une paroi magnétique représente la zone dans laquelle l'aimantation se renverse entre deux domaines. Le renversement de l'aimantation dans la paroi n'est pas abrupt et se fait progressivement sur une distance finie. Cette distance définit la largeur de la paroi. Dans les matériaux à anisotropie perpendiculaire, les parois sont particulièrement fines (de quelques dizaines de nanomètres à quelques nanomètres) en raison de la forte anisotropie magnétocristalline. En effet, dans le cas d'une couche mince, la largeur de la paroi Δ résulte de la compétition entre les énergies d'échange et d'anisotropie [O'Handley, 1999] : $\Delta = \sqrt{\frac{A_{ex}}{K_0}}$, où A_{ex} est le coefficient d'échange et K_0 est la constante d'anisotropie. Elle est d'autant plus fine que l'anisotropie magnétocristalline est importante. Si la paroi est très fine, l'angle formé entre deux moments magnétiques voisins est important et le coût en énergie d'échange est important (figure I.2(a)). Dans le cas d'une paroi large, cet angle

2. Dans des couches très fines où l'énergie magnétostatique est très élevée et tend à mettre l'aimantation dans le plan, une anisotropie perpendiculaire est obtenue en augmentant l'anisotropie magnétocristalline d'interface, au moyen de couches non magnétiques à fort spin-orbite accolées à la couche magnétique [Rodmacq et al., 2009].

est réduit au détriment de l'énergie magnétocristalline puisque beaucoup de moments magnétiques sont à présent déviés de l'axe de facile aimantation (figure I.2(b)).

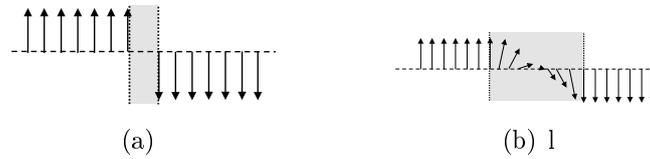


Figure I.2 – Représentation schématique du renversement d'aimantation en fonction de la largeur de paroi (le renversement est abrupt pour une paroi étroite et progressif pour une paroi large). La paroi étroite est coûteuse en énergie d'échange (a) alors que la paroi large coûte cher en énergie d'anisotropie (b).

La paroi est décrite par sa largeur et sa structure. Cette dernière se définit comme la distribution spatiale de l'aimantation à l'intérieur de la paroi. Dans une couche mince à anisotropie perpendiculaire, pour passer d'un domaine où l'aimantation pointe vers le haut à un autre où elle pointe vers le bas, l'aimantation se renverse en tournant soit dans le plan de la paroi (figure I.3(b)), soit perpendiculairement au plan de la paroi (figure I.3(c)). Pour ces deux configurations, la paroi est appelée respectivement paroi de Bloch ou paroi de Néel. Le choix entre l'une ou l'autre des deux structures est déterminé par l'énergie magnétostatique et dépend des dimensions du système et de la largeur de la paroi. En effet, la répartition des charges magnétostatiques sera différente dans le cas d'une paroi dans une couche mince infinie ou dans une couche structurée en bande de largeur w .

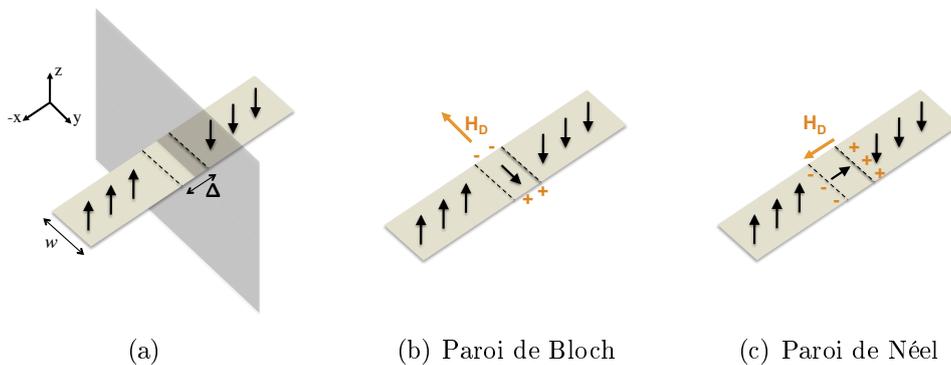


Figure I.3 – Représentation schématique d'une paroi magnétique dans un matériau à anisotropie perpendiculaire. La structure de la paroi est généralement dictée par l'énergie dipolaire. Elle dépend des dimensions du système et de la largeur de la paroi. Les charges magnétostatiques sont représentées en orange et le vecteur \mathbf{H}_D indique la direction du champ démagnétisant.

Dans le cas d'une couche mince infinie ($w = \infty$), la structure de Bloch est favorisée. En effet, alors qu'un champ démagnétisant transverse à la paroi apparaît pour une structure de Néel, l'énergie magnétostatique est minimisée pour une paroi de Bloch puisque les charges magnétiques sont repoussées à l'infini. Dans le cas d'une couche mince structurée

en bande, le type de paroi dépend des dimensions du système. Si la largeur de la bande est inférieure à celle de la paroi, le système préférera une configuration de Néel afin de réduire le champ démagnétisant [Koyama et al., 2011a]. En effet, si $w < \Delta$, les charges magnétiques sont plus éloignées sur les bords de la paroi de Néel que sur les bords du fil pour la paroi de Bloch. Enfin, si la largeur de la paroi et de la bande sont du même ordre de grandeur, l'aimantation à l'intérieur de la paroi adoptera une structure intermédiaire entre la paroi de Bloch et celle de Néel.



Remarque :

Dans le cas des matériaux à aimantation planaire, la structure de la paroi peut prendre d'autres formes : structure transverse ou vortex. Contrairement aux structures de Bloch et de Néel, ces parois ne peuvent pas être traitées de manière unidimensionnelle. Leur structure étant plus compliquée, ces cas doivent être traités à partir de calculs micromagnétiques ou à l'aide de modèles analytiques 1D « améliorés » prenant en compte les degrés de libertés supplémentaires [Clarke et al., 2008].

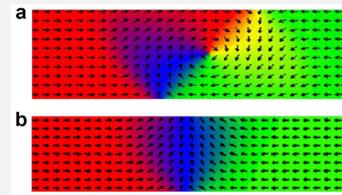


Figure I.4 – (a) Paroi vortex (b) Paroi transverse [Beach et al., 2008]

Les matériaux à anisotropie perpendiculaire sont particulièrement intéressants pour l'étude du déplacement de parois de domaines. Les parois, qu'elles soient de Bloch ou Néel présentent une structure simple et rigide. Cette rigidité leur permet de se déplacer sans déformation trop importante de leur structure. Leur faible largeur est attractive dans l'optique d'applications du type mémoire pour lesquelles une densité de plus en plus importante est toujours recherchée. Enfin, la présence d'une interaction spin-orbite importante, à l'origine entre autres de la forte anisotropie perpendiculaire, est aussi un atout pour le déplacement de parois puisqu'il permet d'augmenter la vitesse de déplacement de la paroi en régime stationnaire sous l'action du courant (cf partie I.1.2.2).

I.1.2 Dynamique de la paroi

Il existe au moins deux façons de déplacer une paroi magnétique. La première est d'utiliser un champ magnétique externe appliqué selon l'axe de facile aimantation. Dans ce cas, les domaines dont l'aimantation pointe dans la même direction que le champ sont favorisés et étendent leur volume. Au contraire, ceux dont l'aimantation est opposée au champ la réduisent et tendent à disparaître. Il en résulte un déplacement des parois de domaine dans des directions opposées pour une paroi up/down et une paroi down/up

(figure I.5.a). Un autre moyen de déplacer une paroi est d'utiliser un courant électrique. Dans ce cas, le déplacement a lieu, par exemple, grâce au phénomène de couple de transfert de spin³. Lorsque les électrons de conduction traversent le système, ils se polarisent dans les domaines puis interagissent avec les moments localisés dans la paroi. Cette interaction induit le déplacement de la paroi. Cette méthode de déplacement de la paroi sous courant est plus avantageuse pour les applications puisque dans ce cas toutes les parois bougent dans la même direction (figure I.5.b). Les domaines conservent ainsi leur taille initiale et l'information peut être transmise sans modification.

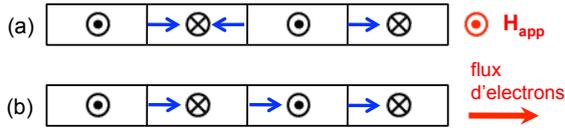


Figure I.5 – Direction de déplacement des parois sous l'influence d'un champ magnétique \mathbf{H}_{app} (a) et d'un courant \mathbf{I} (b).

Dans cette partie, je décris la dynamique de la paroi sous champ et sous courant.

I.1.2.1 Dynamique sous champ

a) Equation de LLG

La dynamique d'une paroi est décrite par l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). Cette équation, qui décrit de manière générale la dynamique de l'aimantation, considère l'ensemble du système micromagnétique. Ainsi, les différentes énergies intervenant dans le système (anisotropie magnétocristalline, échange, magnétostatique et Zeeman) sont prises en compte à travers un champ effectif local \mathbf{H}_{eff} ⁴.

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \gamma_0 \mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{m} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \quad (\text{I.1})$$

où $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_S}$ avec \mathbf{M} l'aimantation locale et M_S l'aimantation spontanée du matériaux.

L'équation de LLG (I.1) décrit la variation temporelle de l'aimantation sous l'action d'un champ magnétique. Lorsque l'aimantation et le champ ne sont pas parallèles, le système est hors équilibre. Il est alors décrit par deux termes. Le premier est un couple conservatif qui décrit un mouvement de précession de l'aimantation autour du champ effectif \mathbf{H}_{eff} . La vitesse angulaire de précession est proportionnelle au champ \mathbf{H}_{eff} et au rapport gyromagnétique γ_0 . Le deuxième terme est dissipatif et tend à ramener le système à un état d'équilibre. Ce couple est proportionnel au coefficient d'amortissement α et à la variation temporelle de l'aimantation. Il est perpendiculaire à la fois à l'aimantation et à sa trajectoire.

3. Nous verrons dans ce chapitre que, sous l'action du courant, les parois peuvent également être déplacées grâce au couple de spin-orbite (cf partie I.3)

4. Le champ effectif \mathbf{H}_{eff} associé à l'aimantation \mathbf{M} dérive de l'énergie magnétique effective ($\epsilon_{eff} = \epsilon_a + \epsilon_e + \epsilon_d + \epsilon_z$) et est donné par l'expression $\mu_0 \mathbf{H}_{eff}(\mathbf{M}) = \partial \epsilon_{eff}(\mathbf{M}) / \partial \mathbf{M}$.

b) Déplacement de paroi sous champ

Walker montra que, en présence d'un champ magnétique \mathbf{H}_{app} appliqué selon l'axe de facile aimantation, une paroi se déplace selon deux régimes différents [Schryer and Walker, 1974] : un régime de forte mobilité à faible champ et un régime de faible mobilité à fort champ (figure I.6).

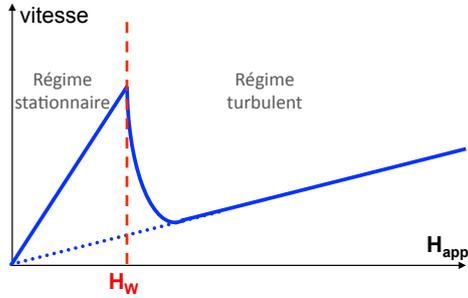


Figure I.6 – Vitesse de déplacement de la paroi en fonction du champ appliqué \mathbf{H}_{app} . La ligne rouge indique la transition de Walker qui sépare les deux régimes de mobilité.

Pour des faibles valeurs de champ, la paroi se déplace dans un régime stationnaire. Le déplacement est obtenu par la rotation simultanée de tous les moments magnétiques à l'intérieur de la paroi et le mouvement, une fois le régime stationnaire établi, est équivalent à une simple translation du système. La structure interne de la paroi reste donc constante au cours du déplacement. La vitesse de la paroi est proportionnelle au champ appliqué et dépend de la largeur de la paroi et de l'amortissement du matériau. La mobilité, définie par le rapport de la vitesse par le champ magnétique appliqué, est donnée par $\mu_{stationnaire} = \frac{\gamma\Delta}{\alpha}$.

Au delà d'un champ critique appelé champ de Walker ($\mathbf{H}_w = \frac{\alpha M_S}{2}$), la paroi entre dans un régime turbulent caractérisé par un mouvement de précession de l'aimantation au centre de la paroi. Ceci a pour conséquence de diminuer la vitesse de déplacement. Dans ce cas, la mobilité de la paroi est donnée par $\mu_{turbulent} = \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} \gamma\Delta$. La transition entre ces deux régimes est appelée instabilité de Walker. Notons par ailleurs que dans les deux régimes, la vitesse de la paroi est d'autant plus grande que la paroi est large.

Dans la suite de ce paragraphe, je décris la dynamique de la paroi dans ces deux régimes. Pour cela, on se place dans le référentiel lié à la paroi (dont l'origine est le centre de celle-ci). Par ailleurs, afin de simplifier le problème, la paroi est réduite à un petit domaine dans lequel l'aimantation est planaire et uniforme (figure I.7). La dynamique de la paroi est alors décrite par les couples agissant sur cette aimantation au centre de la paroi : un couple dans le plan aura pour effet de déformer la paroi, alors qu'un couple hors du plan aura pour conséquence de la déplacer avec une vitesse proportionnelle à l'amplitude de ce couple.

Le mécanisme de déplacement de la paroi, décrit par l'équation de LLG, est illustré dans la figure I.7.⁵

5. Remarque : Dans cette partie, nous considérons toujours le cas d'une paroi de Bloch. Notons

Pour des faibles valeur de champ \mathbf{H}_{app} appliqué selon l'axe z , l'aimantation au centre de la paroi est soumise à un couple planaire \mathbf{T}_{app} qui a pour effet de déformer la paroi en faisant tourner l'aimantation dans le plan (x,y) . Cette déformation donne naissance à un champ démagnétisant \mathbf{H}_{D} aligné le long de l'axe x et opposé à la projection de l'aimantation sur cet axe. C'est ce champ démagnétisant qui est responsable du déplacement de paroi puisque son couple associé \mathbf{T}_{D} est orienté hors du plan.

Le caractère stationnaire du déplacement est obtenu grâce au terme d'amortissement. En effet, la dissipation associée au mouvement de la paroi impose un couple \mathbf{T}_{α} , proportionnel à T_{D} , qui s'oppose au couple \mathbf{T}_{app} . L'état stationnaire est obtenu lorsque ces deux couples planaires se compensent parfaitement. La paroi est alors déformée et ne subit plus que l'influence du couple \mathbf{T}_{D} alors constant. Autrement dit, c'est la déformation de la paroi qui, par la création du champ démagnétisant, permet le déplacement de la paroi.

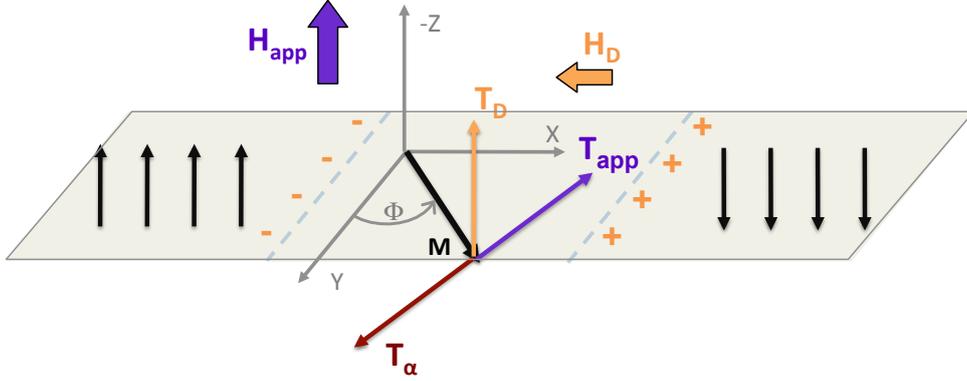


Figure I.7 – Illustration de la condition de stabilité de la paroi sous l'action d'un champ \mathbf{H}_{app} . Le couple \mathbf{T}_{D} associé au champ démagnétisant est responsable du déplacement de la paroi. Les couples impliqués dans ce mécanisme sont ⁶ :

$$\mathbf{T}_{\text{app}} = -\gamma_0(\mathbf{m} \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{app}}), \quad \mathbf{T}_{\text{D}} = -\gamma_0(\mathbf{m} \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{D}}) \quad \text{et} \quad \mathbf{T}_{\alpha} = \alpha(\mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t})$$

L'instabilité de Walker apparaît lorsque la compensation des torques planaires n'est plus possible. Le couple \mathbf{T}_{D} étant proportionnel à la composante \mathbf{m}_y de l'aimantation et au champ démagnétisant H_{D} , sa valeur est maximale lorsque l'aimantation forme un angle $\phi_{\text{max}} = \pi/4$ avec l'axe y . Lorsque le champ \mathbf{H}_{app} induit un angle ϕ supérieur à celui-ci, le couple \mathbf{T}_{app} ne peut plus être compensé par \mathbf{T}_{α} (proportionnel à \mathbf{T}_{D}). La paroi entre alors dans un régime oscillant : l'aimantation précède autour de l'axe z , engendrant successivement un couple \mathbf{T}_{D} positif puis négatif. La paroi avance alors en

pendant que la dynamique est similaire dans le cas d'une paroi de Néel pour décrire la dynamique de la paroi.

6. Un couple correspond à la variation temporelle d'un moment angulaire sous l'action d'une force extérieure. Sous l'action d'un champ magnétique, l'aimantation est donc soumise à un couple de la forme $\mu_0 M_S(\mathbf{m} \times \mathbf{H})$. Dans ce manuscrit, par soucis de simplification, je considérerai comme couple tous les termes de la dimension de $d\mathbf{m}/dt$.

variant périodiquement sa vitesse ce qui réduit considérablement sa vitesse moyenne de déplacement.

Pour résumer, en présence du champ \mathbf{H}_{app} , l'aimantation au centre de la paroi tourne jusqu'à trouver un angle d'équilibre. La paroi se déplace alors de manière continue dans un régime stationnaire. Au delà d'un champ \mathbf{H}_{app} critique correspondant au champ de Walker, l'aimantation au centre de la paroi ne trouve plus de position d'équilibre. Le champ a un effet déstabilisant sur la paroi qui entre alors dans un régime turbulent. Dans ce régime, l'aimantation au centre de la paroi précède ce qui a pour effet de ralentir fortement la vitesse moyenne de déplacement. On parle de régime de faible mobilité, en opposition au régime stationnaire de forte mobilité.

I.1.2.2 Dynamique sous courant

a) Origine du STT dans les parois

La possibilité de déplacer des parois magnétiques par injection d'un courant polarisé en spin a été proposée par Berger en 1978 [Berger, 1978].

Dans un métal de transition 3d ferromagnétique, le courant électrique est naturellement polarisé en spin grâce à l'interaction s-d qui tend à aligner le spin des électrons de conduction avec l'aimantation locale. Lorsqu'un courant d'électrons traverse une paroi magnétique, le spin des électrons de conduction tend à s'aligner avec l'aimantation locale. Ce changement de direction de spin provoque, suivant la loi d'action/réaction, un couple sur l'aimantation à l'intérieur de la paroi. Ce couple, appelé couple de transfert de spin (STT pour *Spin Transfer Torque*), correspond à un transfert de moment angulaire des électrons de conduction vers les moments localisés.

Dans la littérature, deux contributions ont été identifiées pour décrire le STT : le couple adiabatique (A) et le couple non-adiabatique (NA).

La première contribution décrit le fait que les spins des électrons de conduction s'alignent parfaitement avec l'aimantation locale à l'intérieur de la paroi. Ils suivent alors de manière adiabatique le profil d'aimantation de celle-ci. Le couple adiabatique est alors obtenu par conservation du moment total [Xiao et al., 2006] :

$$\mathbf{T}_A = \frac{g\mu_B P}{2eM_S} (\mathbf{J} \cdot \nabla) \mathbf{m} \equiv -(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m} \quad (\text{I.2})$$

où μ_B est le magnéton de Bohr, P la polarisation du courant et \mathbf{J} la densité de courant. Le vecteur \mathbf{u} a la dimension d'une vitesse et est souvent associée à la vitesse de dérive des électrons de conduction⁷. Sa direction est donc opposée à la densité de courant \mathbf{J} .

7. Notons cependant que le vecteur \mathbf{u} n'est pas exactement équivalent à la vitesse de dérive des électrons de conduction puisqu'il est également proportionnel à la polarisation du courant P et la quantité de μ_B par atome.

Pour un courant appliqué dans le plan de la couche, perpendiculairement à une paroi, le couple \mathbf{T}_A est orienté hors du plan et son sens est opposé pour une paroi up/down et down/up. Par ailleurs, tout couple agissant sur un moment magnétique est équivalent à un champ effectif. Ceux-ci sont reliés par la relation $\mathbf{T} = -\gamma_0(\mathbf{m} \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}})$. Ainsi, le couple \mathbf{T}_A est équivalent à un champ effectif \mathbf{H}_A orienté dans le plan de l'échantillon (axe de difficile aimantation). Il ne participe pas directement au déplacement de la paroi mais il en modifie la structure.

Au début des années 2000, les premières expériences ont montré que la théorie prenant en compte uniquement le couple adiabatique n'était pas suffisante pour décrire la dynamique de la paroi sous courant. En effet, les valeurs de courant critique observées expérimentalement étaient inférieures à celles prédites par la théorie [Yamaguchi et al., 2004]. Pour expliquer ces résultats, un nouveau couple, appelé non-adiabatique, a été proposé [Zhang and Li, 2004, Thiaville et al., 2005]. Cette dénomination a initialement été choisie afin d'opposer les couples adiabatique et non-adiabatique. Par convention, cette dénomination a été conservée avec les années. Cependant il est important de noter que le couple non-adiabatique n'est ici pas lié à la notion d'adiabaticité. Il constitue la contribution dissipative du phénomène. L'expression de ce couple, orthogonal au couple adiabatique et à l'aimantation dans la paroi, est donnée par :

$$\mathbf{T}_{NA} = \beta \mathbf{m} \times [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m}] \quad (\text{I.3})$$

Le couple non-adiabatique est caractérisé par le paramètre sans dimension β qui représente le rapport entre les deux couples de STT ($\beta = \frac{T_{NA}}{T_A}$). A partir de l'expression I.3, nous pouvons d'ores et déjà remarquer que ce couple est équivalent à un champ effectif orienté selon l'axe de facile aimantation. Par conséquent celui-ci a une influence importante sur la dynamique de la paroi puisqu'il participe directement à son déplacement.

Plusieurs approches ont été proposées pour expliquer l'origine du couple non-adiabatique.

Dans une approche diffusive, Zhang et Li [Zhang and Li, 2004] considèrent l'évolution de la densité de spin hors équilibre (*i.e.* la composante du spin des électrons de conduction non-alignée avec l'aimantation locale) en présence de l'interaction d'échange s - d et de la relaxation de spin définie par le taux de spin-flip τ_{sf} . Cette densité de spin hors équilibre est soumise à une précession autour de l'aimantation locale avec un temps caractéristique τ_{sd} et relaxe (diminution de son amplitude) avec un temps caractéristique τ_{sf} . Elle exerce ainsi sur l'aimantation un couple de transfert de spin dont les deux composantes \mathbf{T}_{NA} et \mathbf{T}_A ont leur rapport d'amplitude égal au paramètre β défini tel que :

$$\beta = \frac{\tau_{sd}\tau_{sf}}{(\tau_{sd}^2 + \tau_{sf}^2)} \approx \frac{\tau_{sd}}{\tau_{sf}} \quad (\text{I.4})$$

L'approximation $\beta \approx \frac{\tau_{sd}}{\tau_{sf}}$ est obtenue en prenant en compte les ordres de grandeur des deux temps caractéristiques, τ_{sf} étant en général bien plus long que τ_{sd} (dans un FM, $\tau_{sf} \sim 10^{-12}$ s et $\tau_{sd} \sim 10^{-14}$ s).

A la fin des années 2000, Garate *et al.* mettent en évidence l'origine intrinsèque du paramètre β en considérant le rôle de l'interaction spin-orbite dans le système de manière plus générale [Garate et al., 2009]. Ces études ont notamment montré que, de manière cohérente avec la théorie prédite par Zhang et Li, β est relié au phénomène de spin flip ($\beta \propto \frac{1}{\tau_{sf}}$).

En conclusion, ces différents travaux mettent en évidence le rôle important de l'interaction spin-orbite pour le paramètre β . Ils montrent que le couple non-adiabatique est d'autant plus grand que le couplage spin-orbite est élevé, tant que celui-ci reste inférieur à l'interaction d'échange [Zhang and Li, 2004], *i.e.* tant que l'interaction spin-orbite n'est pas trop importante et ne détruit pas la polarisation du courant en spin.

Par ailleurs, notons que d'autres explications ont également été proposées pour le cas particulier de parois très fines (de l'ordre du sub-nm). Sans entrer dans les détails, la contribution purement non-adiabatique du STT apparaît lorsque le gradient d'aimantation est trop important pour que la polarisation du courant de spin suive la direction de l'aimantation locale [Xiao et al., 2006, Tatara and Kohno, 2004, Barnes and Maekawa, 2005, Petitjean et al., 2012].

b) Influence du STT sur la paroi

Thiaville *et al.* [Thiaville et al., 2005] furent les premiers à proposer une étude micro-magnétique complète de la dynamique de paroi en prenant en compte les deux contributions du STT. Ces travaux soulignent l'importance du couple non-adiabatique dans la dynamique de la paroi.

Sous l'action du courant, l'équation de LLG est étendue et prend la forme suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{m} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m} + \beta \mathbf{m} \times [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m}] \quad (\text{I.5})$$

Un résultat important de cette étude est la mise en évidence d'une dynamique similaire à celle observée dans le cas de la propagation induite par un champ magnétique. Ainsi, de la même manière que sous un champ appliqué, la dynamique de la paroi évolue selon deux régimes différents : un régime stationnaire de forte mobilité dans lequel la paroi se déplace avec une vitesse $\mathbf{v} = \frac{\beta}{\alpha} \mathbf{u}$; et un régime turbulent de faible mobilité dans lequel la paroi est instable et se déplace à la vitesse de dérive des électrons ($\mathbf{v} = \mathbf{u}$) en modifiant continuellement sa structure interne. Alors que le régime stationnaire est régi par le couple non-adiabatique, le régime turbulent est dominé par le couple adiabatique.

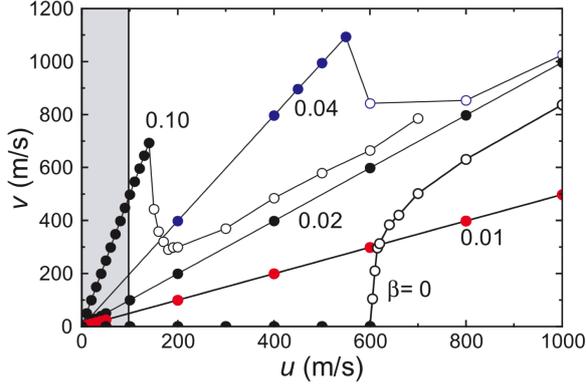


Figure I.8 – Vitesses de déplacement d’une paroi en fonction de la vitesse \mathbf{u} proportionnelle à la densité de courant polarisé en spin ($\mathbf{u} = \frac{g\mu_B P}{2eM_S} \mathbf{J}$) pour différentes valeurs de β . Les calculs ont été effectués pour un coefficient d’amortissement α de 0,02. Figure extraite de [Thiaville et al., 2005]

La figure I.8 décrit la dynamique de la paroi à l’intérieur d’une bande parfaite calculée pour différentes valeurs du paramètre β . En fonction des paramètres α et β , trois situations sont à distinguer :

- $\beta = 0$: sous l’action unique du couple adiabatique, la paroi a une vitesse nulle pour des faibles densité de courant et ne peut se déplacer qu’à partir d’une densité de courant critique dans un régime turbulent.
- $\beta \neq 0$: en présence du couple non-adiabatique ($\beta \neq 0$), les deux régimes sont présents et la vitesse de déplacement est non-nulle pour toute densité de courant finie. La paroi se déplace en régime stationnaire pour des faibles courants et en régime turbulent au delà d’un courant critique. La transition entre ces deux régimes est similaire à la transition de Walker observée dans la dynamique de paroi sous champ.
- $\beta = \alpha$: dans le cas particulier où l’amortissement est égal au paramètre β , la paroi se déplace toujours en régime stationnaire quelle que soit la valeur du courant. Nous verrons plus loin que, dans ce cas, la paroi n’a pas besoin de déformer sa structure pour se déplacer.

Dans la suite de ce paragraphe, je décris l’action de ces différents couples sur le déplacement de la paroi dans le cas le plus général $\alpha \neq \beta$.

Influence du couple non-adiabatique sur la paroi ($\beta \neq 0$)

Le couple non-adiabatique joue un rôle important dans la dynamique de la paroi puisqu’il permet le déplacement de celle-ci pour toute valeur de courant non nulle (dans le cas d’un fil parfait).

Pour un courant appliqué selon l’axe x , le couple \mathbf{T}_A est orienté hors du plan alors que le couple non-adiabatique \mathbf{T}_{NA} est orienté dans le plan de la couche (figure I.9). Ce dernier agit donc de manière similaire à un champ appliqué selon la direction de facile aimantation (cf partie I.1.2.1). Il induit une rotation de l’aimantation à l’intérieur de la paroi dans le plan de la couche. Cette rotation donne naissance à un champ démagnétisant \mathbf{H}_D dans le plan perpendiculaire à la paroi. Le couple associé à ce champ démagnétisant

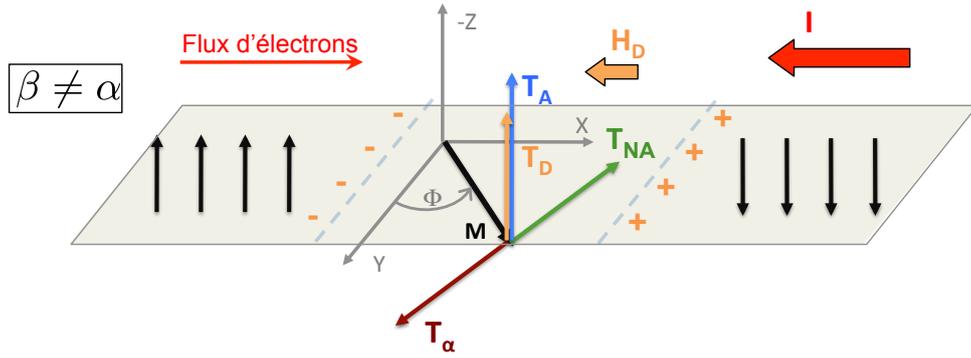


Figure I.9 – Condition de stabilité de la paroi sous l'influence d'un courant en régime permanent ($\beta \neq \alpha$).

est orienté hors du plan et s'ajoute au couple adiabatique \mathbf{T}_A . C'est la somme de ces deux couples hors du plan qui est à l'origine du déplacement de la paroi. La condition de stabilité est obtenue grâce à la dissipation associée à ce mouvement qui s'oppose au couple non-adiabatique \mathbf{T}_{NA} . De la même manière que pour le déplacement sous champ, ce régime stationnaire n'est possible que pour un angle d'équilibre ϕ inférieur à $\frac{\pi}{4}$. Au delà d'une valeur de courant critique, la dissipation n'est plus suffisante pour compenser le couple non-adiabatique. La paroi se déplace alors en régime turbulent en déformant sa structure de manière périodique.

Dans le cas particulier où le paramètre β est égal au coefficient d'amortissement ($\beta = \alpha$), les couples \mathbf{T}_{NA} et \mathbf{T}_α se compensent quelle que soit la valeur du courant. Par conséquent, seul le régime stationnaire est possible : la paroi n'est pas déformée et se déplace à la vitesse de dérive des électrons ($\mathbf{v} = \mathbf{u}$). Ce comportement est illustré sur la figure I.10. En effet, pour $\alpha = \beta$, l'état stationnaire est obtenu pour un champ démagnétisant nul. Dans ce cas, le déplacement de la paroi est créé uniquement par le couple \mathbf{T}_A et la dissipation \mathbf{T}_α est d'amplitude αT_A . Celle-ci compense alors parfaitement l'action du couple \mathbf{T}_{NA} dont l'amplitude est donnée par βT_A . Ce cas particulier sera notamment étudié dans le chapitre V.

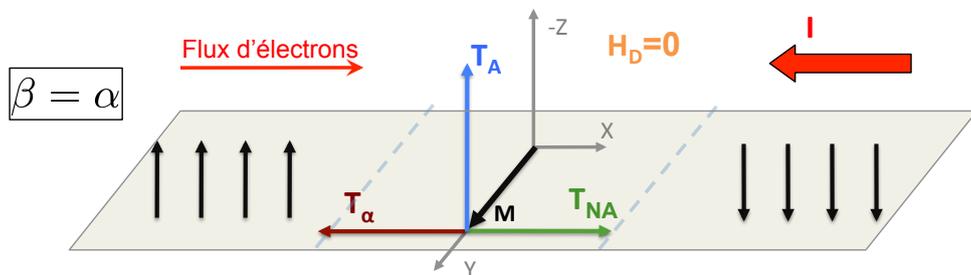


Figure I.10 – Déplacement de paroi sous courant pour le cas particulier $\alpha = \beta$.

I.2 Le couple de spin-orbite

Récemment, un nouveau mécanisme permettant de manipuler l'aimantation avec un courant électrique a été mis en évidence : le couple de spin-orbite (SOT pour *Spin Orbit Torque* en anglais). Ce phénomène, issu de l'interaction spin-orbite, joue notamment un rôle important sur la dynamique de la paroi.

Dans cette partie, je propose une approche basée sur l'analyse des symétries pour décrire ce couple et montrer dans quelles conditions celui-ci peut exister. Cette approche permet de retrouver la forme des couples adiabatique et non-adiabatique du STT et d'obtenir l'expression du SOT. Dans un deuxième temps, je décrirai les expériences qui ont permis de montrer l'existence de ce couple, puis j'en discuterai l'origine.

I.2.1 Considération des éléments de symétrie : existence d'un nouveau couple

D'après le principe de Curie, "*lorsque certaines causes produisent certains effets, les éléments de symétrie des causes doivent se retrouver dans les effets produits*". On peut ainsi étudier la forme des couples agissant sur l'aimantation sous l'action d'un courant à partir des symétries du système autorisées.

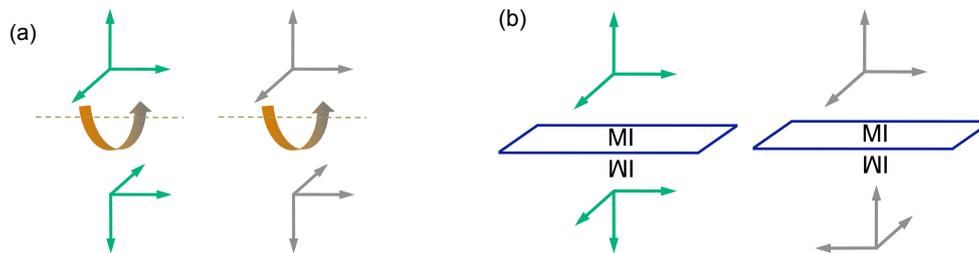


Figure I.11 – Transformations par rotation (a) et symétrie miroir (b) de vecteurs polaires (vert) et axiaux (gris).

Pour cela, il est important de distinguer deux types de vecteurs : les vecteurs polaires (position, champ électrique) et les vecteurs axiaux (aimantation, champ magnétique). Je considère ici seulement deux transformations : la rotation autour d'un axe et la symétrie miroir par rapport à un plan. La rotation autour d'un axe a le même effet pour un vecteur axial et un vecteur polaire (figure I.11(a)), à la différence de la symétrie miroir (figure I.11(b)).

I.2.1.1 Symétries dans une paroi magnétique : STT

On considère le cas d'une paroi de Bloch dans une piste le long de l'axe x (figure I.12.a). La paroi est représentée schématiquement par son aimantation au centre. Le système,

constitué par la paroi et les domaines, est invariant par rotation d'angle π autour de l'axe y . Dès lors qu'un courant est appliqué dans la piste, cette invariance est brisée (figure I.12.b). Par conséquent, la paroi est libre de se déformer (figure I.12.c) ou de se déplacer (figures I.12.d) car elle n'est plus contrainte par la symétrie du système initial.

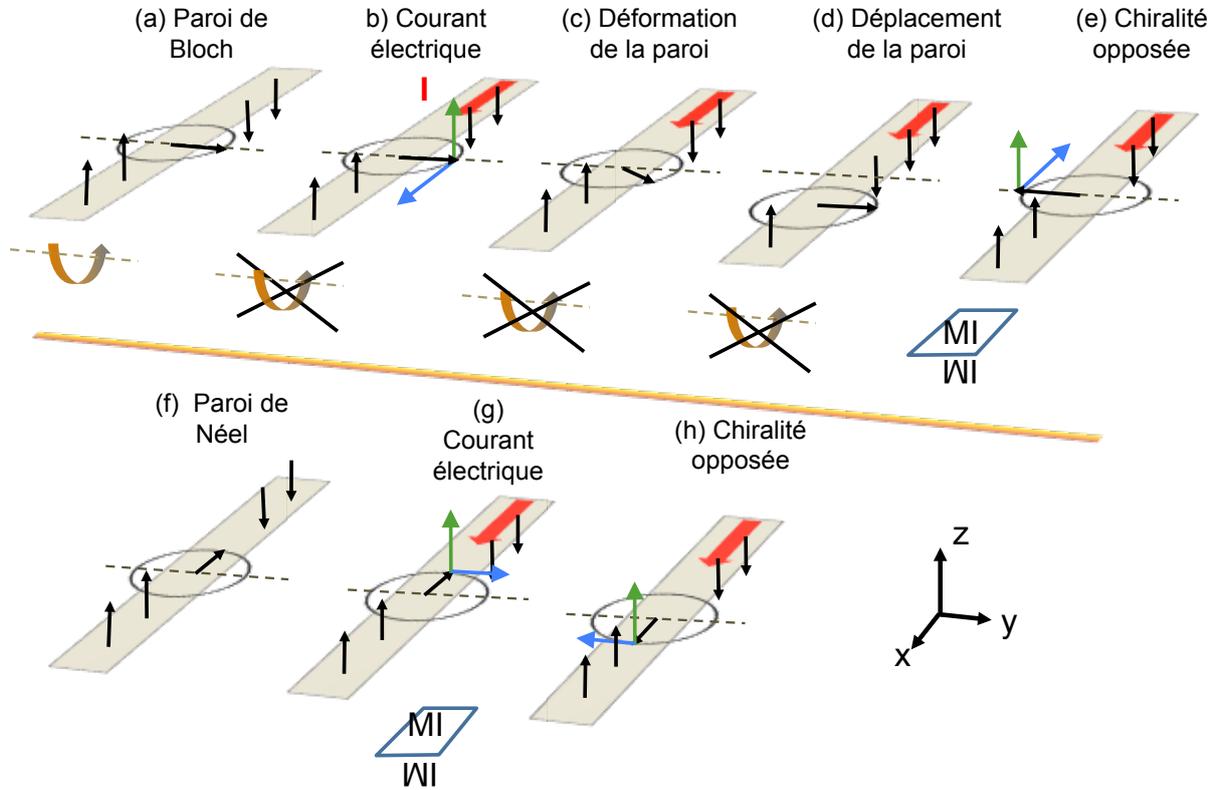


Figure I.12 – Analyse de l'action d'un courant sur une paroi de Bloch (a-e) et de Néel (f-h) par considération des éléments de symétrie. L'action du courant brise la symétrie du système et n'autorise plus la transformation par rotation de π autour de l'axe y . Les flèches bleues et vertes indiquent la direction des couples pouvant être alors induits par le courant.

Ces changements de structure ou de position de la paroi sont induits par des couples créés par le courant agissant sur l'aimantation. Un couple étant par définition perpendiculaire à l'aimantation, on peut considérer deux termes : un selon l'axe x et un autre selon z (figure I.12.b). Par symétrie miroir, on peut déduire l'orientation de ces mêmes couples dans le cas où la paroi de Bloch est de chiralité opposée (figure I.12.e). Il apparaît que le couple selon z reste inchangé alors que celui appliqué selon l'axe x est renversé pour cette nouvelle chiralité.

Par ailleurs, afin de considérer toutes les orientations possibles de l'aimantation à l'intérieur de la paroi, le même raisonnement peut être effectué pour une paroi de Néel *i.e.* lorsque l'aimantation dans la paroi est orientée selon x . Lorsque le courant est appliqué à travers la paroi, les deux couples pouvant agir sur l'aimantation sont orientés selon les axes y et z (figure I.12.g). La chiralité opposée est obtenue par une symétrie miroir. Dans ce cas, seul le couple selon y est renversé (figure I.12.h).

En conclusion, l'action du courant sur une paroi magnétique brise les invariances du système par symétrie. Une évolution du système, auparavant interdite par les invariances, est alors possible : par exemple, une déformation et/ou propagation de paroi de domaine. La forme des couples agissant sur l'aimantation, induits par le courant et responsables de cet évolution, doit être compatible avec les nouvelles invariances par symétrie. L'aimantation de ces couples est résumée sur la figure I.13 pour les différentes orientations possibles de l'aimantation à l'intérieur de la paroi. Les deux termes obtenus peuvent être reliés aux contributions adiabatique et non-adiabatique du STT. On voit ainsi que le couple adiabatique agit sur la paroi comme un champ tournant avec l'aimantation alors que le couple non-adiabatique est équivalent à un champ effectif orienté selon la direction de facile aimantation. Le terme adiabatique a donc pour effet de déformer la structure alors que le terme non-adiabatique contribue directement au déplacement de la paroi. Ceci est cohérent avec ce que nous avons vu dans la partie précédente.

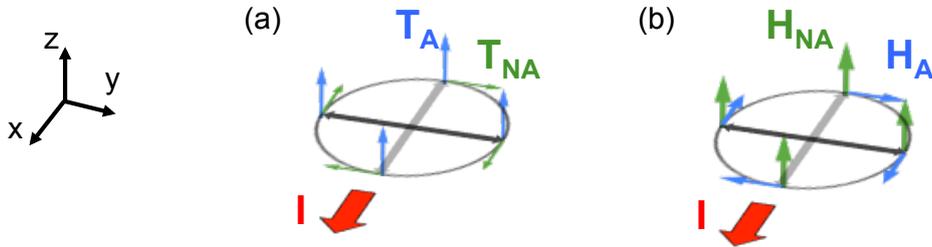


Figure I.13 – Représentation des couples (a) et champs effectifs associés (b) des composantes adiabatique (bleu) et non-adiabatique (vert) du STT pour différentes orientations de l'aimantation (gris) à l'intérieur de la paroi.

I.2.1.2 Symétries dans un domaine magnétique : SOT

a) Éléments de symétries

Dans le cas d'un domaine aimanté hors du plan, le système est invariant par rotation autour de l'axe z et par symétrie miroir par rapport au plan (x, y) (figure I.14.a). Lorsqu'un courant est appliqué selon l'axe x , la symétrie par rotation est brisée et seule l'invariance par symétrie miroir demeure (figure I.14.b, c et d).

On peut, comme précédemment, considérer les deux couples perpendiculaires à l'aimantation (selon les axes x et y) (figure I.14.e). Le système étant invariant par symétrie miroir par rapport au plan (x, y) , si ces couples sont présents, deux couples opposés à ceux-ci doivent agir simultanément sur l'aimantation (figure I.14.f). Ces différents couples se compensent alors deux à deux et aucun effet n'en résulte. Ainsi, un courant appliqué dans le plan d'un domaine magnétique orienté hors du plan n'a pas d'effet sur l'aimantation.

Cette conclusion n'est plus valable si une brisure de symétrie est imposée au système par la présence d'un champ électrique orienté selon l'axe z (figure I.15.a). En effet, l'invariance par symétrie miroir n'est plus conservée dans ce cas. Les couples orientés selon

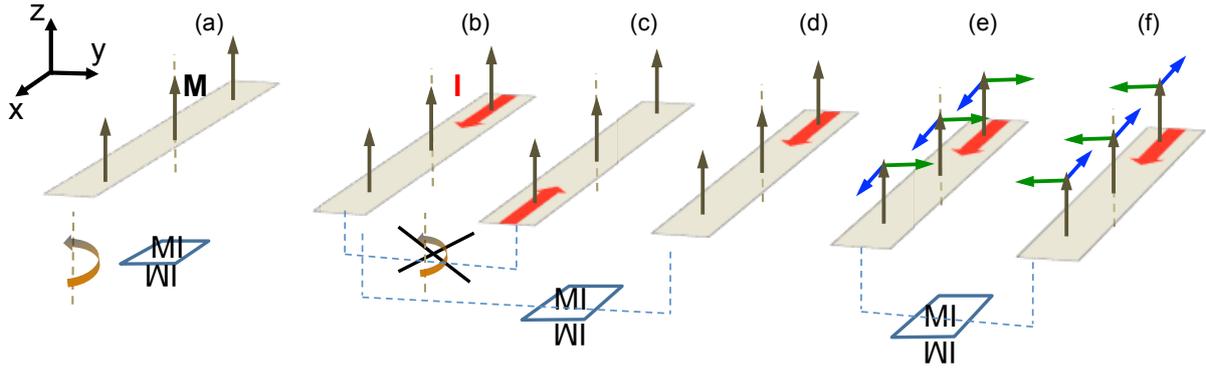


Figure I.14 – Analyse de l'action d'un courant sur un domaine magnétique par considération des éléments de symétrie en l'absence de courant appliqué (a). En présence d'un courant électrique (b), l'invariance par rotation autour de l'axe z disparaît (c) mais celle par symétrie miroir par rapport au plan (x, y) est conservée (d). Représentation des couples (flèches bleues et vertes) pouvant agir sur l'aimantation (e) et de leur transformation par symétrie miroir(f).

x et y ont donc une action sur l'aimantation car ils ne sont plus compensés par symétrie (figures I.15.e et I.15.f).

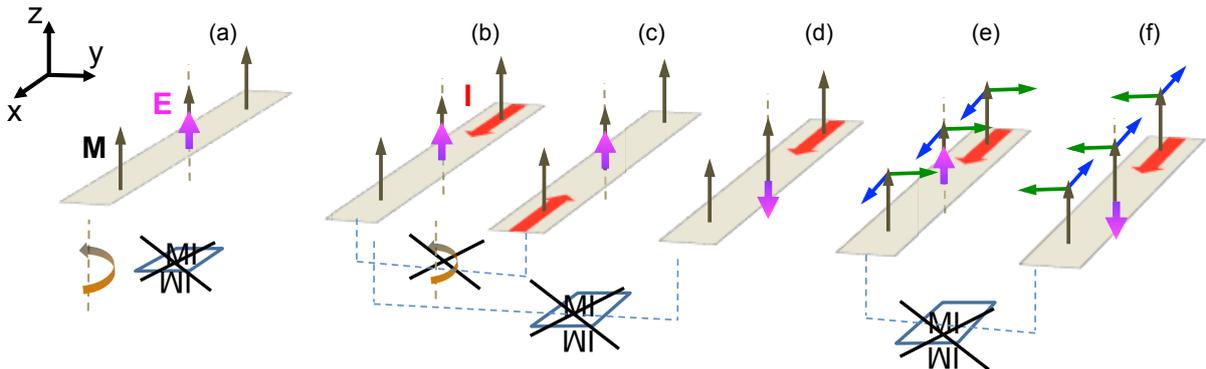


Figure I.15 – Analyse de l'action d'un courant sur un domaine magnétique par considération des invariances par symétrie en présence d'un champ électrique hors du plan. En l'absence de courant appliqué, le système reste invariant par rotation autour de l'axe z (a). Sous l'action d'un courant électrique (b), ni la rotation autour de z , ni la symétrie miroir ne laissent le système inchangé (c-d). Représentation des couples (flèches bleues et vertes) pouvant agir sur l'aimantation (e) et de leur transformation par symétrie miroir(f).

Par relations de symétrie, nous pouvons déduire la direction de ces mêmes couples lorsque l'aimantation est renversée. Cette situation est obtenue grâce à la combinaison d'une symétrie miroir par rapport au plan (x, y) et d'une rotation autour de l'axe x (figure I.16.a). Les vecteurs polaires (courant selon x et champ électrique selon z) sont alors inchangés et l'aimantation est renversée. Suite à ces deux opérations de symétrie, le couple orienté selon x se renverse alors que celui selon y reste inchangé.

Afin de considérer toutes les géométries possibles, le même raisonnement peut être effectué pour un domaine dont l'aimantation est orientée dans le plan de l'échantillon,

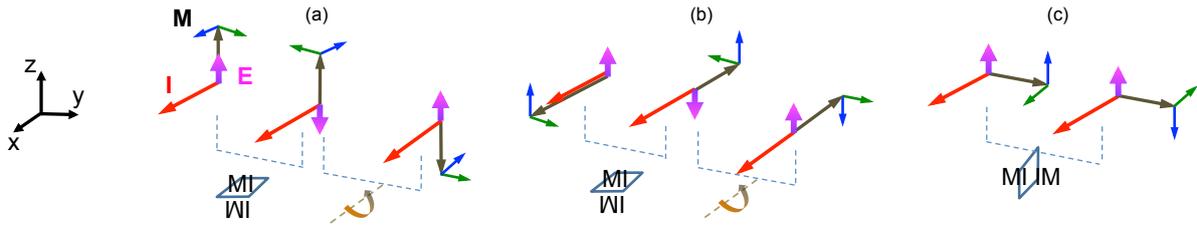


Figure I.16 – Représentation des couples (flèches bleues et vertes) induits par le courant en présence d'un champ électrique selon z pour différentes orientations de l'aimantation.

pour les mêmes orientations de courant et de champ électrique.

Lorsque l'aimantation est orientée selon l'axe x , les opérations de symétrie précédentes, qui permettent de garder le champ électrique selon z et le courant suivant x inchangés, modifient la direction de l'aimantation. Une situation similaire à celle représentée sur les figures I.14.e et I.14.f ne se présente donc pas. Les deux couples produits par le courant sont donc non compensés et agissent sur l'aimantation. La figure I.16.b montre que seul le couple agissant hors du plan est modifié lorsque l'aimantation pointe dans un sens ou dans l'autre. Enfin, lorsque l'aimantation est orientée selon l'axe y , les couples créés par le courant se compensent en accord avec l'invariance par symétrie miroir suivant (y, z) et n'ont donc aucun effet sur l'aimantation (figure I.16.c).

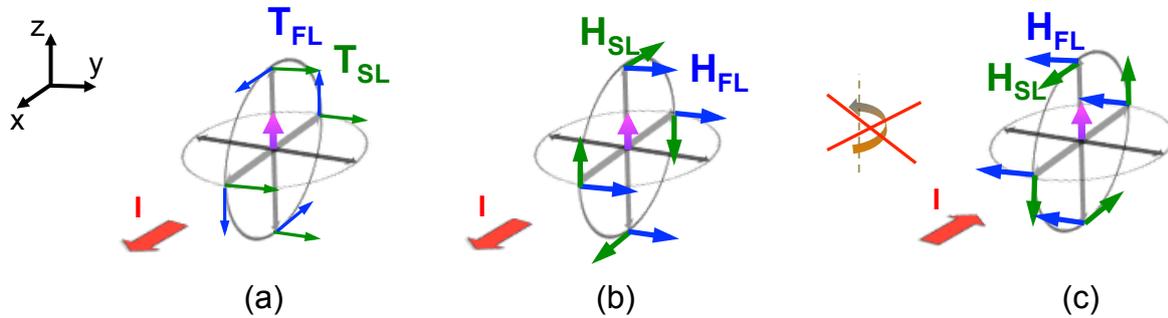


Figure I.17 – Représentation des couples (a) et de leur champ effectif équivalent (b) agissant sur l'aimantation sous l'action d'un courant dans un système asymétrique (présence d'un champ électrique selon z). Deux termes peuvent être identifiés : un champ effectif FL (bleu) et un champ tournant SL (vert). Leur orientation pour la direction opposée du courant est obtenue par rotation du système autour de l'axe z (c).

En conclusion, pour un système asymétrique (champ électrique selon z), les invariances par symétrie du système sont brisées par la présence d'un courant. Deux couples agissant sur l'aimantation sont alors autorisés (figure I.17.a). Ceux-ci sont ressentis par l'aimantation comme deux champs effectifs (figure I.17.b) :

- le premier est orienté selon y quelle que soit la direction de l'aimantation. Ce terme étant similaire à l'action d'un champ externe appliqué, celui-ci est appelé *field-like term* (FL) ou terme de champ effectif.

- le deuxième est un champ effectif tournant avec l'aimantation dans le plan xz et est appelé *Slonczewski-like term* (SL)⁸.

Notons par ailleurs que l'orientation de ces termes pour une direction de courant opposée peut être obtenu par une simple rotation autour de l'axe z (figure I.17.c). Cette opération de symétrie montre que l'orientation des couples $\mathbf{T}_{\mathbf{FL}}$ et $\mathbf{T}_{\mathbf{SL}}$ change avec la direction du courant.

b) Existence d'un nouveau couple

Ces couples induits par le courant dans un système asymétrique résultent d'un mécanisme issu de l'interaction spin-orbite, appelé le couple de spin-orbite (SOT pour *Spin Orbit Torque* en anglais). Comme nous l'avons vu avec la considération des symétries, le SOT ne peut être présent que dans les systèmes pour lesquels la symétrie est brisée, par exemple par la présence d'un champ électrique.

Les deux composantes du SOT sont perpendiculaires l'une par rapport à l'autre et sont proportionnelles à la densité de courant appliquée \mathbf{J} :

$$\mathbf{T}_{FL} \sim \mathbf{m} \times (\mathbf{z} \times \mathbf{j}) \quad \iff \quad \mathbf{H}_{FL} \sim \mathbf{z} \times \mathbf{j} \quad (\text{I.6})$$

$$\mathbf{T}_{SL} \sim \mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times (\mathbf{z} \times \mathbf{j})] \quad \iff \quad \mathbf{H}_{SL} \sim \mathbf{m} \times (\mathbf{z} \times \mathbf{j}) \quad (\text{I.7})$$

où \mathbf{z} correspond à l'axe de brisure de symétrie.

L'existence du couple de spin-orbite a été prédite [Manchon and Zhang, 2008] et mise en évidence expérimentalement récemment [Miron et al., 2010, Miron et al., 2011a]. Avant de discuter l'origine de ce terme, nous présentons dans la suite de cette partie le type de matériau dans lequel le SOT peut être observé et décrivons les expériences qui ont permis de confirmer l'existence de ces couples sous l'action du courant.

I.2.2 Système asymétrique

Comme cela a été vu dans la partie précédente avec l'analyse des symétries, l'existence du SOT est possible sous l'action d'un courant seulement si la symétrie du système est brisée, par exemple par la présence d'un champ électrique. Une telle asymétrie peut être obtenue dans un cristal dont la structure de maille est non-centrosymétrique ou en brisant la symétrie de translation au moyen d'une interface, par exemple dans une structure multicouche asymétrique.

⁸. Notons que ces deux contributions n'ayant été mises en évidence que récemment, aucune convention n'a encore été bien établie dans la communauté quant à la dénomination de ces termes. Le choix de la dénomination que nous utiliserons dans ce manuscrit a été fait en raison de la symétrie similaire de ces termes avec les composantes de *field-like* et de *Slonczewski-like* du STT.

Dans les matériaux dont la structure cristalline est composée d'une maille non centrosymétrique, le champ électrique créé par les atomes n'est pas entièrement compensé. Il en résulte un champ électrique cristallin non nul présent en tout point dans le cristal⁹.

Pour étudier le SOT dans les métaux, on utilise des structures dans lesquelles la symétrie miroir par rapport au plan de la couche magnétique est brisée. Deux contributions au SOT ont été identifiées (cf paragraphe I.2.4) dont l'origine est de nature « massive » (*bulk* en anglais) et interfaciale. Une façon d'avoir ces deux contributions est d'étudier le SOT dans des multicouches composées d'une fine couche ferromagnétique (FM) mise en sandwich entre deux matériaux non magnétiques différents (NM1 et NM2). D'une part, les interfaces inférieures et supérieures du FM étant différentes, la résultante des champs cristallins créés aux deux interfaces est non nulle. Il en résulte un champ électrique hors du plan localisé au niveau de la couche FM (figure I.18(b)). D'autre part, l'effet *bulk* (c'est-à-dire l'effet Hall de spin) induit par les deux couches NM de part et d'autre de la couche FM sera non compensé en raison de la nature différente des deux matériaux NM.

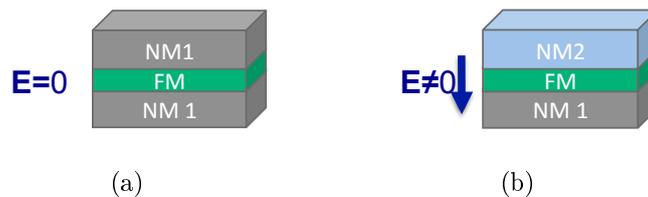


Figure I.18 – Schématisation de matériaux multicouches à structure symétrique (a) et asymétrique (b). Le champ électrique cristallin résultant des deux interfaces du FM est compensé dans un système symétrique et différent de zéro dans la structure asymétrique. Ici, NM et FM sont respectivement utilisés pour non-magnétique et ferromagnétique.

On peut remarquer à ce stade qu'une condition importante pour l'observation du SOT est qu'au moins une des deux couches (NM1 ou NM2) soit constituée d'un matériau à fort couplage spin-orbite. L'effet Hall de spin trouve son origine dans cette interaction. D'autre part, des études de photoémission ont montré que les effets interfaciaux dus au spin-orbite augmentent en présence d'atomes lourds [Gambardella et al., 2003, Ast et al., 2007] ou d'une surface oxydée [LaShell et al., 1996]. Par conséquent, afin de mettre en évidence et d'utiliser le SOT, on utilise préférentiellement des structures asymétriques (SIA pour *Structural Inversion Asymmetry*) de la forme HM/FM/MOx, où HM et MOx désignent respectivement un matériau lourd (HM pour *heavy metal* et un isolant de type métal oxydé. Ainsi les systèmes de Pt/Co/AlOx, de Ta/CoFeB/MgO ou de Pt/Co/MgO constituent quelques exemples de telles structures.

9. La première observation du SOT a notamment été faite dans un tel système avec un semi-conducteur magnétique de GaMnAs [Chernyshov et al., 2009]. Nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe I.2.4.2

I.2.3 Confirmation expérimentale

Dans cette partie, nous décrivons les deux expériences qui ont permis de valider l'existence du SOT et de ses deux composantes.

I.2.3.1 Champ effectif – *field-like*

a) Description de l'expérience

Afin de mettre en évidence le terme de champ effectif \mathbf{H}_{FL} , Miron *et al.* ont étudié la probabilité de nucléer un domaine sous courant dans une tricouche asymétrique de Pt/Co/AlOx [Miron *et al.*, 2010].

Le phénomène de nucléation repose sur un processus d'activation thermique et peut être appréhendé en considérant le profil d'énergie de l'aimantation. Pour un système à anisotropie perpendiculaire, ce profil d'énergie est décrit par la figure I.19. En l'absence de champ magnétique appliqué, ce profil est symétrique. La probabilité de nucléation (i.e de renversement local de l'aimantation) est définie par la probabilité que le système franchisse la barrière d'énergie séparant les états d'aimantation up et down. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans le plan de l'échantillon perpendiculairement à l'axe de facile aimantation, le profil d'énergie devient asymétrique par rapport à l'axe de facile aimantation et la barrière d'énergie est réduite. La probabilité de nucléer augmente. Si la composante FL existe, le profil d'énergie de l'aimantation doit donc être modifié sous l'action d'un courant : profil asymétrique et barrière d'énergie réduite (figure I.19). L'idée de l'expérience de Miron *et al.* est d'étudier le phénomène de nucléation induit par cette modification du profil d'énergie sous l'action d'un courant, en présence d'un champ transverse qui compensera ou accentuera cette modification.

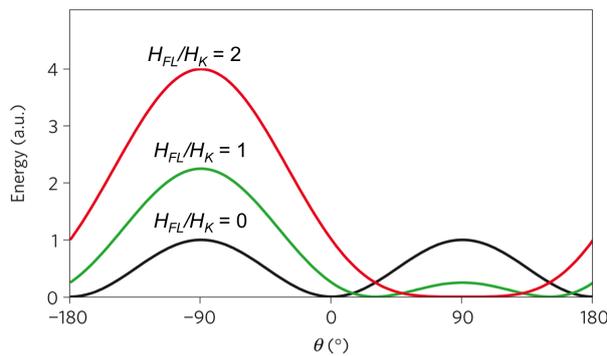


Figure I.19 – Profil d'énergie $E(\theta)$ d'un matériau à anisotropie perpendiculaire illustrant la probabilité de renversement de l'aimantation en présence d'un champ effectif \mathbf{H}_{FL} orienté dans le plan de la couche. Le profil d'énergie est tracé pour différents rapports entre le champ effectif H_{FL} et le champ d'anisotropie effectif H_K . L'angle θ représente l'angle entre l'aimantation et l'axe z de facile aimantation.

Pour cela, des impulsions de courant sont injectées dans un réseau de 19 fils de Pt/Co/AlOx de 500 nm de large. Les figures I.20.a et I.20.b montrent les images obtenues après l'injection des impulsions de courant. L'augmentation de la température due à l'effet Joule favorise le processus de nucléation. Pour les valeurs de courant utilisées, et en absence de champ externe, nous pouvons voir que la nucléation a lieu dans la moitié

des fils environ. Afin de sonder l'existence du FL, la même opération a été exécutée en présence d'un champ magnétique externe appliqué perpendiculairement au courant dans la direction du champ \mathbf{H}_{FL} s'il existait. Pour les mêmes valeurs de courant que précédemment, l'expérience montre à présent un comportement différent : la nucléation a lieu dans la totalité des fils pour une direction de champ appliqué alors qu'aucune nucléation n'est observée pour l'autre direction. L'asymétrie des nucléations observée dans cette étude est cohérente avec la présence d'un champ effectif induit par le courant. En effet, lorsque le champ externe et le champ effectif sont orientés dans la même direction, on s'attend à une diminution de la barrière d'énergie et donc à une plus grande probabilité de nucléer (cf I.19). De manière opposée, lorsque les champs effectif et externe sont opposés, la compensation des deux champs induit une augmentation de la barrière d'énergie. Dans ce cas la probabilité de nucléer devient plus faible.

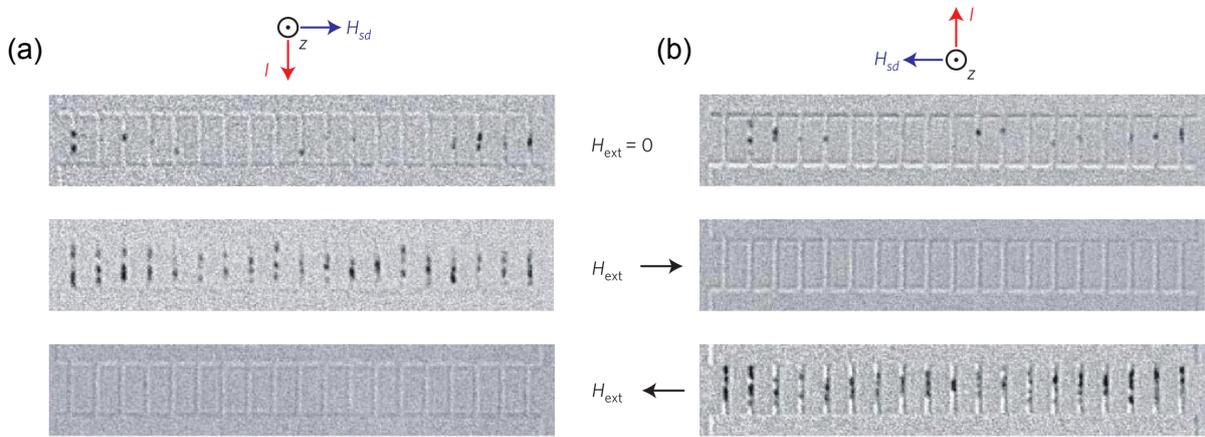


Figure I.20 – Images différentielles de microscopie Kerr enregistrées après l'injection des impulsions de courant, montrant la nucléation de domaines dans les fils de Pt/Co/AlOx. L'expérience a été réalisée pour des courants positif (a) et négatif (b) en présence d'un champ magnétique \mathbf{H}_{ext} appliqué selon la direction de \mathbf{H}_{FL} . Image extraite de [Miron et al., 2010].

Pour prouver que cette observation est liée au déplacement des électrons, la même expérience a été reproduite pour un courant négatif I.20.b. En absence de champ appliqué, la quantité de nucléations est similaire pour les deux directions de courant. Cependant, l'effet observé précédemment est opposé en fonction du sens du champ magnétique lorsque le sens du courant est inversé.

Enfin, afin d'étudier le rôle de la structure du système, la même expérience a été réalisée avec une structure symétrique de Pt/Co/Pt. Dans ce cas, aucune asymétrie du phénomène de nucléation n'a été observée selon les orientations du champ appliqué et du courant, confirmant ainsi que la structure asymétrique est requise pour avoir cet effet.

Ce résultat montre qualitativement l'existence de la contribution FL du SOT, prédite plus tôt par Manchon et Zhang [Manchon and Zhang, 2008].

D'un point de vue quantitatif, d'après les valeurs de courant et de champ appliquées,

le champ effectif \mathbf{H}_{FL} étudié dans cette expérience a été estimé à $\sim 1 \cdot 10^{-8} \text{ Tcm}^2\text{A}^{-1}$. Cependant, il est important ici de faire remarquer que cette expérience n'est pas une bonne technique pour mesurer la valeur de ce champ puisqu'elle s'appuie sur un phénomène d'activation thermique et sur-évalue considérablement la valeur de ce champ.

b) Comparaison avec la littérature

Ce résultat mettant en évidence l'existence du champ effectif \mathbf{H}_{FL} a été confirmé au moyen d'une autre méthode basée sur l'effet Hall extraordinaire [Pi et al., 2010]. Cette dernière a l'avantage de permettre une mesure quantitative plus rigoureuse de la valeur de ce champ. Pour le même système de Pt/Co/AlOx, les auteurs ont mesuré un champ effectif de $2,9 \cdot 10^{-9} \text{ Tcm}^2\text{A}^{-1}$, soit 29 % de la valeur estimée dans l'étude précédente.

Suite à ces travaux, le FL a été étudié dans différents systèmes asymétriques. Les valeurs de \mathbf{H}_{FL} mesurées varient énormément d'une publication à l'autre et certaines équipes rapportent même que ce terme n'existe pas. Alors que la présence de ce champ effectif a été mesurée dans le Pt/Co/AlOx par deux groupes différents [Miron et al., 2010, Pi et al., 2010] et observée de manière similaire dans une structure de Ta/CoFeB/MgO par le groupe de Ohno [Suzuki et al., 2011, Kim et al., 2012a], d'autres groupes ne mesurent aucun effet dans ces mêmes systèmes ou des systèmes similaires [Liu et al., 2011, Liu et al., 2012b, Emori et al., 2013, Emori et al., 2012]). Ces différences semblent soulever le problème de la technique de mesure utilisée. Récemment Garello *et al.* ont proposé une expérience similaire pour mesurer quantitativement le SOT et ses dépendances angulaires [Garello et al., 2013]. Dans ce cas, les valeurs de champs effectifs sont obtenues à partir d'une analyse des effets Hall extraordinaire et planaire. Les auteurs ont souligné l'importance de prendre en compte la présence de l'effet Hall planaire dans la mesure pour extraire le terme du champ \mathbf{H}_{FL} . Le résultat de récentes discussions entre les différents groupes semble indiquer que les auteurs n'ayant pas observé le champ \mathbf{H}_{FL} dans leur système n'ont pas pris en compte l'effet Hall planaire lors de l'analyse des données. La question reste donc ouverte sur la présence ou non de ce champ dans leur échantillon.

I.2.3.2 Couple effectif – *Slonczewski-like*

Un an après la mise en évidence du terme FL, toujours avec un système de Pt/Co/AlOx, Miron *et al.* [Miron et al., 2011a] ont prouvé l'existence d'une deuxième composante de SOT en montrant qu'il est possible de renverser un domaine magnétique à l'aide d'un courant planaire et d'un champ magnétique externe colinéaire à celui-ci.

a) Description de l'expérience

Pour réaliser cette expérience, les couches de cobalt et d'AlOx ont été structurées en forme de plot carré, alors que la couche de platine a été structurée en forme de croix de

Hall pour permettre une mesure d'effet Hall extraordinaire (figure I.21(a)). Le courant est injecté dans le Pt et la composante de l'aimantation selon l'axe z est déterminée par la mesure de la résistance de Hall.

Les auteurs ont étudié l'effet du courant planaire sur le renversement d'aimantation sous l'action d'un champ magnétique \mathbf{H}_x statique colinéaire au courant. Pour cela, le champ magnétique est balayé par paliers, entre $-0,4\text{mT}$ et $+0,4\text{mT}$. Pour chaque valeur de \mathbf{H}_x , une impulsion de courant positive et une négative sont injectées et la composante \mathbf{m}_z est mesurée après chaque impulsion. La séquence utilisée est schématisée par la figure I.21(c). La mesure de la résistance de Hall (figure I.21(b)) indique l'orientation de \mathbf{m}_z après une impulsion positive (carrés noirs) ou négative (ronds rouges) pour différentes valeurs de champ. La mesure indique un renversement d'aimantation entre les états up et down à chaque impulsion de courant. Ce résultat montre que le renversement de l'aimantation est possible par un courant appliqué dans le plan de la couche en présence d'un champ statique. Ce renversement est bipolaire à la fois en champ et en courant.

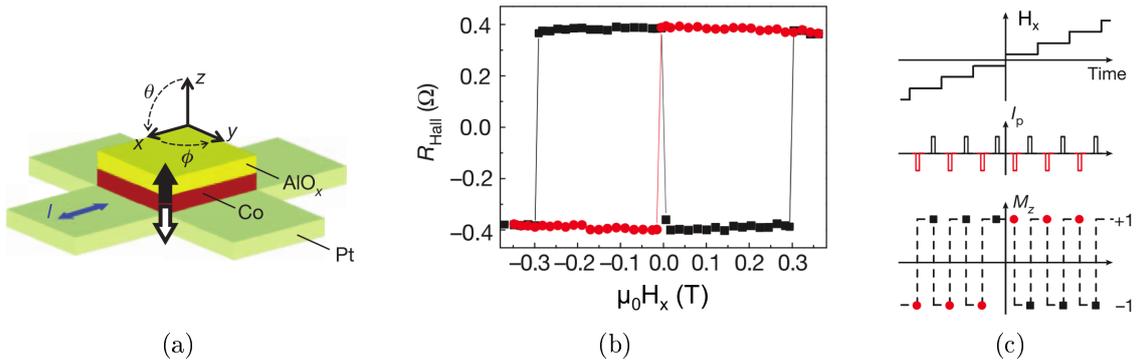


Figure I.21 – Description du dispositif expérimental et renversement de l'aimantation sous courant. (a) L'échantillon de Pt/Co/AlOx est structuré sous la forme d'un plot carré de Co/AlOx reposant sur une croix de Hall en platine. Les flèches noire et blanche indiquent respectivement les états up et down de l'aimantation. (b) La composante \mathbf{m}_z mesurée par effet Hall après les impulsions de courant positives (noir) et négatives (rouge). (c) Représentation schématisée de la séquence d'application du champ magnétique \mathbf{H}_x et d'injection de courant lors de la mesure. Le schéma de M_z en fonction du temps représente l'état d'aimantation mesurée après chaque impulsion de courant. Figures extraites de [Miron et al., 2011a].

La même étude a été réalisée pour différentes directions du champ externe. L'expérience a montré que l'effet est maximal lorsque le champ est planaire et aligné avec la direction du courant.

Les auteurs ont conclu l'existence d'un couple, induit par le courant, qui provoque le renversement de l'aimantation. Ce couple est équivalent à champ magnétique qui peut s'exprimer en fonction du champ effectif \mathbf{H}_{FL} par la relation $\mathbf{H}_{SL} \sim \mathbf{H}_{FL} \times \mathbf{M} \sim (\mathbf{z} \times \mathbf{j}) \times \mathbf{M}$. Par conséquent celui-ci est orthogonal à \mathbf{H}_{FL} et à l'aimantation. Il est proportionnel à la densité de courant. Notons que ce champ dépend de l'orientation de l'aimantation et a une amplitude maximale lorsque celle-ci est orientée selon x *i.e* dans

la même direction que le courant.

En conclusion, les deux couples FL et SL intuités précédemment par des considérations de symétrie existent bel et bien. Il reste maintenant à comprendre leur origine.

b) Débat sur l'origine du SL

Miron *et al.* identifièrent deux effets potentiellement à l'origine de ce terme SL induit par le courant : l'effet Rashba et l'effet Hall de spin¹⁰. Selon une première hypothèse, celui-ci peut être expliqué par un mécanisme mettant en jeu le champ Rashba et la mobilité des électrons de conduction comme cela a déjà été observé dans les matériaux semi-conducteurs [Kato *et al.*, 2004a]. L'origine est donc interfaciale dans ce cas. D'après la seconde hypothèse, ce terme SL résulte de l'absorption du courant de spin produit par l'effet Hall de spin (cf paragraphe I.2.4.3) dans la couche de platine en contact avec la couche de cobalt. L'origine dans ce cas est de type *bulk*. Cependant, Miron *et al* estimèrent que l'angle de spin Hall (relatif à "l'efficacité" de l'effet Hall de spin) du platine était trop faible pour induire seul un champ magnétique effectif de la valeur de celui mesuré expérimentalement¹¹. Par conséquent, il fut conclu que le champ Rashba jouait un rôle déterminant dans le phénomène observé.

En 2012, Liu *et al.* ont confirmé l'existence du terme SL avec une expérience similaire de renversement d'aimantation dans un même système de Pt/Co/AlOx [Liu *et al.*, 2012a]. Dans ce travail, les auteurs expliquèrent leur résultat en prenant en compte uniquement le rôle de l'effet Hall de spin et du chauffage. Cela suppose des valeurs d'angle de spin Hall très grandes en comparaison avec ce que rapportait la littérature jusqu'alors. Ces mêmes auteurs, dans un article précédent, ont en effet mesuré un angle de spin Hall de $\theta_{SH} = 0,076$, soit une valeur deux fois supérieure à ce qui avait été reporté jusqu'alors [Liu *et al.*, 2011].

Pendant la période qui suivit directement ces résultats, un débat s'installa dans la communauté pour savoir si l'origine de ce couple devait être attribuée au champ Rashba ou à l'effet Hall de spin. Cependant, comme nous le verrons plus tard, il semble que la question ne soit pas si simple et ne se limite pas à un choix exclusif entre le champ Rashba et l'effet Hall de spin (cf partie I.2.4.4).

I.2.4 Origine physique

Après une introduction au couplage spin-orbite, je décrirai ici les deux effets cités précédemment : l'effet Rashba et l'effet Hall de spin, afin de discuter plus en détails leurs

10. Les notions d'effet Rashba et d'effet Hall de spin seront décrites dans le paragraphe suivant (I.2.4)

11. Pour aboutir à ces conclusions, les auteurs ont considérés les valeurs d'angle de spin Hall θ_{SH} et de longueur de diffusion de spin λ_{SF} rapportés par la littérature jusqu'alors pour le Pt ($\theta_{SH} = 0,004 - 0,076$ et $\lambda_{SF} = 3 - 14$ nm)

contributions aux termes FL et SL.

I.2.4.1 Couplage spin-orbite

Le couplage spin-orbite (SOC) est une interaction entre le spin de l'électron et son mouvement orbital. Il résulte de la relation relativiste selon laquelle un électron quasi-relativiste qui se déplace dans un champ électrique \mathbf{E} ressent dans son référentiel propre un champ magnétique de la forme :

$$\mathbf{B} = -\frac{\mathbf{v} \times \mathbf{E}}{c^2} \quad (\text{I.8})$$

où \mathbf{v} est la vitesse de l'électron et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans les métaux, les électrons se déplacent à de très grandes vitesses ($v_F \sim 0,01 \cdot c$) et sont donc largement influencés par cet effet relativiste. Par conséquent, le champ électrique créé par les atomes qui composent le cristal est ressenti dans le référentiel propre des électrons comme un champ magnétique. Il y a alors une interaction entre le spin des électrons et le réseau cristallin puisque le spin réagit à la présence de ce champ magnétique ressenti. Celle-ci a pour conséquence de partiellement modifier le spin, l'énergie et la trajectoire des électrons. L'interaction spin-orbite relie donc le moment de spin de l'électron et son moment orbital à travers sa trajectoire [O'Handley, 1999].

I.2.4.2 Effet Rashba

L'effet Rashba est un cas spécifique de l'interaction spin-orbite. Il résulte de l'influence du SOC sur un gaz d'électrons bidimensionnel en présence d'un champ électrique perpendiculaire au plan dans lequel les électrons se déplacent. Cette interaction engendre un décalage des bandes d'énergie de spins différents [Bychkov and Rashba, 1984].

Nous pouvons, afin de comprendre cet effet avec les mains, réutiliser le modèle simple présenté précédemment et basé sur l'équation I.8. Le champ électrique a une direction fixe hors du plan, si bien que le champ magnétique \mathbf{H}_R ressenti par les électrons est contenu dans le plan de leur déplacement, perpendiculaire à leur vecteur \mathbf{k} . Le champ \mathbf{H}_R définit alors l'axe de quantification le long duquel s'alignent les spins. Les bandes d'énergie des spins orientés dans le sens "up" (resp. "down") ont leur énergie diminuée (resp. augmentée) de la contribution Zeeman. La surface de Fermi est alors représentée dans le plan (x, y) par deux disques concentriques de rayons différents, comme représenté sur la figure I.22(c). Si l'on s'intéresse aux bandes d'énergie des spins "up" et "down", celles-ci sont décalées sur l'axe des \mathbf{k} comme représenté sur la figure I.22(b).

Bien que généralement observée dans les semi-conducteurs [Grundler, 2000], la division des bandes caractéristique de l'interaction Rashba a également été observée à la surface des métaux [LaShell et al., 1996, Krupin et al., 2005, Cercellier et al., 2006]. Ces expériences

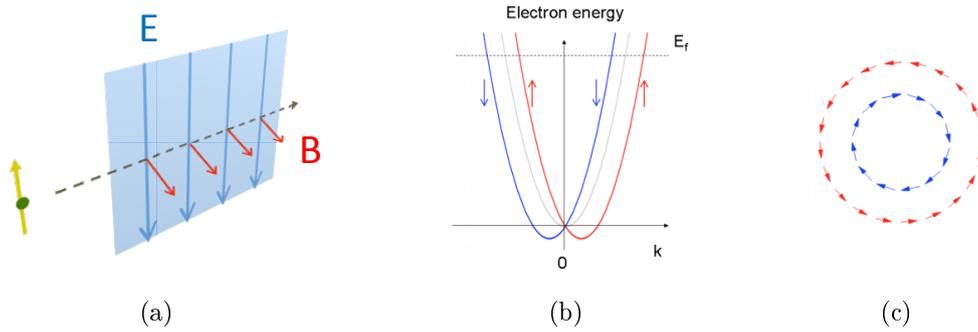


Figure I.22 – (a) Représentation du champ magnétique ressenti dans le référentiel propre de l'électron en déplacement dans un champ électrique. (b) Division des bandes due à l'effet Rashba dans un gaz bidimensionnel. En représentation 2D, la structure de bande est représentée par deux paraboloïdes décalées. La surface de Fermi (c) est donc représentée par deux disques concentriques de rayons différents pour les électrons de spin majoritaire (orienté dans la direction H_R) et minoritaire (direction opposée). Les figures (b) et (c) ont été adaptées à partir de [Nechaev et al., 2009].

ont toutes en commun d'avoir été réalisées avec des métaux lourds (Gd, Au, ...) (*i.e.* dans les matériaux à fort SOC), et à la surface de ces matériaux en raison de la brisure de symétrie du champ cristallin qui induit un champ électrique non nul. Dans les matériaux multicouches à structure asymétrique, le champ électrique est induit par la brisure de symétrie et le fort SOC est obtenu par la nature des matériaux situés de part et d'autre de la couche FM (cf I.2.2).



Remarque :

Dans les matériaux dont la structure cristalline est composée d'une maille non-centrosymétrique, le champ électrique créé par les atomes n'est pas entièrement compensé. Il en résulte un effet massif similaire à l'effet Rashba qui permet la présence d'un champ magnétique effectif lorsqu'un courant est appliqué dans une direction non colinéaire à celle du champ électrique. Ce phénomène est appelé l'effet Dresselhaus [Dresselhaus, 1955]. La première observation de SOT a notamment été réalisée dans ce type de matériau sur un système de GaMnAs [Chernyshov et al., 2009].

Ce champ Rashba s'applique, comme nous venons de le voir, aux électrons de conduction. Dans un matériau ferromagnétique, ces électrons de conduction sont fortement liés à l'aimantation locale (que l'on considère un modèle simple de type $s-d$ ou une hybridation des fonctions d'ondes). Ce champ \mathbf{H}_R va donc être ressenti, via cette interaction $s-d$, par l'aimantation locale. Le champ magnétique résultant que l'on peut écrire \mathbf{H}_{sd} a la même orientation que \mathbf{H}_R : perpendiculaire au courant et au champ électrique, *i.e.* à l'axe de brisure de symétrie z . Lui aussi est souvent appelé champ Rashba par abus de langage. Pour

ces raisons, la composante FL du SOT est souvent attribuée au champ Rashba. Comme nous le discuterons à la fin de cette partie, l'origine du FL est en fait plus compliquée. Notons cependant que le raccourci $H_{sd} = H_{FL}$ est encore utilisé par beaucoup de groupes.

I.2.4.3 Effet Hall de Spin

L'effet Hall de spin (SHE) est un phénomène de transport permettant de convertir un courant de charge en courant de spin grâce à l'interaction spin-orbite.

Lorsque les charges d'un courant d'électrons de spin up se compensent avec celles d'un courant opposé d'électrons de spin down, il en résulte un pur courant de spin (figure I.23(a)). Dans un matériau conducteur non-magnétique, sous l'action d'un courant l'interaction spin-orbite induit un pur courant de spin dans la direction transverse au flux d'électrons et donne lieu à une accumulation de spin sur les bords de l'échantillon (figure I.23(b)) [Dyakonov and Perel, 1971, Kato et al., 2004b]. Ce phénomène est appelé l'effet Hall de spin. Ce phénomène présent dans les métaux et semi-conducteurs non magnétiques offre ainsi la possibilité de générer un courant de spin en l'absence de matériau FM ou de champ magnétique.

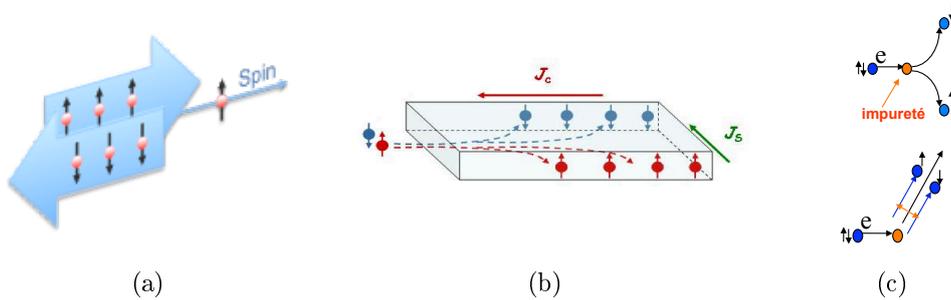


Figure I.23 – (a) Courant de spin créé par des déplacements opposés d'électrons de spin up et de spin down. (b) L'effet Hall de spin produit un courant de spin \mathbf{J}_S à partir d'un courant de charges \mathbf{J}_C : les électrons de spin up et spin down sont déviés dans des directions opposées (transverses au courant de charge) via des mécanismes de diffusion dus à l'interaction spin-orbite. (c) Représentation schématique des mécanismes de *skew-scattering* (haut) et *side-jump* (bas).

L'amplitude du SHE est caractérisée par l'angle de spin-Hall θ_{SH} qui se définit comme le rapport entre la résistivité transverse σ_{xy} et la résistivité longitudinale σ_{xx} . Celui-ci est intrinsèque au matériau et peut prendre une valeur positive ou négative. La conversion maximum de la densité de courant de charge en densité courant de spin est donnée par cet angle ($J_S = \theta_{SH} J_e$). Le courant de spin généré est donc proportionnel au courant injecté et un courant de spin up devient un courant de spin down lorsque le courant de charge est renversé.

L'origine du SHE peut être intrinsèque ou extrinsèque. Alors que le SHE extrinsèque résulte de la déflexion des électrons via les mécanismes de *skew scattering* et *side jump* dus

aux termes de spin-orbite du potentiel de diffusion des impuretés ou des défauts (figure I.23(c)), le SHE intrinsèque est lié à la structure de bande [Tanaka et al., 2008].

Dans un matériau conducteur non magnétique, le SHE induit une accumulation de spin sur les bords de l'échantillon de la forme $\delta\mathbf{s} \sim \mathbf{j} \times \hat{n}$ où \hat{n} est un vecteur unitaire normal à la surface considérée. Celle-ci est modifiée dès lors que ce matériau non-magnétique (NM) est en contact avec un matériau FM. Dans ce cas, le spin des électrons à l'interface est influencé par le transport via le mécanisme de SHE et par l'aimantation locale dans le FM via l'interaction d'échange. Dans ce cas, l'accumulation de spin diffuse dans le matériau ferromagnétique où elle est soumise à l'interaction avec l'aimantation locale \mathbf{m} (interaction *s-d*) qui tend à les faire précesser l'un autour de l'autre. L'accumulation de spin résultante a alors la forme $\delta\mathbf{s} \sim \mathbf{m} \times (\mathbf{j} \times \hat{z})$ [Garello et al., 2013], où \hat{z} est normal à l'interface NM/FM. Par ailleurs, si $\delta\mathbf{s}$ et \mathbf{m} ne sont pas alignés (*i.e.* si $\delta\mathbf{s} \neq 0$), un couple de transfert de spin a lieu entre les deux ($\mathbf{T}_{SHE} = \delta\mathbf{s} \times \mathbf{m}$). Notons que ce terme a la même forme que le couple \mathbf{T}_{SL} du SOT. Pour cette raison, le couple de transfert de spin induit par le SHE est souvent identifié comme étant directement l'origine du terme SL. Cependant, comme nous le discutons dans le paragraphe suivant, le SHE semble ne pas être l'unique contribution à ce terme.

I.2.4.4 Origine des contributions FL et SL

Dans les structures multicouches asymétriques, l'effet Rashba et l'effet Hall de spin peuvent tout deux être observés lorsqu'un courant est appliqué dans le plan de l'échantillon¹². Le champ électrique créé par l'asymétrie et le fort couplage spin-orbite présent dans les matériaux adjacents à la couche FM donnent naissance à un champ effectif Rashba de la forme $\mathbf{H}_R \sim \mathbf{j} \times \hat{z}$. Celui-ci est directement ressenti par l'aimantation via l'interaction d'échange s-d. D'autre part, l'effet Hall de spin présent dans la couche de métal non-magnétique adjacente au FM induit une accumulation de spin équivalente à un champ effectif de la forme $\mathbf{H}_{SHE} \sim \mathbf{m} \times (\mathbf{j} \times \hat{z})$. \mathbf{H}_R et \mathbf{H}_{SHE} peuvent être respectivement identifiés aux contributions FL et SL du SOT (cf équations I.6 et I.7). Cependant, de récentes études microscopiques ont montré que cette association terme à terme n'est pas rigoureuse et que chacun des effets participe à la fois au FL et au SL.

En considérant uniquement l'effet Rashba, Wang et Manchon [Wang and Manchon, 2012] d'une part et Kim *et al.* [Kim et al., 2012c] d'autre part ont montré que le couple créé contient deux termes FL et SL :

$$\mathbf{T} \sim T_{\perp} \mathbf{m} \times (\mathbf{j} \times \hat{z}) + T_{\parallel} \mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times (\mathbf{j} \times \hat{z})] \quad (\text{I.9})$$

12. Notons que, contrairement au SHE, l'effet Rashba (décrit par le décalage des bandes) est présent dans le matériau même en absence de courant. Lorsque le courant est appliqué, on observe l'apparition d'un champ Rashba dans une direction privilégiée. Au contraire, le SHE est un phénomène de transport et n'apparaît que lorsque le courant est appliqué.

L'action du champ Rashba ne peut donc pas se réduire à celle du champ effectif $\mathbf{H}_R \sim \mathbf{j} \times \hat{z}$ puisque celui-ci participe également à la contribution SL du SOT.

Plus récemment, des calculs *ab initio* ont montré que les deux effets, Rashba et SHE, devraient être considérés si l'on voulait reproduire l'amplitude des couples mesurées expérimentalement [Freimuth et al., 2013]. Par conséquent, il semble que le SHE et l'effet Rashba, plus généralement les contributions d'interaces et de volume, participent tous les deux aux composantes FL et SL puisque chaque phénomène impose la présence des deux couples.

En conclusion, alors que pendant un temps la question soulevée par quelques équipes a été de savoir quel effet, Rashba ou SHE, jouait un rôle prédominant dans l'existence du SOT, les études théoriques récentes indiquent que ce point de vue est réducteur et que les deux effets ont un rôle important. Récemment, le débat a été réorienté et tend maintenant à savoir si le SOT est majoritairement dû à un effet de transport dans le matériau massif ou à un effet de transport aux interfaces.

Ce débat sur l'origine du SOT est encore d'actualité et de nombreux travaux sont menés pour mieux comprendre son mécanisme. Celui-ci n'est cependant pas l'objet de mon travail de thèse. Au cours de cette thèse, je me suis intéressée à l'influence de ces effets sur la dynamique de la paroi de domaine magnétique.

I.3 Influence du SOT sur la paroi

Initialement, le STT avait été prédit théoriquement pour être beaucoup plus efficace dans les matériaux à anisotropie perpendiculaire que dans les matériaux à anisotropie planaire. Néanmoins, les études expérimentales menées sur ces premiers n'arrivaient pas à confirmer cela : soit le piégeage était trop grand pour observer le moindre déplacement, soit, lorsque le déplacement était observé, les vitesses étaient très faibles, par exemple <0.05 m/s dans le CoCrPt [Tanigawa et al., 2008]. En 2008, des déplacements à des vitesses élevées jusqu'à 400 ms [Moore et al., 2008] ont été observés dans une tricouche de Pt/Co/AlOx à anisotropie perpendiculaire. Ce résultat a été interprété dans un premier temps comme une efficacité augmentée du STT par l'effet Rashba dans de telles tricouches [Miron et al., 2009]. La poursuite de cette idée, notamment la mise en évidence directe de cet effet Rashba, a marqué le début de l'étude du SOT. Il a été montré que celui-ci influence la dynamique de la paroi de domaine. Néanmoins, alors que les premières interprétations décrivaient la dynamique de la paroi en présence du terme de champ effectif FL seul, la mise en évidence du SL en 2011 [Miron et al., 2011a] a suggéré que la description du système pourrait être plus compliquée avec notamment un rôle important de ce terme dans la dynamique de la paroi.

Dans cette partie, je m'intéresserai à l'état de l'art sur les études de déplacement de paroi en présence de SOT. Pour cela, je traiterai tout d'abord le cas du Pt/Co/AlOx et détaillerai les premières interprétations apportées pour décrire la dynamique de la paroi dans ce matériau. Puis, après avoir discuté du déplacement de paroi en présence de SOT de manière plus générale dans les matériaux à structure asymétrique, je discuterai de la complexification du problème avec la prise en compte du SL. Enfin, je conclurai cette partie en revenant sur l'objectif de mon travail de thèse.

I.3.1 Déplacement de paroi sous courant dans le Pt/Co/AlOx

I.3.1.1 Expériences

a) Système symétrique vs asymétrique

Afin d'étudier le STT dans les matériaux à anisotropie perpendiculaire (PMA pour *Perpendicular Magnetocrystalline Anisotropy*), Moore et al [Moore et al., 2008] s'intéressent à la dynamique de la paroi dans deux systèmes similaires : une structure symétrique de Pt/Co/Pt et une asymétrique de Pt/Co/AlOx (cf figure I.24(a)). La seule différence entre les deux systèmes étant la couche supérieure, les propriétés de la couche de Co doivent être semblables. L'étude du déplacement de la paroi sous courant dans ces deux matériaux a montré des résultats très contrastés.

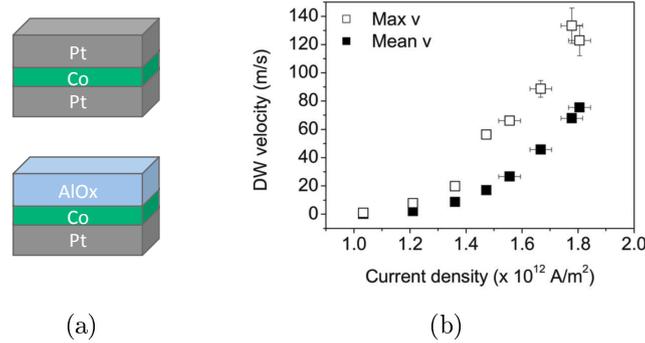


Figure I.24 – (a) Représentation des systèmes symétrique (Pt/Co/Pt) et asymétrique (Pt/Co/AlOx) étudiés : les deux structures ne diffèrent que par leur couche supérieure. (b) Premières mesures du déplacement d’une paroi en fonction du courant dans la structure asymétrique de Pt/Co/AlOx. Les symboles pleins représentent la vitesse moyenne mesurée alors que les symboles creux indiquent la vitesse maximale observée. Aucun déplacement de la paroi sous courant n’a pu être observé pour la structure symétrique de Pt/Co/Pt. Courbes extraites de [Moore et al., 2008].

Dans le Pt/Co/Pt, aucun déplacement de la paroi n’a pu être observé malgré les forts courants utilisés. La seule réponse du système au courant fut l’apparition de nucléations au delà de $1,6 \times 10^{12}$ A/m².

Dans le Pt/Co/AlOx cependant, des vitesses de déplacement de la paroi jusqu’à 130 m/s ont pu être mesurées (cf figure I.24(b)). Par ailleurs, de manière surprenante, il fut remarqué que les parois dans ce matériau se déplacent dans la direction du courant [Moore et al., 2009], ce qui est opposé à la théorie du STT qui prédit un déplacement de la paroi dans la direction des électrons.

Intéressons-nous à la courbe obtenue par Moore *et al.*. Le régime non linéaire observé sur la figure I.24(b), est caractéristique du régime de *creep* (ou régime de « reptation » en français¹³). Pour de faibles valeurs de courant, la paroi est fortement piégée au niveau des défauts. Le déplacement se fait alors sous un régime thermiquement activé dominé par le paysage d’énergie du système, appelé régime de creep [Metaxas et al., 2007]. La description de la dynamique de la paroi dans ce régime de creep est bien plus complexe que dans le régime d’écoulement décrite par l’équation de LLG étendue au STT (eq. I.5). Elle peut, par exemple, se faire en considérant une interface élastique en présence d’un faible désordre. Même pour une force appliquée inférieure à la force de dépiégeage, une vitesse non nulle est attendue en présence d’une température finie. Le modèle pour décrire ce régime, principalement énergétique, doit donc prendre en compte entre autres, les caractéristiques du piégeage, l’élasticité de la paroi ou encore la température. Cela souligne l’importance de sortir du régime de creep pour comparer les résultats expérimentaux aux prédictions théoriques. En effet, lorsque le courant est suffisamment élevé

13. La dénomination française étant très peu utilisée de manière générale, j’utiliserai par la suite la dénomination anglaise (régime de creep) par souci de clarté.

pour que le déplacement de paroi ne soit plus influencé par les défauts (on parle alors de régime d'écoulement, ou *flow* en anglais), les vitesses de déplacement de paroi peuvent être calculées relativement simplement dans le cadre de la théorie du STT, en complétant l'équation de LLG, et ainsi être comparées à celles mesurées expérimentalement.

b) Grandes vitesses de déplacement.

En 2011, Miron *et al.* [Miron et al., 2011b] complétèrent l'étude précédente en mesurant la vitesse de déplacement de paroi sur un plus grand intervalle de densités de courant. Ils utilisèrent des impulsions de courant très courtes (de l'ordre de la nanoseconde), afin d'éviter l'apparition de nucléation. La figure I.25 montre que le régime de flow est alors atteint pour une densité de courant de $1,8 \times 10^{12}$ A/m² et des vitesses de déplacement jusqu'à 400 m/s sont mesurées à plus fort courant. Dans le régime de flow, la vitesse évolue de manière linéaire avec la densité de courant. Par ailleurs, aucune transition de Walker¹⁴ n'a été observée dans l'intervalle de courant étudié. La comparaison de cette mesure avec la théorie n'est donc pas immédiate : il n'est pas évident de déduire le régime de mobilité (stationnaire ou turbulent) dans lequel la paroi se déplace.

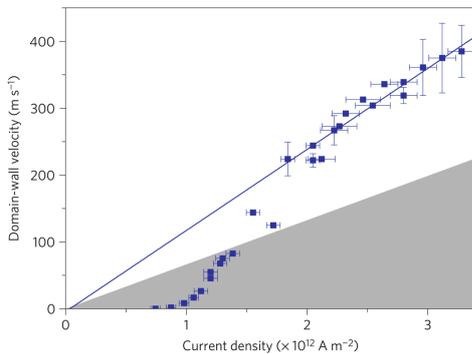


Figure I.25 – Vitesse de déplacement de la paroi en fonction de la densité de courant dans un système de Pt/Co/AlOx. Différents régimes peuvent être distingués : un régime de creep à faible courant dans lequel le déplacement de paroi est thermiquement activé et les vitesses sont très faibles, un régime de dépiégeage à plus fortes densités de courant, et enfin, un régime de flow à fort courant pour lequel la vitesse de déplacement est linéaire avec la densité de courant. La zone grisée correspond aux valeurs de vitesses compatibles avec le régime turbulent du flow. Courbe extraite de [Miron et al., 2011b].

Deux situations expérimentales peuvent empêcher d'observer la transition de Walker [Metaxas et al., 2007].

- Lorsque la densité de courant J_w correspondant à cette transition est faible, inférieure à la densité de courant marquant expérimentalement le début du régime de flow, le régime thermiquement activé peut masquer cette transition.
- Lorsque cette densité de courant J_w est supérieure à la densité de courant maximale que l'on peut injecter expérimentalement, cette transition est aussi invisible. La densité de courant que l'on peut injecter expérimentalement est limitée notamment en raison du chauffage qui entraîne des nucléations.

¹⁴. Rigoureusement, la dénomination « transition de Walker » est réservée à la transition entre les régimes permanent et turbulent lorsque la paroi est déplacée par un champ orienté hors du plan. Pour la dynamique sous courant, la transition entre ces deux régimes n'a pas de nom particulier. Dans ce manuscrit, nous utiliserons la même dénomination pour désigner cette transition sous champ et sous courant.

Les régimes stationnaire et turbulent étant tous deux linéaires, on ne peut pas déterminer directement le régime de mobilité dans lequel la paroi se déplace en l'absence d'observation de la transition de Walker.

Cependant, les vitesses observées expérimentalement sont très importantes. Ainsi, même en supposant un cas limite pour lequel le courant est entièrement polarisé en spin ($P = 1$), les vitesses mesurées sont deux fois supérieures à celles prédites par la théorie dans le régime turbulent, données par $v = u$. Ce régime est représenté par la partie grisée sur la figure I.25. Par conséquent, les auteurs concluent que le déplacement de la paroi mesuré a lieu dans le régime de forte mobilité (*i.e.* le régime stationnaire). Par ailleurs, la vitesse dans ce régime étant telle que $v = \frac{\beta}{\alpha}u$ (avec $\alpha = 0,5$ mesuré par le déplacement de paroi sous champ magnétique), cela suppose une valeur du paramètre β suffisamment élevée dans ce matériau pour expliquer les fortes vitesses observées.

c) Mesure de l'efficacité du STT.

La mesure du paramètre β (correspondant au rapport entre les couples non-adiabatique et adiabatique) fut réalisée par le même groupe à l'aide d'une mesure quasi-statique de déplacement de paroi [Miron et al., 2009]. Cette méthode s'appuie sur la mesure du déplacement d'une paroi piégée à l'intérieur d'une double croix de Hall (figure I.26(a)). La paroi est déplacée par les applications simultanées d'un courant et d'un champ hors du plan (les deux contribuant à son déplacement) et son déplacement est mesuré électriquement par la résistance de Hall. Cette méthode permet une grande sensibilité de mesure avec une précision de l'ordre de la dizaine de picomètres sur le déplacement de la paroi. Le fait qu'elle soit basée sur la comparaison des effets de deux forces différentes (le courant et le champ), la rend indépendante du piégeage et de l'amortissement.

Les auteurs ont étudié les effets du courant et du champ magnétique sur la paroi. Les signaux électriques mesurés sont représentés sur la figure I.26(b). Le résultat important de cette étude est obtenu par la parfaite superposition des courbes au moyen d'une translation horizontale, mettant ainsi en évidence l'équivalence entre l'action du courant et celle du champ magnétique.

L'action du couple non adiabatique (NA) sur la paroi étant identique à celle d'un champ magnétique hors du plan, l'équivalence champ-courant obtenue fut interprétée comme la preuve de l'existence du couple NA. La valeur du paramètre β fut, entre autre, déduite de cette équivalence. Notons cependant que cette interprétation ne prend pas en compte le couple SL du SOT, celui-ci ayant été mis en évidence deux ans après cette étude (nous reviendrons sur ce point dans la partie I.3.2). La correspondance champ-courant de $1,25 \times 10^5$ A/cm² pour 1 Oe obtenue permet d'extraire une valeur de $\beta \sim 1$ dans le Pt/Co/AlOx.

Enfin, dans le but de comparer l'efficacité du STT dans les deux empilements symé-

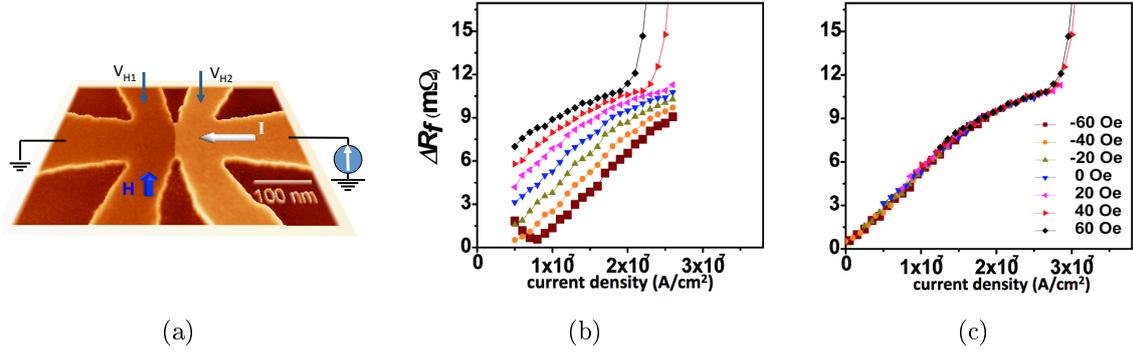


Figure I.26 – (a) Dispositif expérimental en forme de double croix de Hall permettant la mesure quasi-statique du déplacement d’une paroi piégée en fonction du courant I et du champ magnétique appliqué H . (b) Mesure du déplacement de la paroi en fonction de la densité de courant pour différentes valeurs de champ H . Le signal électrique obtenu par mesure de Hall est proportionnel au déplacement de paroi. (c) Les courbes obtenues pour différentes valeurs de champ se superposent parfaitement grâce un simple décalage horizontal. Il y a donc une équivalence entre l’action du champ magnétique et du courant. Figures extraites de [Miron et al., 2009].

trique et asymétrique, ce paramètre fut mesuré par la même méthode dans le Pt/Co/Pt. L’absence de déplacement observée dans de cas permis de donner une valeur maximale de β lié au plus petit déplacement détectable par le dispositif expérimental : $\beta < 0,02$. Autrement dit, le couple non-adiabatique est plus de cinquante fois supérieur dans le Pt/Co/AlOx que dans le Pt/Co/Pt. Ceci est cohérent avec le fait qu’aucun déplacement de paroi n’a pu être observé dans cette structure symétrique.

La valeur de β peut être analysée en considérant la forme de ce paramètre donnée par l’équation I.4. En général, le temps τ_{sd} caractéristique de l’interaction s - d ¹⁵ étant bien inférieur au temps de relaxation de spin τ_{sf} , β est petit devant 1. La valeur $\beta = 1$ obtenue dans le cas du Pt/Co/AlOx peut être comprise par une forte augmentation de la relaxation de spin dans ce matériau.

En résumé, le Pt/Co/AlOx s’est révélé être un matériau particulièrement attractif pour les applications en raison des fortes vitesses de déplacement possibles, la vitesse de 400 m/s étant notamment la plus grande reportée dans les systèmes à anisotropie perpendiculaire jusqu’alors. Par ailleurs, l’absence d’observation de la transition de Walker (permettant de garder le régime de mobilité pour des fortes densité de courant), ainsi que la valeur élevée de β , et le déplacement des parois dans la sens du courant, soulèveront beaucoup de questions quant à la dynamique de la paroi sous courant dans ce matériau. Par conséquent, ce système a également fait l’objet de beaucoup d’attention lors de nombreuses études théoriques.

15. Le temps τ_{sd} caractéristique de l’échange s - d est défini par la constante d’échange J_{sd} ($\tau_{sd} = \frac{\hbar}{S} J_{sd}$). Il est donc intrinsèque au matériau et est invariant sous l’action d’un courant.

I.3.1.2 Premières interprétation : influence du FL

Dans cette partie, nous décrivons les premières interprétations proposées par les auteurs des travaux précédents pour expliquer les fortes vitesses de déplacement de paroi, la non-apparition de la transition de Walker et le déplacement de la paroi dans la direction du courant.

Avant d'entrer dans les détails, il est important de rappeler l'ordre chronologique des événements. Au début de ces travaux, seule la composante FL du SOT avait été considérée. Celle-ci, alors identifiée comme unique conséquence de l'effet Rashba, avait été prédite comme ayant une influence sur la dynamique de la paroi sous certaines conditions [Manchon and Zhang, 2008, Obata and Tataru, 2008, Manchon and Zhang, 2009]. Dans leurs travaux, Miron *et al.* expliquèrent aussi leurs résultats en prenant en compte seulement le FL. Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, la description du SOT est plus large que la simple composante FL provenant de l'effet Rashba. Par conséquent, l'interprétation proposée ici n'offre pas une vision complète de la situation. Dans la partie suivante, nous discuterons de la complexification du problème lorsque les deux contributions du SOT sont prises en compte.

Pour expliquer les fortes vitesses de déplacement de paroi et la valeur élevée du paramètre β , les auteurs considérèrent la présence du terme FL du SOT dans la structure asymétrique. Deux conséquences de la présence du FL ont pu être identifiées : une forte augmentation de la relaxation de spin responsable de la valeur élevée de β , et la stabilisation de la paroi par la présence du champ effectif qui permet de repousser la transition de Walker et donc de déplacer la paroi dans le régime de forte mobilité y compris pour des fortes valeurs de courant.

a) Augmentation de la relaxation de spin.

Le STT peut être vu comme l'action de l'accumulation de spin sur les moments localisés. Selon l'orientation de celle-ci, le rapport des termes non-adiabatique sur adiabatique varie. Ce rapport est d'autant plus grand que l'accumulation de spin relaxe rapidement (cf équation I.4).

Dans une structure symétrique, le taux de relaxation est donné par le taux de spin-flip, défini par $1/\tau_{sf}$, qui correspond à la probabilité du spin de l'électron de conduction de se renverser. Pour une structure asymétrique, le problème est plus complexe car il faut prendre en compte l'action du champ Rashba¹⁶. Dans un système 2D, les électrons qui participent à l'accumulation de spin ont différents vecteurs \mathbf{k} sur la sphère de Fermi. Les champs magnétiques effectifs qu'ils ressentent n'ont donc pas la même direction. Leur

16. Il ne s'agit pas ici à proprement parler du FL mais du champ Rashba sur les électrons de conduction et non pas sur l'aimantation. C'est lui qui est responsable de la relaxation de spin à travers le mécanisme de D'yakonov-Perel.

spin, responsable de l'accumulation de spin, précessent alors autour d'axes différents avec des vitesses pouvant être différentes. Le phénomène de décohérence qui en résulte pour l'ensemble des électrons a pour conséquence d'augmenter la relaxation de la densité de spin totale et donc le paramètre β .

La valeur élevée de β (égale à 1) a deux conséquences sur le déplacement de paroi. La première conséquence est de faciliter le dépiégeage de la paroi et donc d'observer son déplacement sous courant uniquement. En effet, bien que les matériaux à PMA soient prédits pour être d'excellents candidats pour l'étude du STT, le piégeage à l'intérieur de ces matériaux est souvent très important et difficile à surpasser¹⁷. Pour cette raison, la plupart des travaux sous courant dans les matériaux à PMA consistait jusqu'alors à étudier le dépiégeage de la paroi sous champ avec l'assistance du STT [Ravelosona et al., 2005, Boule et al., 2008]. La deuxième conséquence concerne les importantes vitesses obtenues. En effet, la mobilité dans le régime stationnaire étant donnée par $\frac{\beta}{\alpha}$, la valeur élevée de β permet d'augmenter la mobilité de la paroi dans ce régime. Les vitesses importantes ne sont cependant possibles que si la paroi reste dans un régime stationnaire (pas de transition de Walker).

b) Rigidité de la paroi.

Pour expliquer l'absence d'observation de la transition de Walker, les auteurs ont considéré l'effet du champ effectif \mathbf{H}_{FL} sur la dynamique de la paroi. Celui-ci étant orientée perpendiculairement au fil, une chiralité de la paroi de Bloch peut être favorisée par ce champ.

En l'absence de SOT les deux chiralités de la paroi de Bloch (aimantation au centre de la paroi pointant selon $-y$ ou $+y$) sont équivalentes. Lorsque le courant est appliqué et en présence de SOT, l'aimantation à l'intérieur de la paroi tend à s'aligner avec le champ effectif \mathbf{H}_{FL} et une chiralité est privilégiée. Deux effets s'opposent alors : le STT tend à déformer la paroi en faisant tourner l'aimantation à l'intérieur de celle-ci, alors que le champ effectif \mathbf{H}_{FL} tend à la maintenir dans sa direction. Par conséquent \mathbf{H}_{FL} a un effet stabilisateur sur la paroi retardant l'apparition de la transition de Walker.

Par ailleurs, si le champ \mathbf{H}_{FL} stabilise l'aimantation à l'intérieur de la paroi, le déplacement doit dépendre de la chiralité initiale de la paroi. En effet, si celle-ci est telle que l'aimantation pointe dans la direction opposée à \mathbf{H}_{FL} , on s'attend à ce qu'elle se renverse de manière à atteindre son état le plus stable (cf figure I.27.(a)). De la même manière que dans le régime turbulent où la chiralité change rapidement, ce renversement unique doit diminuer le déplacement total de la paroi.

17. Il a toutefois été montré que les défauts facilitent l'apparition du régime turbulent, ce qui a pour conséquence de réduire le seuil intrinsèque de densité de courant [Fukami et al., 2011].

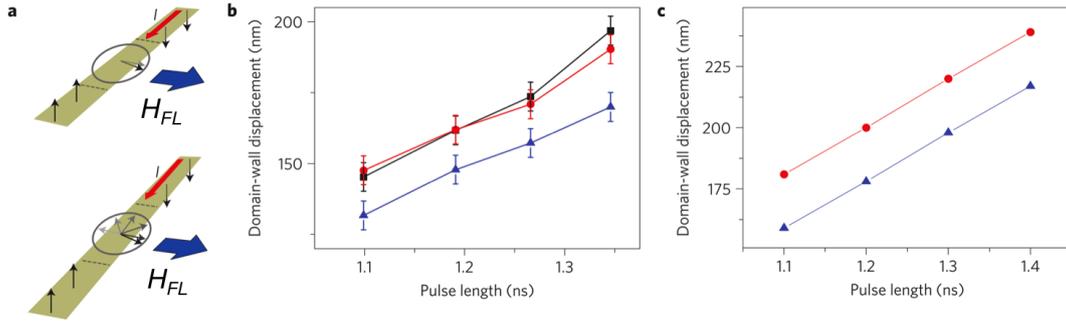


Figure I.27 – (a) Représentation schématique de l’effet du champ \mathbf{H}_{FL} sur la chiralité de la paroi. Si l’aimantation au centre de la paroi est parallèle à \mathbf{H}_{FL} , la déformation de la paroi est limitée. Dans le cas contraire, le champ \mathbf{H}_{FL} renverse la chiralité de la paroi. (b) Etude du déplacement de paroi lorsque la chiralité initiale de la paroi est fixée par un champ externe \mathbf{H}_{ext} de 1,3 kOe ($\mathbf{H}_{ext} \parallel \mathbf{H}_{FL}$ en rouge, $\mathbf{H}_{ext} \nparallel \mathbf{H}_{FL}$ en bleu, $\mathbf{H}_{ext} = 0$ en noir). Les mesures sont comparées aux simulations micromagnétiques (c). Figures extraites de [Miron et al., 2011b].

Miron *et al.* [Miron et al., 2011b] ont confirmé cette hypothèse à l’aide d’une nouvelle expérience. La chiralité initiale de la paroi était imposée avant chaque impulsion de courant au moyen d’un champ extérieur \mathbf{H}_{ext} orienté de manière parallèle ou antiparallèle au champ \mathbf{H}_{FL} . Le déplacement de la paroi a été mesuré pour dix impulsions de courant et la moyenne a été tracée pour chacune des configurations (voir figure I.27.(b)). Sur ces courbes, on voit que le déplacement de la paroi est plus faible lorsque l’aimantation initiale pointe dans la direction opposée à \mathbf{H}_{FL} , ce qui est cohérent avec le renversement de la chiralité de la paroi (la vitesse de déplacement étant plus faible pendant le retournement). Par ailleurs, les auteurs ont comparé ces résultats avec la mesure « classique » pour laquelle aucun champ extérieur n’est utilisé. Dans ce cas, on observe que les déplacements sont identiques à ceux obtenus quand la chiralité initiale est parallèle à \mathbf{H}_{FL} . En absence de champ, la chiralité de la paroi est orientée dans la direction de \mathbf{H}_{FL} après la première impulsion. Cette expérience a donc permis de conclure que l’aimantation à l’intérieur de la paroi est bien influencée par le champ \mathbf{H}_{FL} et que la chiralité est fixée par celui-ci.

En conclusion, le champ \mathbf{H}_{FL} a pour effet de fixer la chiralité de la paroi mais aussi de la rigidifier. Ce champ effectif joue donc un rôle stabilisateur qui a pour conséquence de repousser l’apparition de la transition de Walker.

c) Direction de déplacement de paroi.

Un autre résultat surprenant de ces travaux fut l’observation du déplacement de paroi dans la direction du courant. Un comportement similaire avait été observé précédemment dans un semi-conducteur de (Ga,Mn)As [Yamanouchi et al., 2006]. Dans ce cas, cette direction de déplacement avait été attribuée à une polarisation négative du courant générée par un couplage d’échange antiferromagnétique entre les spins des trous de conduction et l’aimantation localisée des ions Mn. Dans le cas du Pt/Co/AlOx, les auteurs ne s’avan-

cèrent par sur l'origine du déplacement de paroi dans la direction du courant. Cependant, il fut remarqué que ce résultat pouvait être expliqué en considérant soit une polarisation de courant négative, soit un paramètre β négatif (cf supplementary information de [Miron et al., 2011b]).

I.3.1.3 Généralisation

Suite à ces travaux sur le Pt/Co/AlOx, le déplacement de paroi sous courant a été étudié dans différents systèmes asymétriques à anisotropie perpendiculaire. Dans cette partie, nous présentons ces résultats.

En 2011, Koyama et al. se sont intéressés au déplacement de paroi dans les multicouches de Co/Ni [Koyama et al., 2011a, Koyama et al., 2011b]. Dans ce système symétrique, un déplacement dans la direction des électrons a été observé (conformément à la théorie de STT) avec une dynamique de paroi identifiée comme étant cohérente avec un mouvement précessionnel dans le régime turbulent. En 2013, les mêmes auteurs ont considéré un matériau similaire avec une structure asymétrique¹⁸ [Koyama et al., 2013]. Dans ce cas, le déplacement de paroi est renversé et se fait alors dans la direction du courant. Par ailleurs, outre le changement de direction de déplacement, la paroi change également de régime de mobilité puisqu'elle se déplace alors en régime stationnaire. Enfin, les valeurs maximales de vitesses de déplacement observées diffèrent pour les structures symétrique (60 m/s pour $J = 1,3 \times 10^{12}$ A/m²) et asymétrique (110 m/s pour $J = 1,73 \times 10^{12}$ A/m²) mais sont du même ordre de grandeur. Notons cependant que ces vitesses ne peuvent pas être comparées directement car elles sont mesurées pour des valeurs de densités de courant différentes.

Cette même comparaison entre deux structures symétrique et asymétrique a également été faite sur des fils magnétiques de TbFeCo¹⁹ [Bang and Awano, 2012]. Dans ce cas un déplacement opposé a également été observé pour les deux systèmes avec un mouvement dans la direction des électrons pour la structure symétrique et dans la direction du courant pour la SIA. Par ailleurs, de la même manière que pour le Co/Ni, les vitesses de déplacement sont du même ordre de grandeur bien que là encore les valeurs ne soient pas directement comparables. Notons qu'ici les plus grandes valeurs de vitesse sont mesurées dans la structure symétrique mais sont obtenues pour des densité de courant plus élevées que celles utilisées dans la SIA.

Une autre structure asymétrique, beaucoup étudiée par le groupe de Ohno, est le

18. Structure symétrique : Ta/Pt/Co/[Ni/Co]₄/Pt/Ta. Structure asymétrique Ta/Pt/MgO/Co/Ni/Co/Pt/Ta. Deux différences sont à noter entre les deux systèmes : le nombre de répétition de couche de Co/Ni et la couche de MgO insérée sous le Co de la deuxième structure pour obtenir une structure asymétrique.

19. Structure symétrique : Pt/TbFeCo/Pt. Structure asymétrique SiO₂/TbFeCo/Pt.

$\text{Ta}_{1,0}/\text{CoFeB}_{1,2}/\text{MgO}_{2,0}/\text{Ta}_{1,0}$ ²⁰. Dans ce système, où le déplacement est observé dans la direction des électrons, les auteurs suggèrent que le régime de mobilité de la paroi est le régime turbulent [Fukami et al., 2011]. Récemment, Emori et al. [Emori et al., 2013] ont mesuré le déplacement de paroi sous courant dans une structure très similaire de $\text{Ta}_{5,0}/\text{CoFe}_{0,6}/\text{MgO}_{1,8}/\text{Ta}_{1,0}$. Le déplacement a également été observé dans la direction des électrons. Cependant les auteurs ont considéré dans ce cas un déplacement dans le régime stationnaire pour tirer leurs conclusions. Ainsi, bien que la composante de FL ait été mesurée dans les deux systèmes [Suzuki et al., 2011, Emori et al., 2013], il semble que la paroi se déplace dans des régimes de mobilité différents dans les deux matériaux. Cela souligne notamment la complexité de la dynamique de paroi dans ces matériaux. Notons cependant que, bien que ces systèmes soient similaires, leur structure n'est pas exactement la même (CoFeB vs CoFe d'une part et épaisseur de Ta différentes d'autre part), ceci pouvant expliquer ces différences. La comparaison doit donc être faite avec précaution.

Enfin, d'autres SIA telles que le Pt/Co/GdOx [Emori et al., 2012] ou le $\text{Pt}_x/\text{Co}/\text{Pt}_y$ ²¹ [Lavrijsen et al., 2012, Haazen et al., 2013] ont également été utilisées pour étudier le déplacement de paroi. Bien que de tels matériaux aient permis d'observer des résultats intéressants [Haazen et al., 2013] sur lesquels nous reviendrons plus tard (cf partie III.3), le déplacement de paroi dans ces structures n'a pu être observé qu'en régime de creep.

I.3.2 Complexification

L'interprétation présentée précédemment pour décrire la dynamique de la paroi dans les structures asymétriques a été faite en prenant en compte uniquement la composante FL du SOT. La mise en évidence de l'existence de la contribution SL en 2011 [Miron et al., 2011a] a apporté un élément supplémentaire à la compréhension de la dynamique de l'aimantation dans ces systèmes asymétriques en présence de courant. Il est donc essentiel de prendre en compte l'influence de ce terme pour décrire le déplacement des parois dans ces systèmes.

La figure I.28 indique l'orientation des couples FL et SL ainsi que les champs effectifs respectivement associés qui agissent sur l'aimantation à l'intérieur de la paroi. A partir de ces orientations, nous pouvons discuter qualitativement l'influence de ces deux termes sur le déplacement de la paroi.

Comme nous l'avons vu précédemment, le champ \mathbf{H}_{FL} est orienté selon l'axe y et agit comme un champ effectif qui tend à garder l'aimantation orientée dans sa direction. Il

20. Les épaisseurs sont indiquées en nanomètres

21. Les indices x et y sont utilisés pour montrer que l'asymétrie provient dans ce cas d'une différence d'épaisseur entre les deux couches de Pt.

tend à imposer la chiralité du système et modifie la stabilité de la paroi, ce qui a pour conséquence de modifier la position de la transition de Walker.

Concernant le SL, l'aimantation à l'intérieur de la paroi étant planaire, le couple \mathbf{T}_{SL} est équivalent à un champ effectif orienté hors du plan. Il participe donc directement au déplacement de la paroi et modifie sa stabilité dans le régime stationnaire. Par conséquent, celui-ci participe directement au déplacement de la paroi et sa mobilité dans le régime stationnaire est modifiée²².

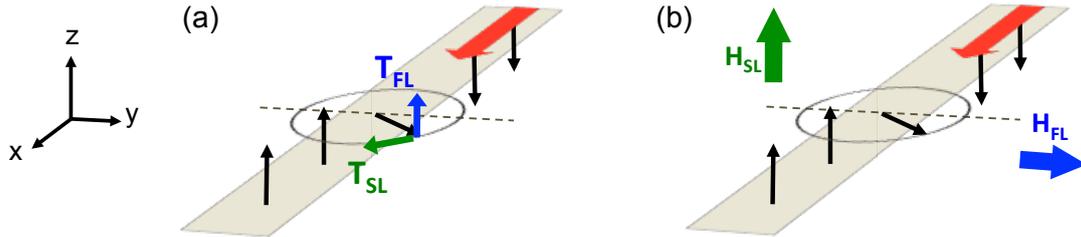


Figure I.28 – Symétries des couples (a) et des champs effectifs (b) des contributions FL (flèches bleues) et SL (flèches vert) du SOT agissant sur l'aimantation à l'intérieur de la paroi.

Remarquons que ceci remet en question l'estimation de $\beta \sim 1$. En effet, dans l'expérience de Miron *et al* [Miron *et al.*, 2009], ce paramètre a été extrait d'une mesure d'équivalence champ-courant. Cependant, les couples NA du STT et SL du SOT agissant sur l'aimantation à l'intérieur de la paroi sont tous les deux équivalents à des champs effectifs hors du plan. L'équivalence champ-courant obtenue dans l'expérience résulte donc de l'addition des deux effets. Par conséquent, on peut supposer que la valeur de $\beta \sim 1$ a été surestimée puisque seul le terme NA a été considéré dans l'interprétation de cette expérience.

Enfin, une caractéristique importante du SL est sa dépendance en \mathbf{m}_x . En effet, l'équation I.7 montre que l'efficacité du couple \mathbf{T}_{SL} est nulle lorsque l'aimantation est orientée selon y et est maximale lorsqu'elle pointe selon $\pm x$. Ainsi, le terme SL participe plus ou moins au déplacement de la paroi selon la déformation de la paroi.

En résumé, il semble que de façon qualitative le champ FL contribue à la stabilité de la paroi alors que la composante SL participe directement à son déplacement. Cependant, l'influence précise de ces deux couples n'avait jamais encore été étudiée au début de ma thèse. L'amplitude du terme SL du SOT dépend fortement de l'orientation de l'aimantation au centre de la paroi et donc de sa déformation. Un moyen d'étudier l'influence de ce terme sur la dynamique de la paroi consiste à modifier sa structure, par exemple

22. Dans le régime turbulent, aucune influence de \mathbf{H}_{SL} sur la mobilité n'est attendue. Dans ce régime, l'aimantation à l'intérieur de la paroi oscille et pointe périodiquement selon $+x$ et $-x$. Le couple \mathbf{T}_{SL} est donc équivalent à un champ effectif orienté successivement selon $-z$ et $+z$. Par conséquent, son effet sur la dynamique de la paroi est nul en moyenne (cf I.17).

en la déformant au moyen d'un champ magnétique planaire. Avec les mains, un champ orienté dans la direction transverse au fil aura pour conséquence de modifier la stabilité de la paroi alors qu'un champ orienté le long du fil aura pour conséquence de moduler la structure de la paroi entre les configurations de Bloch et de Néel.

Il s'agit précisément de l'objectif de cette thèse. Je propose d'étudier l'influence du SOT sur le déplacement de paroi en présence d'un champ magnétique planaire.

I.4 Conclusion

Ces dernières années, le STT a attiré un grand intérêt dans le monde de l'électronique de spin pour la possibilité qu'il offre de manipuler l'aimantation avec du courant. Récemment, un nouveau mécanisme offrant cette possibilité a été mis en évidence dans les systèmes asymétriques : le SOT. Ce phénomène, issu de l'interaction spin-orbite, est décrit par deux contributions : le *Field-Like* et *Slonczewski-Like*. Alors que le premier agit comme un champ effectif, le deuxième est équivalent à un champ tournant avec l'aimantation. L'origine précise de ce phénomène n'est pas encore maîtrisée et fait encore débat dans la communauté.

Parmi les systèmes asymétriques étudiés, le Pt/Co/AlOx est un matériau particulièrement intéressant aussi bien pour les applications que pour l'étude fondamentale du phénomène. En effet, les grandes vitesses de déplacement de paroi et le renversement d'aimantation observés dans ce matériau permettent d'imaginer de nouveaux dispositifs ou d'en améliorer les anciens. D'autre part, le Pt/Co/AlOx est à l'origine des études expérimentales sur le SOT et se révèle être très riche physiquement.

Le phénomène de SOT étant nouveau, beaucoup de questions sont ouvertes sur la compréhension du phénomène. Durant cette thèse, je me suis intéressée à l'influence de celui-ci sur le déplacement de la paroi. Parmi les deux contributions FL et SL, l'une tend à la stabiliser alors que l'autre participe à son déplacement en modifiant sa mobilité. Par ailleurs, ces contributions sont dépendantes de l'orientation de l'aimantation à l'intérieur de la paroi.

Mon but durant cette thèse était d'étudier le rôle de chacune des contributions du SOT sur la dynamique de la paroi. Pour cela, je me suis intéressée à son déplacement en présence d'un champ magnétique planaire (transverse ou longitudinal), utilisé pour modifier la stabilité et la structure de la paroi.

Chapitre II

Techniques expérimentales

Sommaire

II.1 Multicouche Pt/Co/AlOx	48
II.1.1 Description du système étudié	48
II.1.2 Structuration de l'échantillon	49
II.2 Détection de paroi par effet Kerr magnéto-optique	52
II.2.1 Effet Kerr magnéto-optique (MOKE)	52
II.2.2 Microscope Kerr à champ large	53
II.3 Déplacement de paroi sous courant	56
II.3.1 Injection du courant	56
II.3.2 Principe de la mesure	58
II.4 Déplacement de paroi sous champ	62
II.4.1 Microbobine à champ pulsé	62
II.4.2 Principe de la mesure	63

Le but de ce chapitre est de présenter le système étudié, les techniques expérimentales utilisées et les méthodes de mesure. Je décrirai tout d'abord la préparation de la multicouche de Pt/Co/AlOx ainsi que ses caractéristiques, puis la technique de microscopie magnéto-optique à effet Kerr que nous avons choisie pour la mesure de la vitesse des parois dans nos systèmes. Enfin, je décrirai plus précisément les dispositifs expérimentaux et les méthodes de mesure que j'ai utilisés pour étudier le déplacement des parois sous l'action d'un courant électrique ou d'un champ magnétique.

II.1 Multicouche Pt/Co/AlOx

II.1.1 Description du système étudié

Au cours de cette thèse, je me suis intéressée au système asymétrique de Pt/Co/AlOx. Celui-ci a été étudié originellement à SPINTEC dans le but de développer des jonctions tunnels magnétiques à anisotropie perpendiculaire. Dans ce but, les études matériaux ont visé l'optimisation de son anisotropie perpendiculaire. Les études décrites dans le chapitre précédent ont montré que ce système présente des propriétés intéressantes lorsqu'un courant est injecté dans le plan des couches. Il a notamment montré une grande efficacité pour la dynamique de paroi sous courant et s'est révélé très adapté pour l'étude du SOT.

Les échantillons sont préparés au laboratoire SPINTEC par Stéphane Auffret. Les dépôts de Pt(3 nm)/Co(0,6 nm)/Al(1,6 nm) sont réalisés par pulvérisation cathodique sur un wafer de silicium thermiquement oxydé. L'échantillon de Pt/Co/Al est ensuite oxydé au moyen d'un plasma radiofréquence d'oxygène pendant un temps défini de manière à oxyder entièrement la couche d'aluminium sans oxyder celle de Co. La couche d'alumine résultante est suffisamment épaisse pour assurer la stabilité chimique des couches et préserver les propriétés magnétiques du système.

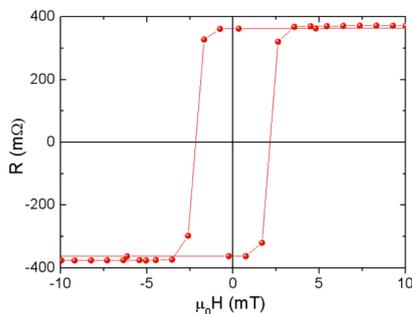


Figure II.1 – Mesure de la composante \mathbf{m}_z par effet Hall extraordinaire en fonction d'un champ appliqué hors du plan dans un système de Pt/Co/AlOx.

Les propriétés du système sont étudiées par effet Hall extraordinaire. La forme "carrée" des cycles d'hystérésis indique une aimantation perpendiculaire de la couche de cobalt avec une rémanence de 100 %. Tous les dépôts n'étant pas parfaitement identiques, les valeurs du champ coercitif et du champ d'anisotropie, déterminé ici à partir du champ magnétique planaire nécessaire pour basculer 90 % de l'aimantation dans le plan de l'échantillon, peuvent varier d'un échantillon à l'autre. Alors que la gamme de variation du champ d'anisotropie est relativement étroite ($\mu_0 H_K = 700 - 920$ mT), le coercitif peut parfois varier d'un ordre de grandeur entre $\mu_0 H_C = 2$ mT et $\mu_0 H_C = 50$ mT. Cette variation peut s'expliquer par une très petite variation d'épaisseur des couches d'aluminium d'un échantillon à l'autre ou par un léger changement des conditions d'oxydation [Manchon, 2007]. Nous remarquons cependant que cette variation n'altère pas le comportement global du système. En effet, la plupart des mesures que je présente dans ce manuscrit ont été reproduites

sur plusieurs échantillons. En général, les mesures sont qualitativement et quantitativement similaires. Cependant, lors de la présentation de mes résultats, je prendrai soin de souligner lorsqu'un comportement dépendant de l'échantillon est observé.

II.1.2 Structuration de l'échantillon

La structuration de l'échantillon sous forme de fils est nécessaire pour appliquer des densités de courant contrôlées et accessoirement fortes à travers celui-ci, ou encore pour les mesures quantitatives sous champ \mathbf{H}_z . En effet, d'après la littérature, le déplacement de paroi par courant dans le système de Pt/Co/AlOx nécessite des densités de courant de l'ordre de 1.10^{12} A/m². De telles valeurs ne peuvent être obtenues que si l'échantillon est structuré de manière à confiner le courant. Par ailleurs, afin d'étudier de manière quantitative l'influence du champ longitudinal ou transverse sur la dynamique de la paroi, nous avons besoin de pouvoir contrôler l'orientation des parois. Dans un fil, les parois ont naturellement tendance à se placer perpendiculairement aux fils afin de minimiser leur énergie de surface¹. L'échantillon est donc structuré en un réseau de fils. Leur largeur et leur longueur dépendent de leur utilisation : 0,5 à 1 μm de large pour une longueur de 10 μm pour les études en courant ; et 2 μm de large sur toute la longueur de l'échantillon pour les mesures en champ.

Dans cette partie, je décris le procédé de fabrication des échantillons. Bien que celui-ci soit similaire dans les deux cas, quelques étapes et précautions particulières sont nécessaires pour les fils dans lesquels on souhaite injecter du courant.

La fabrication des échantillons a été réalisée avec les équipements du pôle technologique NanoFab de l'institut Néel et de la Plateforme Technologique Amont au CEA².

La structuration des fils pour les études quantitatives sous champ (cf partie II.4) est réalisée à partir d'un masque dur de Ti représentant un réseau de fils de 2 μm de large sur une longueur d'environ 1 cm. Le masque est obtenu par lithographie électronique, dépôt de Ti et procédé lift-off. Le motif est ensuite reproduit sur l'échantillon par une étape de gravure ionique. A la fin de la gravure, une couche épaisse de Ti (10 – 20 nm selon les échantillons) est alors laissée en surface nous assurant que la multicouche de Pt/Co/AlOx n'a pas été atteinte par la gravure. Cette couche n'est pas gênante pour les mesures puisqu'elle n'a aucune influence sur le déplacement de paroi sous champ magnétique.

Pour les mesures sous courant, la structuration nécessite quelques changements et

1. Nous verrons dans le chapitre IV que cela n'est pas toujours vrai.

2. Au cours de cette thèse, je n'ai que partiellement participé aux étapes de fabrication. De manière générale, les échantillons ont été structurés par d'autres personnes du groupe (Mihai Miron, Gilles Gaudin, Ales Hrabec et Alexandre Lopez).

quelques étapes intermédiaires. Les différentes étapes de structuration sont décrites sur la figure II.2 et expliquées en détails dans la thèse de A. Hrabec [Hrabec, 2011].

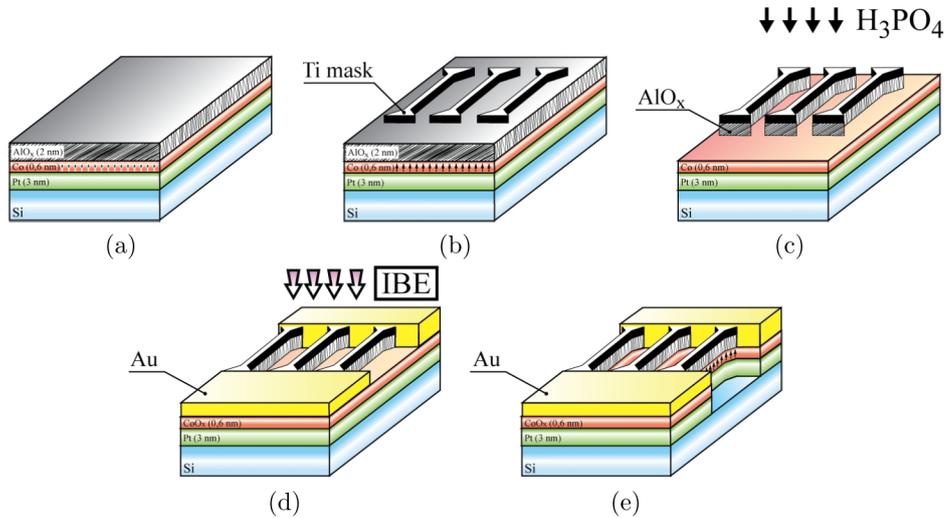


Figure II.2 – Illustration schématique des différentes étapes de fabrication. Figure extraite de [Hrabec, 2011]. Dans notre cas, le motif de Ti comprend également deux pads de part et d'autre des fils. Cela permet de ne pas avoir besoin d'une grande précision lors de la deuxième étape de lithographie puisque les larges contacts d'or ne sont alors pas positionnés précisément à l'extrémité des fils mais de manière à recouvrir une partie des pads définis par le masque de Ti.

Un masque dur de Ti de 15 nm est tout d'abord réalisé par lithographie électronique, dépôt et lift-off. Une gravure chimique accompagnée d'ultrasons est utilisée ensuite pour retirer l' AlO_x au niveau des zones non-protégées par le Ti. Une seconde étape de lithographie (optique ou électronique) est ensuite réalisée suivie d'un dépôt de $\text{Ti}(3 \text{ nm})/\text{Au}(20 \text{ nm})/\text{Ti}(10 \text{ nm})$ et d'un lift-off, afin de créer de part et d'autre des fils deux larges pads nécessaires pour l'injection du courant. Enfin, la structure finale est obtenue par gravure ionique. Celle-ci, contrôlée au moyen d'un SIMS *in-situ*, est arrêtée de manière à garder une faible épaisseur de Ti (2 – 5 nm) au-dessus des fils³. En effet, comme pour la structuration destinée aux mesures en champ, il est nécessaire de garder une fine couche de Ti afin de s'assurer que la multicouche Pt/Co/ AlO_x n'est pas modifiée par cette dernière étape. Cependant, cette épaisseur doit rester faible afin de modifier le moins possible les lignes de courant dans l'échantillon et de garder un maximum de courant dans le Pt et le Co.

Le dessin du masque de Ti est constitué de 20 fils de 500 nm de large et 10 μm de long ainsi que de deux pads situés de part et d'autre des fils⁴.

3. L'étape de gravure est réalisée en présence d'un échantillon de référence de Co/Ti (où l'épaisseur de la couche de Ti est inférieure de 2 – 5 nm à celle du masque de Ti). La détection des atomes de Co permet de déterminer l'arrêt de la gravure.

4. Ces pads sont petits par rapport aux deux larges pads d'Or qui viennent les recouvrir après la deuxième lithographie

Je justifie ici le choix de ces dimensions. La largeur des fils a été réduite au maximum afin de pouvoir injecter une densité de courant suffisamment importante tout en gardant la possibilité de les observer par microscopie Kerr⁵. Par ailleurs, la résistance du fil étant directement proportionnelle à sa longueur, cette dernière doit être minimisée afin de pouvoir appliquer un maximum de courant à partir d'une source de tension et aussi afin de limiter le chauffage par effet Joule en leur centre. Néanmoins, cette longueur doit également être suffisante pour observer le déplacement de paroi sur quelques micromètres. Afin d'obtenir un compromis, les fils ont été structurés avec une longueur de 10 μm . Enfin, dans le but d'augmenter la statistique pour les études quantitatives, le réseau est constitué de 20 fils séparés de 2 μm , cette distance étant choisie de manière à ce que le champ d'Oersted entre deux fils voisins soit assez faible pour qu'ils n'interagissent pas entre eux.

5. Notons que la résolution n'est malgré tout pas optimale puisque la largeur des fils (500 nm) est dans ce cas inférieure à la longueur d'onde de notre source de lumière (630 nm)

II.2 Détection de paroi par effet Kerr magnéto-optique

Au cours de cette thèse, je me suis intéressée à la dynamique de la paroi induite soit par injection de courant, soit par l'application d'un champ hors du plan. Pour ces différentes études, les déplacements de parois sont détectés par une même technique de visualisation : la microscopie Kerr magnéto-optique.

II.2.1 Effet Kerr magnéto-optique (MOKE)

Lorsqu'une lumière polarisée rectilignement se réfléchit sur un matériau magnétique, elle interagit avec ce matériau. Cette interaction magneto-optique constitue l'effet Kerr magnéto-optique. Il se traduit par un changement de la polarisation de l'onde réfléchi : soit une rotation de cette polarisation, soit une rotation couplée à une transformation en onde elliptique. Cet effet est utilisé pour l'étude des microstructures magnétiques (domaines et parois de domaines), dans les couches minces ou à la surface des matériaux massifs⁶.

Dans le cas où l'on considère la rotation de la polarisation, l'effet Kerr peut être quantifié par l'angle de rotation à la réflexion θ_K . Pour un matériau donné, θ_K est proportionnel à l'aimantation de la couche, c'est-à-dire qu'il change de signe quand l'aimantation se retourne. Par conséquent, deux domaines magnétiques de sens opposés induisent des angles θ_K de signes opposés et peuvent donc être distingués par l'analyse de la lumière réfléchie.

En fonction de l'orientation relative de l'aimantation de l'échantillon par rapport au plan d'incidence et à la polarisation de la lumière, trois configurations différentes de l'effet Kerr peuvent être distingués :

- l'effet Kerr longitudinal, pour lequel θ_K est sensible à la composante de l'aimantation qui est dans le plan de l'échantillon et dans le plan d'incidence,
- l'effet Kerr transverse, pour lequel θ_K est sensible à la composante de l'aimantation qui est dans le plan de l'échantillon et orthogonale au plan d'incidence,
- l'effet Kerr polaire, pour lequel θ_K est sensible à la composante de l'aimantation perpendiculaire à l'échantillon et dans le plan d'incidence.

Pour ces trois configurations, le signal Kerr varie en fonction de l'angle d'incidence. Dans le cas de l'effet Kerr polaire, l'angle θ_K est maximum pour une incidence perpendiculaire.

6. La réflexion de la lumière s'accompagne d'une pénétration à l'intérieur du matériau. La profondeur de pénétration dépend du matériau considéré et est de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Par conséquent, l'effet Kerr est limité à l'étude de l'état magnétique du système dans les couches minces ou à la surface des matériaux massifs.

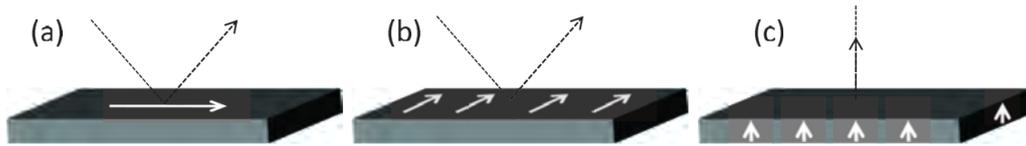


Figure II.3 – Définition des géométries Kerr : longitudinale (a), transverse (b) et polaire (c). Les flèches blanches indiquent l'orientation de l'aimantation. Figure extraite de [Lavrijsen, 2011].

L'effet Kerr présente de nombreux avantages pour l'étude des systèmes magnétiques. La plupart du temps aucun traitement de surface n'est nécessaire et la technique permet même la présence d'une fine couche au dessus de la couche magnétique. Par ailleurs, un champ magnétique d'amplitude et de direction arbitraires peut être appliqué sur l'échantillon au cours de la mesure, permettant d'étudier l'évolution de l'état magnétique.

La microscopie Kerr permet donc d'imager les structures magnétiques et d'observer leur évolution au cours du temps lorsque le système est soumis à des contraintes extérieures (champ magnétique, courant, chauffage, ...). Il existe deux types de microscopes Kerr : le microscope à champ large, qui fournit immédiatement une "image magnétique" d'une certaine zone de l'échantillon, et le microscope *laser-scanning*, dans lequel un faisceau laser balaye rapidement la surface de l'échantillon construisant ainsi une image « par balayage ». Les deux techniques ont leurs avantages et leurs inconvénients [Schäfer, 2007]. Pour notre étude, nous avons utilisé un microscope Kerr à champ large. Dans le paragraphe suivant, nous décrivons les avantages et les détails d'utilisation de celui-ci.

Pour plus d'informations sur l'effet Kerr magnéto-optique et la microscopie Kerr, le lecteur pourra se reporter à la revue détaillée de Schäfer sur le sujet [Schäfer, 2007].

II.2.2 Microscope Kerr à champ large

Le microscope Kerr à champ large est une technique avantageuse pour observer l'évolution spatiale et temporelle de domaines magnétiques sur des grandes surfaces. La résolution de cette technique, limitée uniquement par la diffraction, est de l'ordre de 500 nm dans le visible⁷ et le grossissement peut facilement être modifié par un simple changement d'objectif. Les surfaces étudiées peuvent ainsi varier de l'échelle du centimètre à celle du micromètre. Par conséquent, bien que la structure interne des parois ne puisse pas être observée dans la multicouche de Pt/Co/AlOx (la largeur de la paroi étant estimée à $\Delta \sim 5$ nm), cette technique est adaptée pour l'étude de la dynamique des parois puisqu'elle permet d'observer rapidement la position et la forme de celles-ci sur des échelles variables.

7. Cette résolution peut être améliorée jusqu'à 300 nm par des techniques d'immersion dans l'huile permettant de changer l'indice de réfraction du milieu.

Les mesures en microscopie Kerr ont été réalisées à l'institut Néel à l'aide d'un microscope optique commercial Zeiss, adapté pour la microscopie magnéto-optique. La lumière est polarisée rectilignement et la rotation de la polarisation à la réflexion est alignée grâce à un second polariseur, appelé dans cette position analyseur, utilisé dans une géométrie proche de l'extinction avec le premier polariseur. Le signal optique sortant après l'analyseur est capté par une caméra CCD qui le convertit en signal électrique. Les régions de l'échantillon aimantées selon différentes orientations induisent des rotations Kerr différentes qui sont transformées en différentes intensités par la caméra CCD, et permettent l'observation du contraste magnétique.

La rotation Kerr dépend à la fois de la longueur d'onde de la lumière et du matériau. Par conséquent, la source de lumière doit être choisie de manière appropriée selon le système étudié. Dans notre cas, une LED rouge haute-puissance d'une longueur d'onde de 630 nm s'est révélée adaptée pour l'observation des structures magnétiques dans le cobalt.

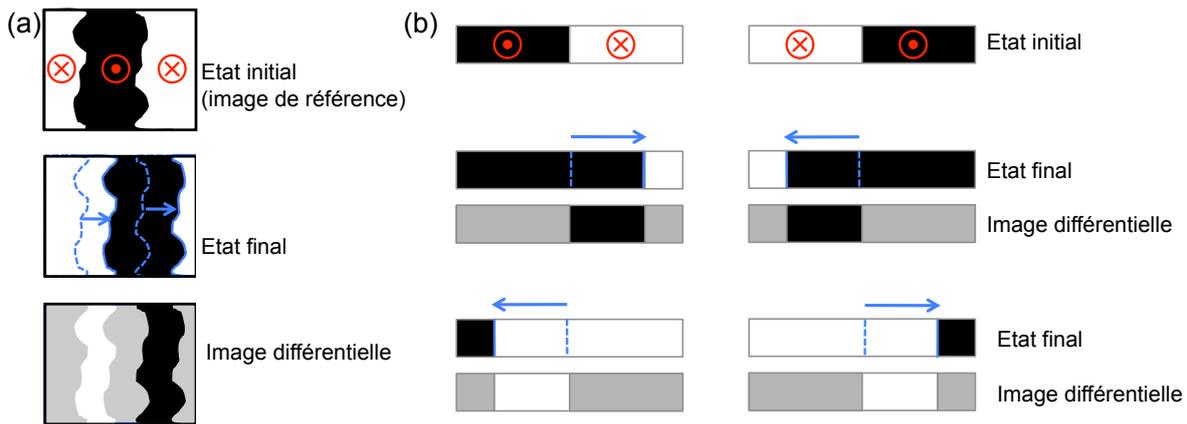


Figure II.4 – (a) Description du mode différentiel : Une première image de l'état initial du système est enregistrée comme image de référence. Lorsque le système est soumis à une contrainte extérieure (champ magnétique ou courant électrique), la structure magnétique est modifiée. Une seconde image est alors acquise. L'image différentielle est obtenue par la différence de ces deux images. Elle montre l'évolution de l'état magnétique du système. Par exemple, dans le cas d'une paroi, elle permet d'imager le déplacement. (b) Le contraste magnétique (blanc ou noir) dépend du type de paroi (up/down ou down/up) et de la direction de déplacement.

Pour observer l'évolution d'une structure magnétique, il est approprié d'utiliser le microscope en mode différentiel⁸. Ce mode n'est rien d'autre qu'un traitement informatique effectuant la soustraction de deux images. Le principe du mode différentiel est illustré par la figure II.4.a. Une image différentielle est la soustraction entre l'image de l'état final et l'image de l'état initial du système, cette dernière ayant préalablement été enregistrée comme image de référence. Seule l'évolution de la structure magnétique peut donc être

8. Outre l'observation directe de l'évolution du système, le mode différentiel permet de s'affranchir de la topographie de l'échantillon et d'augmenter le contraste magnétique à partir d'une image de référence.

observée, comme le montre notamment l'exemple du déplacement de paroi sur la figure [II.4.b](#).

Notons que le contraste magnétique (blanc ou noir) dépend du type de paroi et de la direction de déplacement (cf figure [II.4.b](#)). Ainsi, les déplacements d'une paroi up/down et d'une down/up dans des directions opposées donneront la même image différentielle. Une image différentielle ne se suffit donc pas à elle-même pour décrire l'évolution du système. Au moins le type de la paroi (up/down ou down/up) ou le sens de déplacement doit être connu pour avoir l'information sur l'évolution du système.

Enfin, le microscope Kerr utilisé pour cette expérience est également équipé de deux bobines contrôlées par des alimentations de courant (*Keeco*). La première, placée sous l'échantillon, permet de générer un champ perpendiculaire. Elle est utilisée pour saturer l'échantillon et également pour initialiser les parois dans les fils (cf parties [II.3.2.1](#) et [II.4.2.1](#)). La deuxième bobine est utilisée pour appliquer le champ magnétique planaire jusqu'à des valeurs de 230 mT.

II.3 Déplacement de paroi sous courant

II.3.1 Injection du courant

Afin d'exciter les parois avec du courant, les échantillons sont structurés sous la forme de fils dans lesquels des impulsions de courant sont injectées. Le dispositif expérimental utilisé pour les mesures de transport est illustré sur la figure II.5. Afin d'appliquer de fortes densités de courant à travers les fils, des impulsions courtes sont utilisées permettant de limiter le chauffage et éviter les phénomènes de nucléation. Pour cela, nous disposons de deux générateurs d'impulsions. Le premier est utilisé pour contrôler le déclenchement de la mesure, alors que le deuxième permet l'injection des impulsions courtes dans l'échantillon. Ce dernier est une source de tension ultrarapide permettant de délivrer des impulsions d'une durée variant de 0,5 à 10 ns avec une tension pouvant atteindre une valeur supérieure à 16V.

Le courant passe tout d'abord dans l'échantillon puis à travers l'impédance 50Ω de l'oscilloscope afin de mesurer la forme précise de l'impulsion qui est passée au travers de l'échantillon. La connaissance de l'impulsion est essentielle pour déterminer la vitesse de déplacement en fonction du courant. Notons par ailleurs que la résistance du système varie entre 140 et 200 Ω selon les échantillons alors que tous les appareils et les câblages sont adaptés 50Ω . Une partie du signal est donc réfléchié dans le générateur d'impulsions. Cette perte est cependant inférieure à celle qui serait engendrée par l'ajout d'une résistance en parallèle dans le but d'assurer l'adaptation d'impédance. En effet dans ce cas une importante partie du courant serait déviée dans cette résistance, diminuant ainsi la puissance maximale injectée dans l'échantillon.

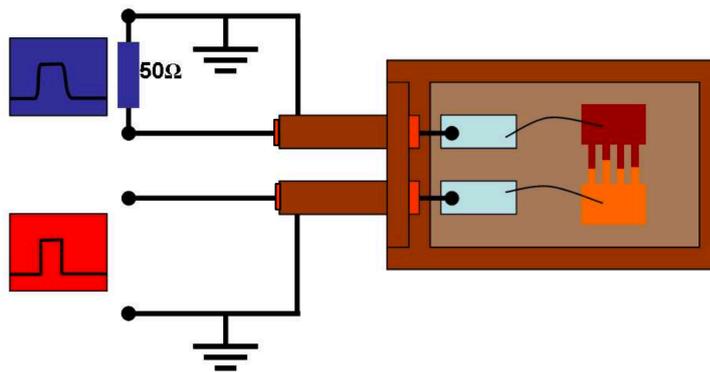


Figure II.5 – Représentation schématique du dispositif expérimental utilisé pour les mesures de transport. Le générateur d'impulsions est représenté en rouge et l'oscilloscope en bleu. Le courant passe à travers l'échantillon, et l'impédance interne de 50Ω de l'oscilloscope. Le circuit est fermé par le porte-échantillon connecté à la masse. Figure extraite de [Miron, 2009].

Quatre paramètres peuvent être contrôlés à partir des générateurs d'impulsions : l'amplitude de l'impulsion ainsi que sa durée (définie comme la largeur à mi-hauteur) sont

contrôlées par le générateur d'impulsion ultrarapide, alors que le nombre d'impulsions et la fréquence de répétition sont contrôlés par celui permettant le déclenchement de la mesure. Ici, nous expliquons comment les valeurs de ces paramètres sont choisies pour l'expérience.

L'amplitude de l'impulsion définit la densité de courant que l'on souhaite injecter. Les résistivités du Co et du Pt étant du même ordre de grandeur, la densité de courant est estimée en faisant l'hypothèse que le courant circule de manière uniforme dans les deux couches⁹. Notons que pour cette estimation, nous négligeons le courant circulant dans la couche de Ti présente au dessus des fils à l'issue de l'étape de fabrication. Cette approximation s'explique par la faible épaisseur de Ti (quelques nanomètres) et par sa résistivité d'un ordre de grandeur supérieure à celle du Co et du Pt.

La valeur de la densité de courant a une conséquence sur le choix de la durée de l'impulsion. En effet, un obstacle à l'observation du déplacement de paroi est la présence des nucléations. Celles-ci apparaissent lorsque la température augmente, favorisant ainsi le renversement local de l'aimantation. Une solution pour freiner l'apparition des nucléations est, à densité de courant constante, de diminuer la durée d'impulsion. De cette manière, l'énergie injectée dans les fils est limitée et la température n'a pas le temps d'atteindre son maximum. La probabilité de nucléation, qui est un phénomène thermiquement activé dépendant du temps, est alors diminuée. Nous appelons « durée limite de nucléation », la longueur maximale de l'impulsion que l'on peut appliquer sans observer de nucléation. Ce temps dépend de la densité de courant appliquée (figure II.6)¹⁰. La longueur d'impulsion est donc choisie en fonction de la densité de courant de manière à être toujours en dessous de la durée limite de nucléation. En général, j'ai essayé de travailler proche de cette limite.

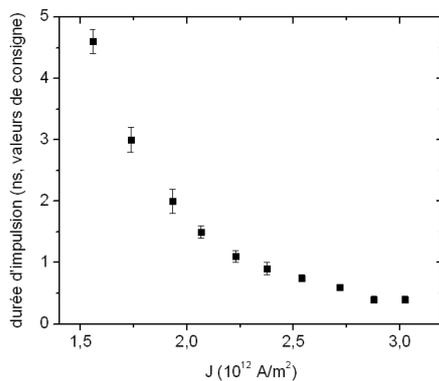


Figure II.6 – Mesure de la durée limite de nucléation dans les fils de Pt/Co/AlOx en fonction de la densité du courant.

9. Cette estimation n'est pas parfaitement rigoureuse puisque, selon l'étude de Cormier *et al.* [Cormier *et al.*, 2010], le courant circulerait essentiellement dans la couche de Pt. Cela nous permet cependant d'obtenir tout de même une bonne approximation de la densité de courant dans l'échantillon.

10. Ces courbes ont été mesurées dans le but de déterminer les paramètres de mesure. Les durées limite de nucléation indiquées sur la figure sont donc exprimées à partir des valeurs de consigne du générateur d'impulsions. Notons que les durées des impulsions réelles diffèrent légèrement de celles de consigne. Cette correction est prise en compte pour les mesures des vitesses de déplacement.

La fréquence de répétition est choisie de manière à ce que la chaleur générée dans le fil par l'injection du courant ait le temps d'être entièrement dissipée entre deux impulsions. On la choisit de manière à ce que la vitesse de déplacement de la paroi en soit indépendante. Pour nos expériences, elle varie de 100Hz à 1MHz.

Enfin, afin de mesurer le déplacement des parois sur une distance raisonnable, c'est-à-dire visualisable facilement par MOKE, le nombre d'impulsions est choisi en fonction de la vitesse de la paroi de manière à enregistrer un déplacement de l'ordre du micromètre.

II.3.2 Principe de la mesure

II.3.2.1 Préparation des parois

Pour réaliser une mesure de déplacement de paroi, nous avons besoin avant tout de créer une paroi à l'intérieur du fil. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées. Ci-dessous, je décris le procédé que j'ai employé pour mes mesures quantitatives.

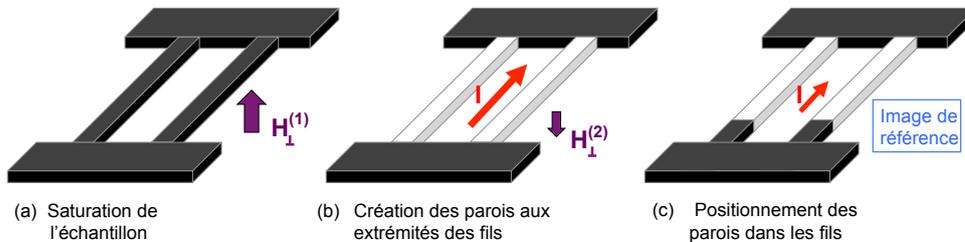


Figure II.7 – Procédé de préparation des parois à l'intérieur des fils pour l'étude de déplacement sous courant.

L'échantillon est tout d'abord saturé (up ou down) par l'application d'un champ hors du plan $\mathbf{H}_{\perp}^{(1)}$ supérieur au champ coercitif de l'échantillon (figure II.7.a). Un champ $\mathbf{H}_{\perp}^{(2)}$ de sens opposé est alors appliqué. Son amplitude est insuffisante pour retourner l'aimantation. Simultanément, un courant de sens quelconque, est injecté dans le fil. L'échauffement qu'il produit permet le renversement de l'aimantation dans le fil suivant le champ $\mathbf{H}_{\perp}^{(2)}$. La densité de courant étant plus élevée dans les fils que dans les pads, le retournement n'a lieu qu'à l'intérieur des fils (figure II.7.b). Une paroi est donc créée à chaque extrémité des fils. Enfin, une série d'impulsions de courant est appliquée pour déplacer les parois à l'intérieur des fils (figure II.7.c)¹¹. Cela définit la position initiale de la paroi pour la mesure. L'image obtenue est enregistrée comme image de référence.

II.3.2.2 Mesure des vitesses

Une fois la position initiale définie, des impulsions de courant sont injectées pour déplacer la paroi. Le déplacement est observé par microscopie Kerr au moyen d'images

11. Notons que l'application du courant permet seulement le déplacement d'une des parois vers le centre du fil. La paroi se situant à l'autre extrémité du fil devrait alors se déplacer dans le pad. Néanmoins, la densité de courant de celui-ci est trop faible et la paroi reste bloquée à son entrée.

différentielles (figure II.8)). On étudie la variation du déplacement moyen (déplacement mesuré divisé par le nombre d'impulsions injectées) en fonction de la durée de l'impulsion pour au moins trois durées différentes. La pente de l'ajustement linéaire nous permet alors d'obtenir la vitesse de la paroi. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de prendre en compte la dynamique de la paroi uniquement lorsque le courant est établi, puisque l'on s'affranchit des temps de montée et de descente en considérant seulement la différence entre les impulsions. Enfin, afin d'obtenir une statistique suffisante, chaque déplacement est la moyenne d'un nombre élevé d'événements indépendants (entre 10^3 et 10^5)¹².

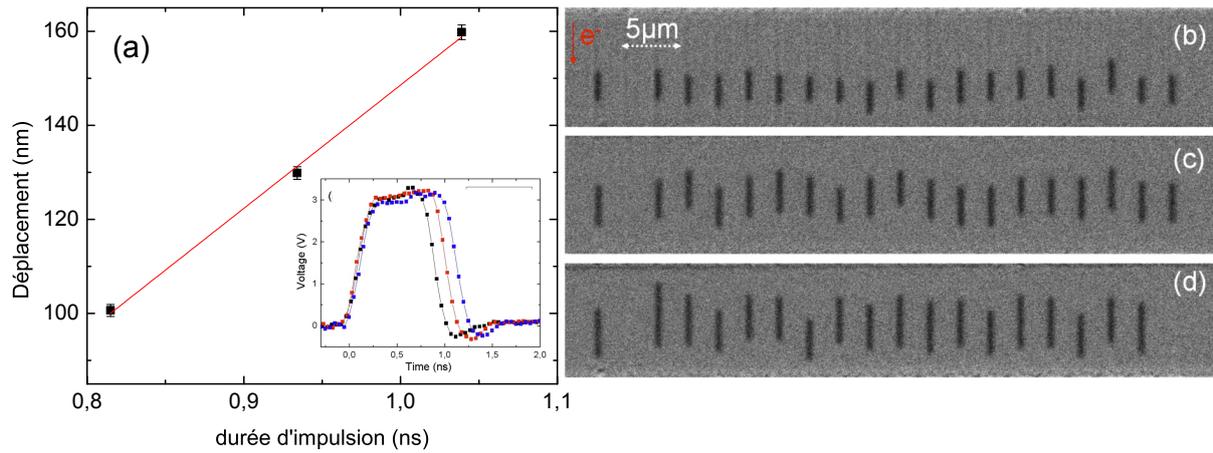


Figure II.8 – (a) Mesure du déplacement moyen de la paroi en fonction de la durée d'impulsion pour une densité de courant de $1,64 \times 10^{12}$ A/m². Les barres d'erreur, définies par l'erreur standard sur la valeur moyenne, sont inférieures à la taille des points. Les courbes tracées en insert représentent les impulsions de courant utilisées pour les trois mesures de déplacements. (b-d) Images différentielles correspondant au déplacement de paroi induit par 30 impulsions de $1,64 \times 10^{12}$ A/m² pour des durées de (b) 0,8 ns, (c) 0,94 ns, (d) 1,01 ns.

La vitesse de déplacement en fonction de la densité de courant est mesurée systématiquement pour les deux sens du courant et les deux types de paroi (up/down et down/up). La moyenne est ensuite réalisée pour ces quatre configurations. La courbe obtenue est présentée sur la figure II.9. Ce résultat est en accord avec la courbe obtenue en 2011 par Miron *et al.* (cf figure I.25 page 37) avec des vitesses de déplacement de plusieurs centaines de mètres par seconde. Trois régimes peuvent être distingués : le creep, le dépiégeage et le flow, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent. Le régime de creep apparaît pour des faibles densités de courant. Sa nature thermiquement activée est caractérisée par une distribution importante du déplacement des parois (cf figure II.9.d). Le régime de flow est obtenu lorsque la mobilité de la paroi sature ($J > 1,9 \times 10^{12}$ A/m²). Dans ce cas, la dynamique de la paroi n'est pas affectée par les défauts et le déplacement de paroi est homogène dans tous les fils. Enfin, le régime de dépiégeage est un régime intermédiaire, pour lequel la mobilité n'a pas encore atteint la saturation mais pour lequel nous obser-

12. Nombre d'événements = (Nombre de fils) × (Nombre d'impulsions) × (Nombres d'images)

vons une faible distribution des déplacements de parois comme montré sur la figure II.9. Pour la plupart des études, nous essayons de travailler dans le régime de flow. Cependant, les contraintes expérimentales ne permettent pas toujours de travailler avec les densités de courant nécessaires. Dans ces cas-là, je me suis contentée de travailler dans le régime de dépiégeage.

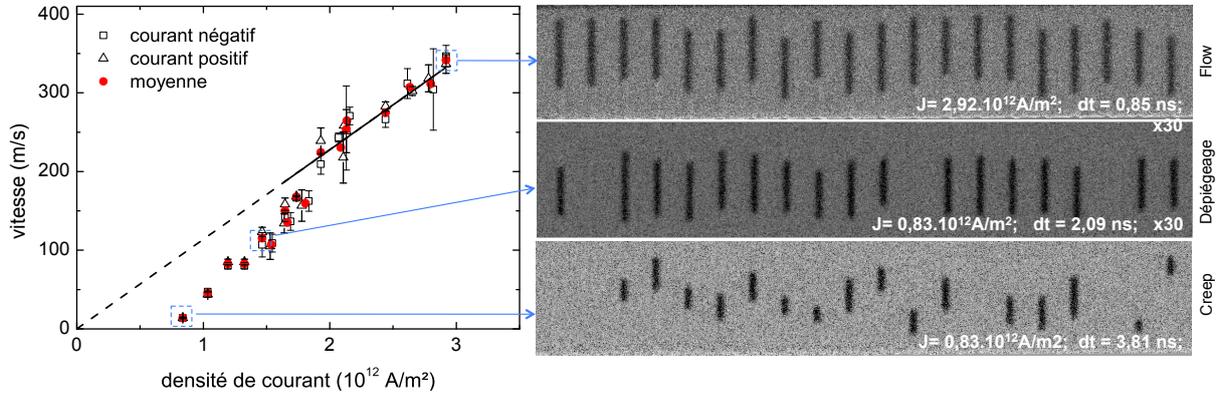


Figure II.9 – (gauche) : Vitesse de déplacement en fonction de la densité de courant. La ligne continue est obtenue par un ajustement linéaire (pour lequel l'intersection à l'origine est imposée) de la vitesse dans le régime de flow (pour $J > 1,9 \times 10^{12}$ A/m²). Images différentielles de déplacements de parois obtenues pour différentes densités de courant, correspondant aux trois points encadrés. Elles illustrent la distribution de déplacements dans les régimes de creep, dépiégeage et flow.

II.3.2.3 Déplacement de paroi en présence du champ planaire

Afin d'étudier l'influence du champ planaire sur la dynamique de la paroi, la même mesure doit être effectuée en présence d'un champ externe. Pour cela, l'échantillon est positionné de manière à placer les fils parallèlement ou perpendiculairement à la bobine planaire. Avant de commencer la mesure, il est alors important de s'assurer de la planarité de la bobine afin d'éviter la présence d'une composante de champ selon l'axe z .

Pour cela, on se reporte aux symétries du système. Comme illustré sur la figure II.10, l'action d'un champ et d'un courant positifs sur une paroi up/down est équivalente, par rotation de π autour de l'axe z , à l'action d'un courant et d'un champ négatifs sur une paroi down/up. La longueur du déplacement de la paroi est donc équivalente pour ces deux configurations. Cependant, cette affirmation n'est plus vraie si une composante \mathbf{H}_z est induite par un désalignement de la bobine planaire. Le signe de \mathbf{H}_z étant dans ce cas fonction de celui du champ planaire, la symétrie axiale est brisée et il en résulte une asymétrie du déplacement de la paroi. L'observation de cette asymétrie est utilisée pour affiner le réglage de l'orientation de la bobine planaire. La planarité du système est obtenue par ajustement progressif de l'orientation de la bobine jusqu'à observer des déplacements de parois équivalents. En pratique, nous mesurerons systématiquement toutes les symétries

possibles du système (courant et champ planaire positifs et négatifs pour les deux types de parois up/down et down/up). De cette manière, nous pouvons moyenner les configurations équivalentes par symétrie afin de s'affranchir de l'effet d'une éventuelle composante \mathbf{H}_z résiduelle sur la dynamique de la paroi.

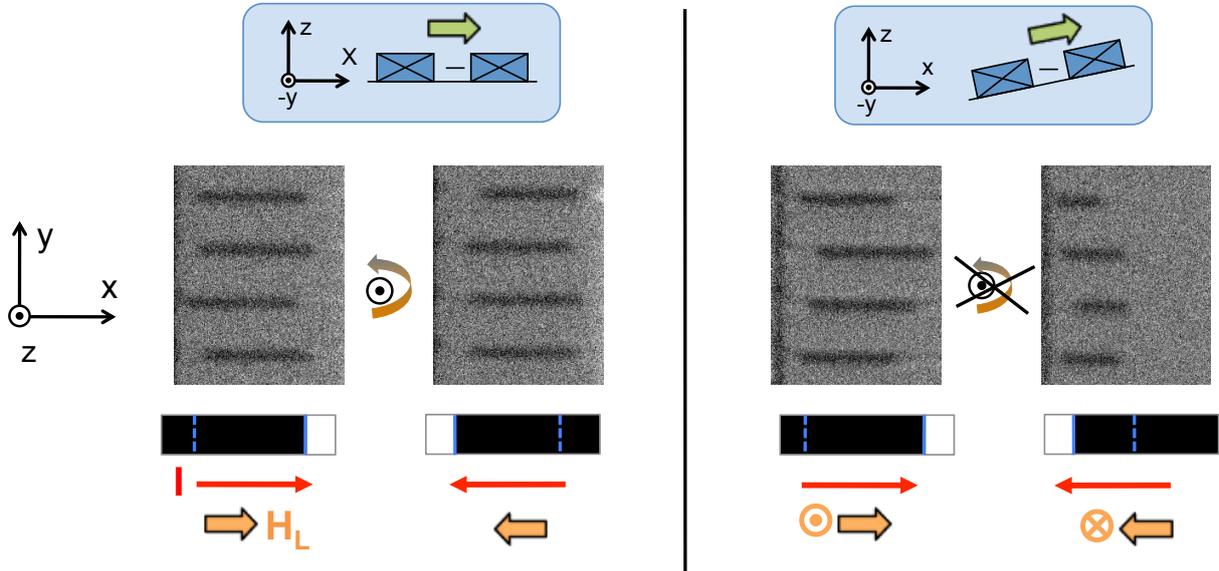


Figure II.10 – Illustration de l'effet du désalignement de la bobine planaire sur le déplacement de paroi. Lorsque la bobine est parfaitement orientée dans le plan de l'échantillon (selon x pour cet exemple), les deux situations décrites à gauches sont équivalentes par rotation autour de π autour de l'axe z . Cela n'est cependant plus vrai si une composante selon z accompagne le champ planaire dû à un désalignement de la bobine.

Une fois la paroi préparée selon ce procédé, le champ planaire est appliqué de manière statique. La paroi est alors déplacée par injection de courant et l'image finale est enregistrée alors que le champ planaire est encore appliqué.

II.4 Déplacement de paroi sous champ

Au cours de ce travail de thèse, je me suis également intéressée au déplacement de paroi sous l'action d'un champ perpendiculaire au plan de l'échantillon. L'objectif étant d'étudier l'effet du champ planaire sur la dynamique des parois tout en s'affranchissant du SOT. Dans cette partie, je décris la technique utilisée et la méthode de mesure.

II.4.1 Microbobine à champ pulsé

Pour étudier la dynamique de paroi sous champ, nous avons besoin de travailler avec des champs suffisamment élevés de manière à sortir du régime de creep. Pour cela, nous disposons d'une microbobine à champ pulsé mise au point au cours de la thèse de Marlio Bonfin [Bonfim, 2001].

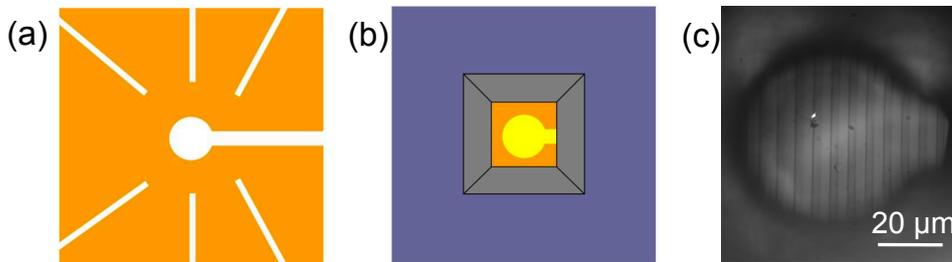


Figure II.11 – (a-b) Représentation schématique de la microbobine. (a) Vue de dessus : Un film de Cu est déposé sur un substrat de Si-SiO₂. Il est structuré de manière à conduire le courant autour d'un trou central de 50 µm de diamètre. (b) De l'autre côté du substrat un trou de forme carré est gravé afin d'imager l'échantillon. (c) Image microscope d'un réseau de fils de 2 µm de large de Pt/Co/AlO_x à travers la microbobine. Les figures (a) et (b) sont extraites de [Miron, 2009].



Remarque :

Dans la suite de ce manuscrit, nous distinguerons les champs perpendiculaires \mathbf{H}_z , appliqué par la microbobine, et \mathbf{H}_\perp , appliqué par la bobine perpendiculaire située sous l'échantillon.

La microbobine est constituée d'une couche de cuivre structurée sur un substrat d'oxyde de silicium. Le cuivre est structuré au moyen de lignes isolantes gravées de manière à forcer le courant à avoir une trajectoire approximativement circulaire autour d'un trou central de 50 µm. Un champ perpendiculaire peut ainsi être généré par l'injection du courant. L'échantillon est clivé en un carré d'environ $2 \times 2 \text{ mm}^2$ et collé sur la microbobine de manière à ce que la face supérieure de l'échantillon soit plaquée contre la face de cuivre. L'isolation entre l'échantillon et le cuivre est obtenue par une couche de résine polymère préalablement déposée sur le cuivre.

La source de courant pulsé reliée à la microbobine a été créée de manière à produire des impulsions de courant pouvant atteindre 60 A (équivalentes à un champ de l'ordre d'environ 400 mT) pour des temps de montée de 10 ns et des durées allant de 20 ns à quelques centaines de nanosecondes. La forme des impulsions est montrée sur la figure II.12.

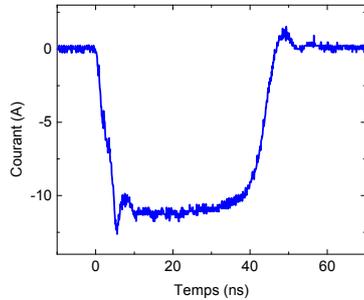


Figure II.12 – Impulsion de courant typique envoyée dans la microbobine.

II.4.2 Principe de la mesure

II.4.2.1 Préparation des parois

Pour observer simultanément le déplacement de parois up/down et down/up, nous avons besoin d'avoir les deux parois approximativement au centre de la microbobine. Le procédé utilisé pour positionner correctement les parois est illustré par la figure II.13.

Dans un premier temps, l'échantillon est saturé par l'application d'un champ hors du plan \mathbf{H}_\perp à l'aide de la bobine perpendiculaire placée sous l'échantillon. Partant de cette configuration, des fortes impulsions de champ \mathbf{H}_z sont appliquées avec la microbobine dans le sens opposé. Ce champ étant localisé, proche du centre de la microbobine, l'aimantation n'est renversée que dans cette zone, créant ainsi une paroi de forme circulaire. Enfin, celle-ci est ramenée au centre de la microbobine à l'aide d'un faible champ \mathbf{H}_\perp . Cette configuration définit l'état initial du système. Elle est enregistrée comme image de référence.

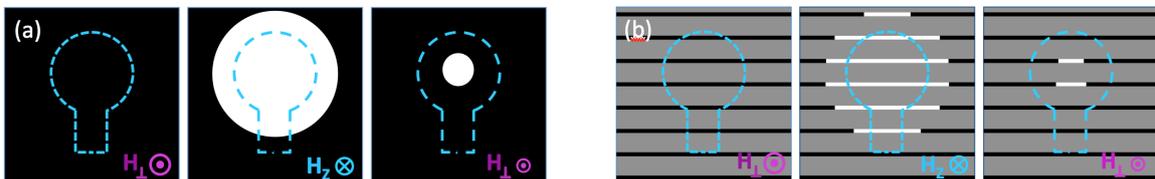


Figure II.13 – Procédé de préparation des parois au centre de la microbobine dans un film (a) et dans des fils (b) pour l'étude de déplacement sous champ \mathbf{H}_z .

Pour déplacer les parois avec un champ, aucune structuration de l'échantillon n'est nécessaire en théorie. Cependant, afin d'étudier de manière quantitative l'influence du champ longitudinal (ou transverse) sur la dynamique de la paroi, nous avons structuré les échantillons sous forme de fils de 2 μm de large (cf partie II.1.2) afin de contrôler

l'orientation des parois. En effet, les parois auront naturellement tendance à se placer perpendiculairement aux fils afin de minimiser leur énergie de surface¹³. Pour les échantillons structurés, la méthode de préparation des parois est exactement la même que celle décrite précédemment. Ici, au lieu d'observer un unique domaine circulaire, un domaine est créé avec la microbobine au centre de chaque fil et les parois sont ramenées vers le centre de la microbobine au moyen d'un faible champ \mathbf{H}_\perp .

II.4.2.2 Mesure des vitesses

Pour l'étude de la dynamique de la paroi sous champ \mathbf{H}_z , la vitesse n'est pas déterminée par un ajustement linéaire sur plusieurs durées d'impulsion comme précédemment mais par une simple division du déplacement de paroi obtenue pour n impulsions consécutives en fonction du temps intégré ($n \times$ durée d'impulsion). La raison de ce choix provient encore une fois du problème des nucléations. En effet, la probabilité que celles-ci apparaissent est d'autant plus grande que l'impulsion est longue et que le champ appliqué est grand. Par conséquent, nous avons besoin de travailler avec des impulsions courtes, particulièrement pour les forts champs (nécessaires pour se rapprocher du régime de flow). Cependant, nous sommes limités par la source de courant qui ne permet pas d'appliquer des impulsions d'une durée inférieure à 20 ns. Afin de pouvoir travailler avec les plus courtes durées d'impulsion disponibles, nous avons donc choisi de déterminer la vitesse par le rapport du déplacement de paroi sur le temps intégré. L'erreur sur la vitesse est alors déterminée à partir de la relation $\Delta v = \left(\frac{\Delta D}{D} + \frac{\Delta dt}{dt}\right)v$, où D et dt représentent respectivement le déplacement de la paroi et la durée d'impulsion. L'incertitude ΔD correspond à l'erreur standard sur la valeur moyenne du déplacement et l'incertitude de la durée d'impulsion est estimée à 2ns en prenant l'écart type sur une série de mesure de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion.

Pour mesurer le déplacement des parois en fonction du champ \mathbf{H}_z , nous devons également tenir compte de l'incertitude sur la valeur du champ \mathbf{H}_z . Cette valeur, proportionnelle au courant injecté dans la microbobine, est estimée à partir de l'amplitude de l'impulsion enregistrée. Nous faisons l'hypothèse supplémentaire que l'échantillon est parfaitement plaqué sur la microbobine. En effet, l'étalonnage de la microbobine ($H_z = 7$ mT pour 1 A) donne le champ créé à la surface de celle-ci. Lorsque la distance entre l'échantillon et la microbobine augmente, le champ diminue très rapidement avec la distance¹⁴. Par conséquent, si l'échantillon n'est pas correctement plaqué à la microbobine, une baisse significative du champ \mathbf{H}_z devra être prise en compte. La deuxième source d'incertitude concernant la valeur de H_z provient de l'inhomogénéité du champ à l'intérieur de la mi-

13. En pratique, cela n'est pas toujours vrai et la paroi peut être inclinée dans le fil dans certaines conditions. Ce cas n'est pas traité ici.

14. La valeur du champ induit en surface de la microbobine est divisée par deux à 20 μm au dessus de celle-ci et par dix à une distance de 50 μm .

crobobine. Une image typique de déplacement est montrée sur la figure II.14(a) pour des parois soumises à un champ \mathbf{H}_z . La distribution des déplacements témoigne de l'inhomogénéité du champ \mathbf{H}_z (celle-ci est particulièrement marquée selon une direction, la direction horizontale sur l'image, en raison de la forme de la microbobine). Afin de travailler toujours dans les mêmes conditions, toutes les mesures quantitatives ont été réalisées sur un seul fil (dont la position par rapport à la microbobine est indiquée sur la figure II.14(b)). Ceci présente néanmoins l'inconvénient de réduire la statistique. Afin que celle-ci reste suffisante, la mesure est répétée plusieurs fois et le déplacement de paroi est obtenu par la moyenne de 40 à 250 événements indépendants.

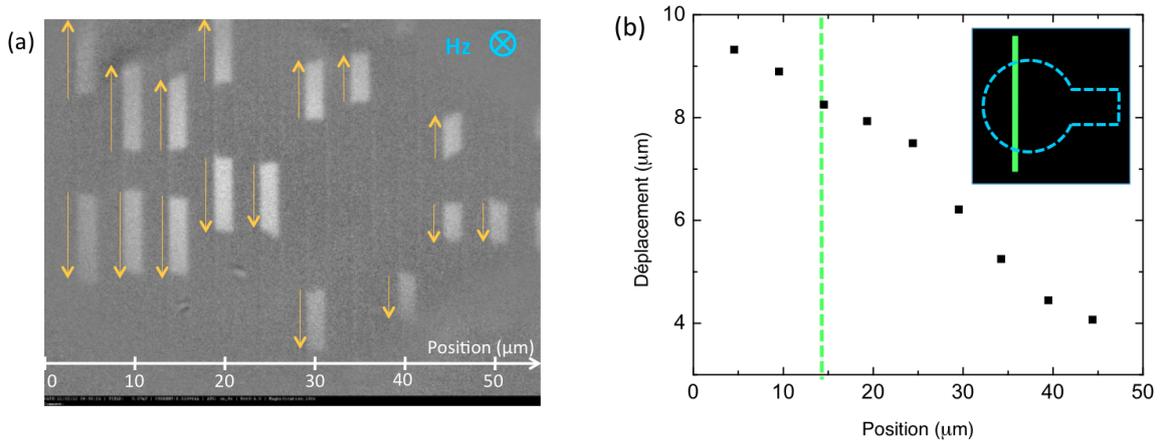


Figure II.14 – (a) Exemple de déplacement de paroi obtenu avec le champ \mathbf{H}_z généré par la microbobine (l'orientation de celle-ci est schématisée en insert de la figure (b)). Les flèches orange indiquent la direction du déplacement. (b) Mesure quantitative du déplacement de paroi observé sur la figure de gauche en fonction de la position latérale du fil par rapport à la microbobine. La variation du déplacement témoigne de l'inhomogénéité du champ \mathbf{H}_z à l'intérieur de la microbobine. La ligne pointillée indique la position du fil sur lequel nous avons choisi de faire les mesures (l'image en insert donne une position approximative de ce fil par rapport à la microbobine).

La courbe de vitesse en fonction du champ \mathbf{H}_z mesurée pour notre système est représentée sur la figure II.15. Malgré les valeurs de champ supérieures à 150 mT, le régime linéaire correspondant au régime de flow n'est toujours pas atteint. Cependant, nos valeurs de vitesse sont proches de celles observées par Miron *et al.* [Miron et al., 2011b] en régime de flow sur un même système de Pt/Co/AlOx. Nous pouvons donc supposer que la paroi évolue dans un régime de dépiégeage proche du régime de flow. Notons qu'à champs équivalents, nos vitesses sont inférieures à celles observées par Miron *et al.*. Une hypothèse pour expliquer cela provient de la surestimation de nos valeurs de champ \mathbf{H}_z en raison des sources d'incertitude expliquées précédemment.

Les vitesses indiquées sur les courbes sont obtenues pour une seule direction de champ \mathbf{H}_z indifféremment de la nature de la paroi (up/down ou down/up). Pour étudier l'influence du champ planaire sur la dynamique de la paroi, nous étudierons séparément les vitesses de déplacement pour les champs \mathbf{H}_z positifs et négatifs pour les parois up/down

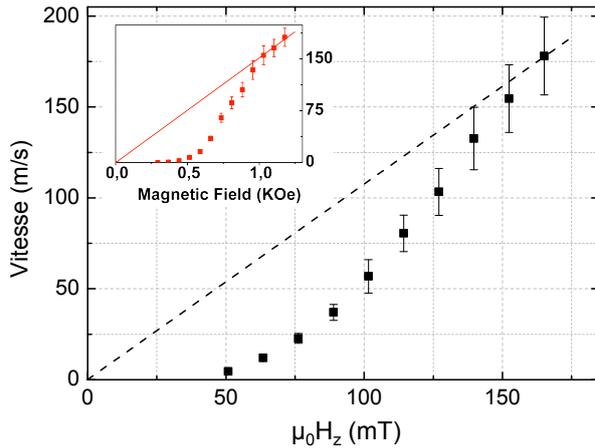


Figure II.15 – Vitesse de la paroi en fonction du champ magnétique \mathbf{H}_z appliqué. La ligne pointillée est un guide pour les yeux montrant que le régime de flow ne semble toujours pas atteint. La courbe représentée en insert est extraite de [Miron et al., 2011b] et est obtenue pour un même système de Pt/Co/AlOx.

d'une part, et down/up d'autre part.

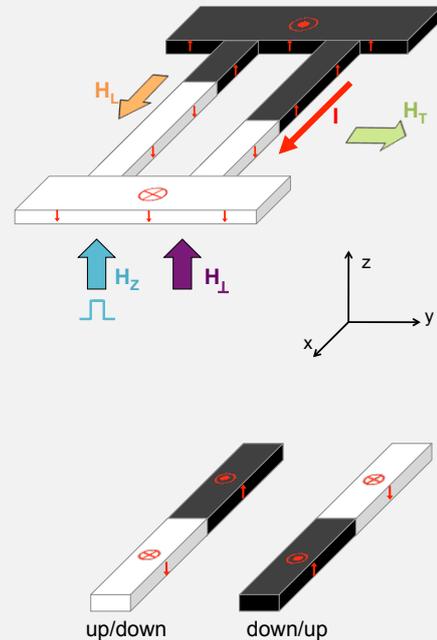
Enfin, le principe de la mesure de déplacement en présence d'un champ planaire est le même que celui décrit dans la section II.3.2.3 en remplaçant les impulsions de courant par des impulsions de champ \mathbf{H}_z .



Remarque : Convention des signes

Dans ce manuscrit, je respecterai les conventions suivantes :

- les fils sont structurés le long de l'axe x et le courant est défini positif lorsqu'il est appliqué dans le sens des x positifs (*i.e.* sens de déplacement des électrons selon $-x$.)
- les champs longitudinal \mathbf{H}_L , transverse \mathbf{H}_T et perpendiculaires (champs statique \mathbf{H}_\perp et pulsé \mathbf{H}_z) sont définis positifs lorsqu'ils pointent respectivement selon $+x$, $+y$ et $+z$.
- les images de microscopie Kerr sont présentées avec un contraste noir pour une aimantation up et blanc pour une aimantation down.
- les parois down/up et up/down sont définies en lisant l'état d'aimantation dans le sens des x positifs.



Chapitre III

Mise en évidence d'un effet « chiral »

Sommaire

III.1 Influence du champ longitudinal sur la dynamique de la paroi sous courant	68
III.1.1 Etude qualitative	68
III.1.2 Etude quantitative	70
III.1.3 Confrontation avec un modèle analytique	73
III.1.4 Origine de l'effet « chiral » ?	75
III.2 Influence du champ longitudinal sur la dynamique de la paroi sous champ perpendiculaire	76
III.2.1 Etude qualitative	76
III.2.2 Etude quantitative	79
III.2.3 Déplacement d'un domaine magnétique sous champ	81
III.3 Conclusion	83

L'objectif de cette thèse était d'étudier l'effet du SOT sur la dynamique de la paroi dans le système de Pt/Co/AlOx. Le SOT étant dépendant de la composante \mathbf{m}_x de l'aimantation, nous avons étudié la dynamique de la paroi en contrôlant la structure de celle-ci à l'aide d'un champ planaire externe. L'interprétation des résultats expérimentaux s'est cependant avérée plus compliquée que ce qui était attendu. Ainsi, afin d'avoir une vision plus globale du phénomène physique, j'ai généralisé l'étude à l'influence du champ planaire sur la dynamique de la paroi aussi bien sous l'action d'un courant que sous l'action d'un champ magnétique \mathbf{H}_z .

Ce chapitre regroupe l'ensemble de ces résultats expérimentaux. L'influence d'un champ longitudinal sur la dynamique de la paroi est étudiée dans une première partie sous l'action d'un courant, et dans une deuxième sous l'action d'un champ magnétique appliqué hors du plan.

III.1 Influence du champ longitudinal sur la dynamique de la paroi sous courant

La motivation première de ce travail était, comme nous l'avons vu précédemment, de contrôler la structure de la paroi de domaine au moyen d'un champ magnétique extérieur afin d'étudier le rôle du SOT sur la dynamique de celle-ci. Ici, nous nous intéressons particulièrement au rôle du terme SL. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, celui-ci étant équivalent à un champ effectif hors du plan, il doit par conséquent jouer un rôle important sur la mobilité de la paroi. Dans cette partie, nous utilisons le fait que ce terme est dépendant de la composante \mathbf{m}_x de l'aimantation pour moduler son intensité et étudier son influence sur la dynamique de la paroi. Pour cela, un champ longitudinal (appliqué selon l'axe x) est utilisé pour varier l'orientation de l'aimantation (et donc la valeur de \mathbf{m}_x) au centre de la paroi.

III.1.1 Etude qualitative

La dynamique de la paroi sous l'action d'un courant est étudiée en présence d'un champ longitudinal \mathbf{H}_L . Afin de considérer toutes les symétries du système, l'étude est réalisée sur des parois up/down et down/up pour les deux sens de courant et de champ \mathbf{H}_L . La figure III.1 montre des images différentielles de déplacements de paroi obtenus dans un fil unique pour des conditions de courant identiques avec un champ longitudinal variant entre -90 et 90 mT. De manière attendue, lorsque le champ longitudinal n'est pas appliqué, les parois up/down et down/up se déplacent d'une distance équivalente quelque soit le sens du courant. Cependant, quand le courant électrique est accompagné d'un champ magnétique parallèle, les déplacements deviennent asymétriques pour les deux types de parois. Ainsi, lorsque le champ longitudinal et le courant sont parallèles, la paroi up/down parcourt une distance bien plus faible que la paroi down/up. Au contraire, lorsque ceux-ci sont anti-parallèles, la distance de déplacement de la paroi up/down est plus grande que celle de la paroi down/up.

Ce résultat met ainsi en évidence un comportement chiral de la dynamique de la paroi. En effet, considérons une transformation de symétrie miroir par rapport au plan (x, y) : l'aimantation hors du plan dans les domaines ainsi que le courant électrique restent inchangés, alors que le champ longitudinal est renversé. La figure III.1 montre alors qu'un déplacement rapide de la paroi se transforme en un déplacement lent par symétrie miroir. De manière plus générale, on observe que le comportement chiral de la dynamique de la paroi est caractérisé par une modulation du déplacement (augmentation ou diminution de la distance parcourue) dépendant du type de paroi et de la direction du champ appliqué par rapport à celui du courant.

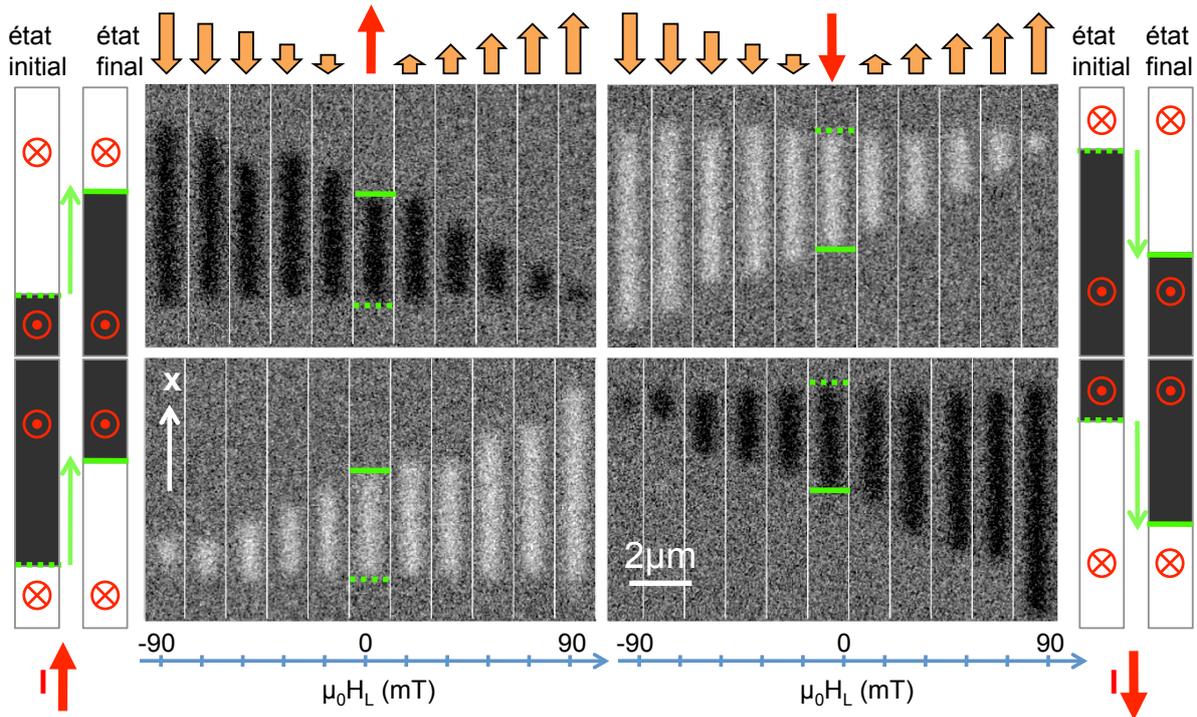


Figure III.1 – Images différentielles montrant l'influence du champ longitudinal sur le déplacement de paroi sous l'action d'un courant de $1,75 \times 10^{12}$ A/m². Tous les déplacements sont obtenus sur un seul fil par l'application d'une série de 20 impulsions consécutives de 1,38 ns. L'étude est réalisée pour les deux types de paroi et les deux sens du courant en présence d'un champ longitudinal (flèches oranges) variant de -90 à 90 mT. Les lignes pointillées et continues vertes représentent respectivement les positions initiales et finales de la paroi (celles-ci ne sont représentées que pour $H_L=0$ sur la figure).



Remarque :

Usuellement, on considère qu'un objet chiral est un objet dont l'image miroir n'est pas superposable à lui-même. Cependant, il est important de préciser que des définitions plus rigoureuses ont été proposées, comme celle, récente, apportée par Barron [Barron, 1986] selon laquelle la « vraie chiralité » est uniquement la propriété d'un objet qui ne serait pas superposable à son image par un plan de symétrie ou un centre de symétrie (isométries négatives), même si on prend en considération le renversement du temps combiné avec des rotations. Quand le renversement du temps combiné à une isométrie positive permet la superposition, il parle de « fausse chiralité ».

Par abus de langage, le terme « chiral » a été utilisé dans la littérature pour décrire l'effet que j'ai mesuré. Pour plus de simplicité et de cohérence je continuerai à utiliser ce terme même s'il n'est pas rigoureusement approprié.

À première vue, cette observation semble cohérente avec l'action du SOT, dont les contributions dépendent de la composante \mathbf{m}_x de l'aimantation. En effet, quand le champ statique \mathbf{H}_L incline l'aimantation au centre de la paroi dans la direction du courant, le terme SL est équivalent à un champ effectif hors du plan et agit donc de manière opposée sur les parois up/down et down/up (cf figure III.2). Cette contribution s'ajoute à celle du courant qui déplace les deux parois dans le même sens. Par conséquent, la distance parcourue pendant le déplacement est augmentée pour un type de paroi et diminuée pour l'autre.

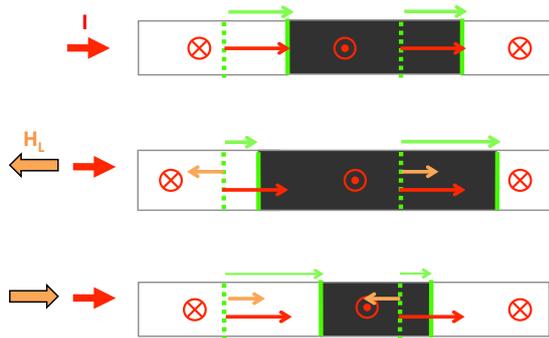


Figure III.2 – Illustration schématique du déplacement de paroi sous l'action du courant et du champ longitudinal. Le déplacement total de la paroi (vert) est dû à l'action du courant seul pour le mécanisme de STT (rouge) et à celle du courant modulé par le champ longitudinal par le mécanisme de SOT (orange).

III.1.2 Etude quantitative

Pour quantifier l'effet du SOT sur la dynamique de la paroi, nous avons mesuré la vitesse de déplacement en fonction du champ longitudinal selon la méthode décrite dans la partie II.3.2.2. La figure III.3(a) montre les courbes obtenues pour les deux types de paroi et les deux sens du courant. De la même manière que précédemment, on retrouve une modulation de la vitesse en fonction du champ longitudinal avec une accélération ou une décélération de la paroi qui dépend du type de celle-ci ainsi que du signe du champ longitudinal par rapport à celui du courant.

Par symétrie, les quatre courbes de la figure III.3(a) peuvent être superposées, confirmant ainsi la présence d'un effet chiral dans la dynamique de la paroi (figure III.3(b)). Dans la suite, on s'intéresse à la vitesse moyenne (obtenue par la superposition des quatre courbes) du déplacement de paroi en fonction du champ longitudinal. Deux caractéristiques principales ressortent de cette courbe : i) selon son sens par rapport à celui du courant, le champ longitudinal accélère ou décélère le déplacement de la paroi ; ii) le changement de vitesse a une allure antisymétrique par rapport à la valeur nulle du champ longitudinal.

Par ailleurs, deux régimes peuvent être distingués d'après la forme de la courbe. La vitesse de la paroi varie de manière rapide pour les faibles valeurs de champ \mathbf{H}_L , alors qu'une variation plus lente est observée au delà de 35 mT où la vitesse tend alors à saturer.

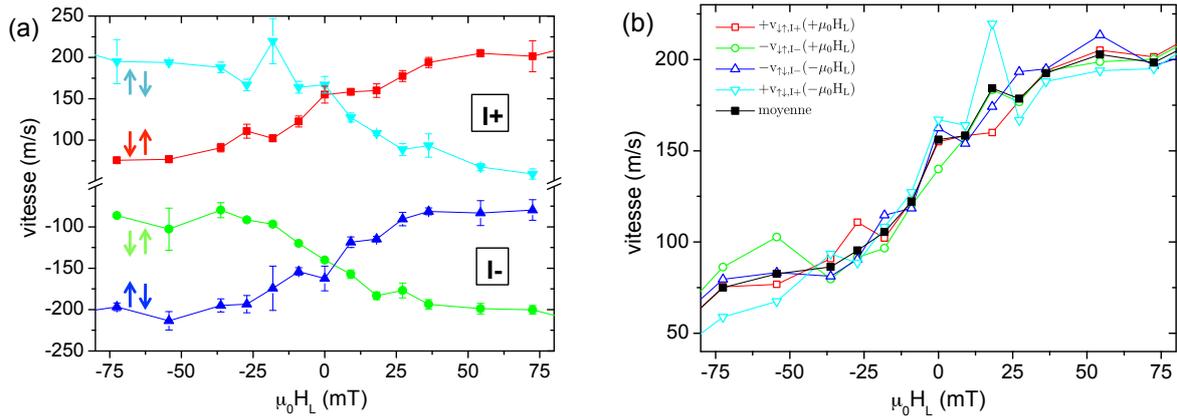


Figure III.3 – (a) Vitesse de déplacement de la paroi en fonction du champ longitudinal pour une densité de courant de $1,75 \times 10^{12}$ A/m². Les parois up/down et down/up sont toutes les deux étudiées pour des courants positif et négatif. (b) Vitesse moyenne de déplacement de la paroi obtenue par superposition (par symétrie) des quatre courbes de vitesse de déplacement.

A priori, ce comportement peut sembler en désaccord avec la mesure qualitative montrée précédemment pour laquelle une variation continue du déplacement de la paroi (sans saturation) a été observée en fonction du champ longitudinal (figure III.1). Notons cependant que les mesures sont différentes pour les deux études. En effet, alors que seul le déplacement de la paroi pour une longueur d’impulsion fixée a été étudié qualitativement, on s’intéresse ici à la vitesse de la paroi obtenue à partir d’un ajustement linéaire du déplacement en fonction de la longueur d’impulsion. La figure III.4 montre le détail de cette dernière mesure. On remarque que la pente des courbes sature pour les fortes valeurs de champ (correspondant à la saturation de la vitesse). Le temps pendant lequel aucun mouvement de la paroi n’est observé change. Ce temps « d’immobilisme » τ_i , défini par l’intersection de l’axe des abscisses et l’ajustement linéaire, est dû à la fois au temps de montée et descente de l’impulsion ainsi qu’au piégeage de la paroi, d’autant plus ressenti pendant les phases intermédiaires où la valeur nominale du courant n’est pas atteinte. Cette évolution de τ_i explique la variation continue du déplacement de la paroi que l’on observe en travaillant avec une longueur d’impulsion fixée. Il est donc important de remarquer que l’information extraite de cette étude sera quantitativement différente selon la méthode de mesure utilisée. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre IV lorsque nous comparerons nos résultats à ceux de la littérature.

La même étude a été réalisée pour une valeur plus élevée de la densité de courant égale à $J = 2,04 \times 10^{12}$ A/m². Le résultat est présenté sur la figure III.5(a) avec la courbe à $J = 1,75 \times 10^{12}$ A/m² pour les comparer. Le même comportement est retrouvé avec une courbe antisymétrique, et deux régimes distincts. Ces deux régimes sont marqués par une large susceptibilité pour les faibles valeurs de champ \mathbf{H}_L et une faible susceptibilité pour les valeurs plus élevées. Notons par ailleurs, que la transition entre les deux régimes apparaît pour les deux densités de courant à des valeurs similaires de champ longitudinal

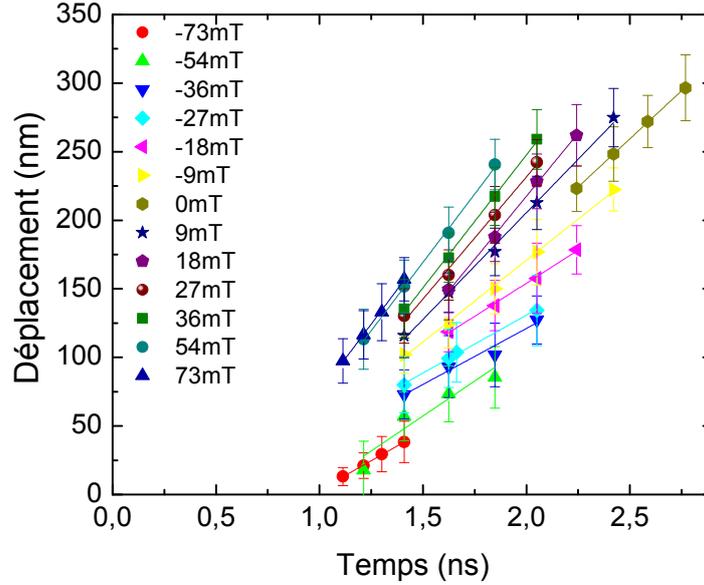


Figure III.4 – Déplacement de la paroi en fonction de la longueur d’impulsion pour différentes valeurs de champ longitudinal à courant constant ($J = 1,75 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$). Les déplacements sont donnés en valeur absolue et sont obtenus pour une paroi up/down soumise à l’action d’un courant négatif. La pente des ajustements linéaires (lignes continues) indique la vitesse de déplacement de la paroi.

($\sim 35 \text{ mT}$).¹

Comme nous l’avons vu, le champ longitudinal permet notamment de moduler la composante \mathbf{m}_x de l’aimantation. La présence des deux régimes indique qu’il y a deux contributions distinctes de \mathbf{m}_x . La variation de cette composante peut provenir soit de la déformation de la structure interne de la paroi, soit de l’inclinaison de l’aimantation dans les domaines. L’anisotropie magnétocristalline du système étant beaucoup plus grande que l’énergie dipolaire de la paroi, le régime observé pour les fortes valeurs de champ peut être attribué à l’inclinaison de l’aimantation dans les domaines, alors que celui observé pour les faibles champs serait dû à la déformation de la paroi. Le début du régime de saturation correspondrait alors au moment où la déformation de la paroi est maximale, celle-ci s’orientant ainsi le long de \mathbf{H}_L , *i.e.* dans la direction du courant, prenant alors la forme d’une paroi de Néel.

La forme de ces courbes peut être comprise qualitativement en considérant les actions combinées du SOT et du STT. Pour cela, supposons dans un premier temps que la paroi ait un profil de Bloch pur et se déplace avec une vitesse fixée par l’action du STT en absence de champ longitudinal. La variation de la vitesse avec le champ longitudinal peut alors être reliée à la modulation de la composante \mathbf{m}_x qui induit un champ \mathbf{H}_{SL} non nulle.

1. Pour les valeurs de champ \mathbf{H}_L supérieures à 100 mT (pas montrées sur la figure), une forte variation de la vitesse a été observée. Ce régime n’est cependant pas pris en compte ici car il ne semble pas correspondre à une propagation de paroi mais plutôt être dû à des nucléations qui, en renversant l’aimantation, donnent l’impression d’une grande vitesse de déplacement.

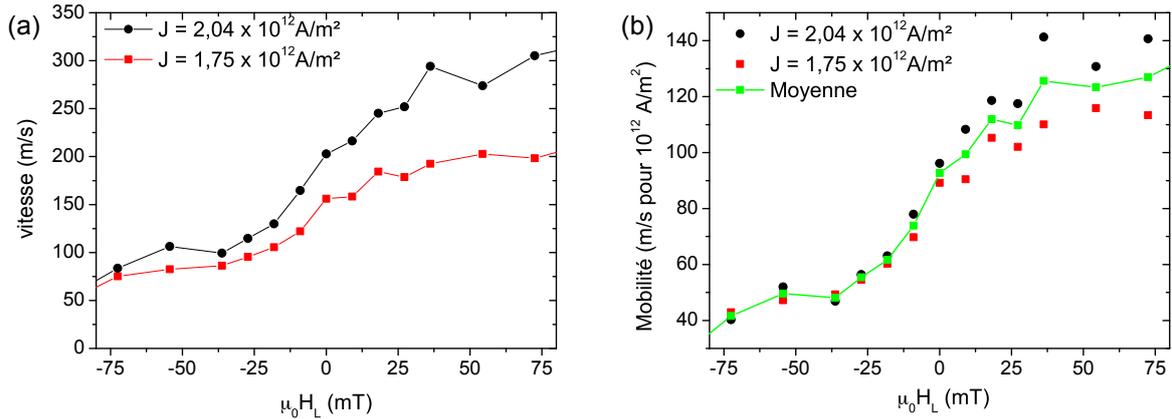


Figure III.5 – (a) Vitesse moyenne de déplacement en fonction du champ longitudinal pour des densités de courant constantes. Les courbes sont obtenues selon le même procédé que celui indiqué sur la figure III.3(b). Les barres d’erreur (pas représentées ici) sont du même ordre de grandeur que celles indiquées sur la figure III.3(a). (b) Mobilité de la paroi (*i.e.* vitesse de déplacement divisée par la densité de courant appliquée) en fonction du champ longitudinal.

En effet, comme nous l’avons vu dans le premier chapitre, la contribution SL du SOT agit comme un champ effectif hors du plan, dont l’intensité est proportionnelle au courant et à la composante \mathbf{m}_x de l’aimantation.

L’explication avec les mains donnée ci-dessus doit cependant être prise avec beaucoup de précautions. En effet, le scénario proposé comprend plusieurs approximations qui ne sont pas rigoureuses. Tout d’abord, sous l’action du STT, la structure de la paroi n’est pas purement Bloch (même pour le cas $\mathbf{H}_L = 0$) puisque celle-ci est déformée par le terme non-adiabatique ($\alpha \neq \beta$). Une composante \mathbf{m}_x est donc déjà présente en l’absence de champ longitudinal. Dans ce cas, l’antisymétrie de la courbe n’est plus justifiée puisque la saturation de la structure de la paroi serait obtenue pour des valeurs différentes de champ longitudinal selon le signe de celui-ci. Par ailleurs, comme nous l’avons vu dans le premier chapitre, plusieurs observations étant toujours inexplicables sous la seule action du STT (déplacement dans le sens du courant, grandes vitesses de déplacement et non-observation de la transition de Walker), il semble peu rigoureux de considérer que le SOT ne joue aucun rôle dans la dynamique de la paroi en absence de champ. Enfin, dans le scénario simple proposé ci-dessus, l’effet du terme FL du SOT n’a pas été pris en compte.

Le problème semble donc plus compliqué et l’interprétation nécessite une approche plus rigoureuse.

III.1.3 Confrontation avec un modèle analytique

Afin de considérer le système dans son ensemble, nous avons souhaité comparer nos résultats avec des simulations. Pour cela, j’ai utilisé un modèle analytique 1D développé par Olivier Boule traitant la dynamique de la paroi sous courant en présence de STT

et de SOT²[Boulle et al., 2012, Boulle et al., 2013a]. Le modèle considère le cas d'une paroi de Bloch et prend en compte la déformation de celle-ci ainsi que l'inclinaison de l'aimantation dans les domaines due à l'application du champ longitudinal.

Le modèle est basé sur l'équation de LLG, à laquelle les termes de STT et de SOT ont été rajoutés :

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\frac{\gamma_0}{\mu_0 M_S} \frac{\delta E}{\delta \mathbf{m}} \times \mathbf{m} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} - u \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} + \beta u \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} - \gamma_0 \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times H_{SL} J \mathbf{u}_y) + \gamma_0 \mathbf{m} \times J H_{FL} \mathbf{u}_y \quad (\text{III.1})$$

où E est la densité d'énergie du système. Pour rappel, $u = JPg\mu_B/(2eM_S)$ avec J la densité de courant, μ_B le magnéton de Bohr, M_S l'aimantation à saturation et P la polarisation du courant. Notons que l'action du champ magnétique longitudinal est prise en compte dans la densité d'énergie du système. Le lecteur intéressé par les détails concernant le modèle analytique utilisé pourra se référer aux articles suivants [Boulle et al., 2012, Boulle et al., 2013b].

En utilisant les valeurs des champs effectifs du SOT données par la littérature pour le Pt/Co/AlOx ($H_{SL} = 70$ mT pour 10^{12} A/m² et $H_{FL} = 40$ mT pour 10^{12} A/m² d'après [Garello et al., 2013]), nous avons calculé la vitesse de déplacement de la paroi en fonction du champ longitudinal. Les courbes obtenues sont tracées sur la figure III.6 pour les valeurs de densité de courant que nous avons étudiées expérimentalement (les paramètres utilisés sont indiqués dans la légende de la figure)^{3 4}.

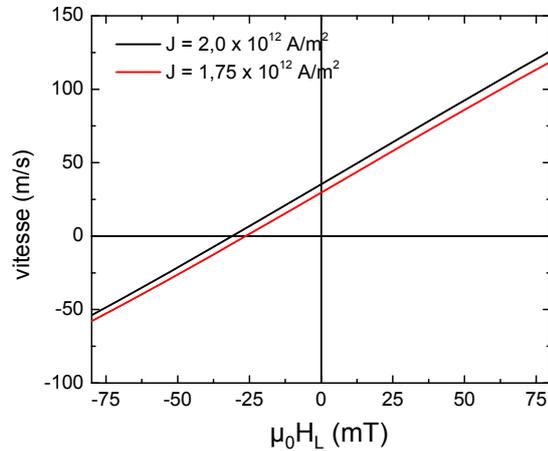


Figure III.6 – Vitesse de déplacement de la paroi en fonction du champ longitudinal calculé à partir du modèle analytique 1D [Boulle et al., 2012]. Les paramètres utilisés sont les suivants : $M_S = 1,09 \times 10^6$ A/m ; $A = 1,6 \times 10^{-11}$ J/m ; $K_0 = 1,25 \times 10^6$ J/m³ ; $H_D = 33$ mT ; $\alpha = 0,5$; $\beta = 1$; $P = 0,5$; $H_{SL} = 70$ mT pour 10^{12} A/m² ; $H_{FL} = 40$ mT pour 10^{12} A/m².

Comme nous nous y attendions, le champ \mathbf{H}_{SL} étant dépendant de la composante \mathbf{m}_x ,

2. Ce modèle 1D a été validé par des simulations micromagnétiques réalisées par Liliana Buda-Prejbeanu.

3. Le champ H_D correspond au champ démagnétisant de la paroi (cf figure I.3).

4. Notons que la vitesse a été calculée ici avec une valeur de β égale à 1. Cette valeur peut paraître surprenante après la discussion que nous avons eue dans la partie I.3.2 à propos de ce paramètre. Notons cependant que le calcul a été réalisé pour différentes valeurs de β (de $\beta = 0$ à $\beta = 1$) et que très peu de différences ont été obtenues sur l'allure de la courbe. A titre d'exemple, pour $\beta = 0$, nous obtenons des résultats très similaires à ceux observés pour $\beta = 1$, avec pour seule différence un offset de vitesse de 5 m/s.

la vitesse est augmentée ou diminuée en fonction du signe du champ \mathbf{H}_L . Cependant, plusieurs différences peuvent être remarquées entre les calculs et l'expérience. Premièrement, une saturation de la vitesse est observée expérimentalement, alors que, d'après les calculs, la mobilité semble varier de manière linéaire sur toute la gamme de champ \mathbf{H}_L considérée, renversant même le sens de déplacement de la paroi pour des valeurs de champ longitudinal inférieures à environ -30 mT. Par ailleurs, les valeurs de vitesse obtenues à champ longitudinal nul diffèrent également puisque celles-ci sont environ six fois plus grandes dans le cas de l'expérience que dans celui des calculs.

De nombreuses séries de calculs ont été réalisées dans le but de reproduire les résultats expérimentaux. Cependant, malgré les différents ensembles de paramètres testés, les résultats obtenus ont montré systématiquement des comportements différents de ceux observés expérimentalement. Ces résultats semblent donc indiquer que les phénomènes de STT et de SOT ne sont pas suffisants pour expliquer la dynamique de l'aimantation observée. Cela suggère qu'il manque au moins un élément pour décrire notre système.

III.1.4 Origine de l'effet « chiral » ?

L'étude de la dynamique de la paroi sous courant en fonction du champ longitudinal nous a permis d'observer un effet chiral marqué par une augmentation ou une diminution de la vitesse de déplacement dépendant d'une part du type de paroi et d'autre part du sens du champ longitudinal par rapport à celui du courant. Les couples \mathbf{T}_{FL} et \mathbf{T}_{SL} du SOT dépendant tous deux de la composante \mathbf{m}_x de l'aimantation, il semble sensé de supposer que l'effet chiral mesuré provient de ce phénomène. Cependant, alors que le comportement observé semble à première vue explicable en prenant simplement en compte les phénomènes de STT et de SOT, la confrontation de l'étude quantitative avec les simulations a montré que le problème est plus compliqué et qu'un ingrédient semble manquer pour décrire cette dynamique.

Dans la suite de cette étude, nous nous sommes interrogés sur l'origine de l'effet chiral observé. Celui-ci provient-il d'une conséquence de la dépendance en \mathbf{m}_x du SOT ou existe-t-il une origine autre responsable de la chiralité du système ? Pour répondre à cette question, nous avons fait le choix de revenir à un système plus simple en nous intéressant à la dynamique de la paroi sous l'action d'un champ \mathbf{H}_z . En effet, alors que de nombreux paramètres entrent en jeu dans le cas de la dynamique de paroi sous courant (amortissement, champ d'oersted, contributions adiabatiques et non adiabatiques du STT, contributions SL et FL du SOT, polarisation du courant, structure de la paroi), la dynamique sous champ ne dépend a priori que de l'amortissement et de la structure de la paroi.

III.2 Influence du champ longitudinal sur la dynamique de la paroi sous champ perpendiculaire

Dans cette partie, je m'intéresse à l'influence du champ longitudinal sur la dynamique de la paroi lorsque celle-ci est soumise à l'action d'un champ hors du plan. Une des motivations premières de cette étude est de bénéficier d'un système *a priori* plus simple, puisque l'absence de courant permet de s'affranchir des effets de STT et de SOT. Néanmoins, comme nous le verrons dans la partie consacrée à l'interprétation, les résultats expérimentaux obtenus ont été très riches et plus compliqués à analyser que ce à quoi nous nous attendions.

III.2.1 Etude qualitative

La dynamique de la paroi sous l'action unique d'un champ magnétique \mathbf{H}_z est décrite dans la partie I.1.2.1. Le champ agit de manière symétrique sur les parois up/down et down/up, le déplacement de celles-ci se faisant à la même vitesse et dans des sens opposés. L'application d'un champ planaire a pour effet principal de modifier le champ démagnétisant à l'intérieur de la paroi, et par conséquent de modifier sa stabilité et ainsi la position de la transition de Walker. Par ailleurs, l'application d'un champ longitudinal modifie la largeur de la paroi, ce qui, comme nous le verrons plus tard (cf chapitre IV), modifie également la mobilité de la paroi. Quoiqu'il en soit, si on fait l'hypothèse que l'aimantation à l'intérieur de la paroi est identique pour une paroi up/down et down/up, on s'attend à ce que l'influence du champ planaire soit la même sur les deux types de paroi.

Afin d'étudier l'effet d'un champ planaire \mathbf{H}_P sur la dynamique de paroi sous courant, j'ai tout d'abord observé le comportement d'une paroi de forme circulaire dans un échantillon non structuré. Cela permet d'étudier simultanément le déplacement des parois up/down et down/up dans toutes directions. Dans ce cas, le champ planaire (appliqué selon x) est équivalent à un champ longitudinal pour les parois se déplaçant le long de l'axe x et à un champ transverse pour celles se déplaçant selon l'axe y . Pour cette expérience préliminaire, le champ magnétique est appliqué uniquement avec la bobine planaire, celle-ci étant orientée le long de l'axe x et légèrement inclinée hors du plan ($\sim 2^\circ$) permettant ainsi d'obtenir simultanément les deux composantes \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_P . Notons cependant que, la composante \mathbf{H}_z résultante étant relativement faible, le déplacement de paroi est ici observé dans un régime de faibles vitesses correspondant au régime de creep ou de dépiégeage⁵.

La figure III.7 montre le déplacement obtenu en présence des deux composantes de champ. De manière inattendue, une asymétrie de déplacement apparaît le long de l'axe

5. Pour cette expérience, seul l'aspect qualitatif a été observé. Pour déterminer de manière fiable si le régime de déplacement étudié est celui creep ou de dépiégeage, des mesures quantitatives seraient nécessaires.

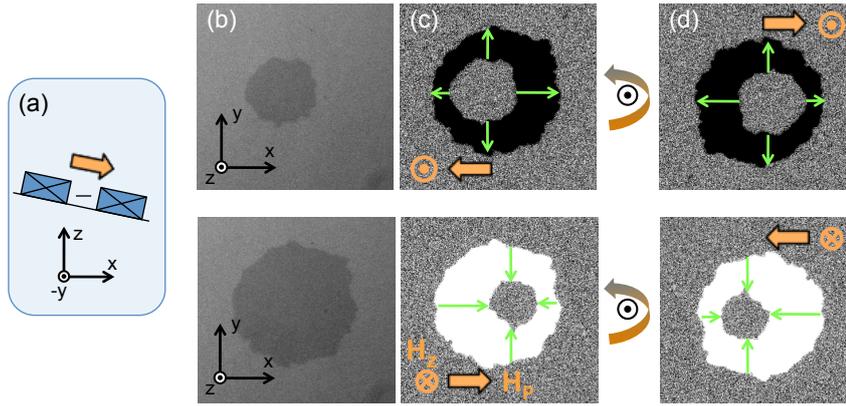


Figure III.7 – Déplacement de paroi dans un film de Pt/Co/AlOx sous l'action d'un champ magnétique hors du plan \mathbf{H}_z et d'un champ planaire \mathbf{H}_P . (a) Les deux composantes \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_P sont obtenues par une légère inclinaison ($\sim 2^\circ$) hors du plan de la bobine planaire. (b) Un domaine magnétique up en forme de bulle définit l'état initial de système. (c) Images différentielles obtenues après l'application d'un champ d'environ 100 mT. Les flèches vertes indiquent la direction et le sens de déplacement de la paroi. (d) Rotation de l'image différentielle (c) de 180° autour de l'axe z afin de montrer l'influence du signe du champ \mathbf{H}_P sur l'effet observé.

x . En effet, alors que le domaine s'étend ou se rétracte de manière uniforme selon l'axe y , une différence est observée pour les parois se déplaçant dans les directions $-x$ et $+x$ et les parois up/down et down/up parcourent des distances différentes. Ce résultat est particulièrement intéressant puisqu'il met en évidence un effet chiral malgré l'absence de SOT.

Ce comportement chiral de la dynamique de la paroi peut être visualisé à partir des figures III.7.c et III.7.d, cette dernière étant obtenue par une simple rotation de 180° de la figure III.7.c autour de l'axe z . Les conditions expérimentales de ces deux figures sont également l'image l'une de l'autre par symétrie miroir par rapport au plan (x, y) : l'aimantation dans les domaines ainsi que le champ \mathbf{H}_z hors du plan sont inchangés alors que le champ planaire \mathbf{H}_P est renversé. On observe alors la transformation d'un déplacement rapide de la paroi en un déplacement lent, illustrant le comportement dit chiral.

Afin d'étudier plus en détail l'asymétrie observée selon l'axe x , je me suis intéressée à un échantillon structuré sous la forme d'un réseau de fils, en étudiant le déplacement des parois sur un fil unique⁶ en présence d'un champ longitudinal appliqué le long de celui-ci. Enfin, afin de travailler à des valeurs de champ suffisamment élevées pour sortir du régime de creep, le champ \mathbf{H}_z est désormais appliqué sous la forme d'impulsions au moyen d'une microbobine (cf partie II.4.1).

La figure III.8 montre des images différentielles de déplacements de parois obtenues avec des conditions de champ \mathbf{H}_z identiques en présence d'un champ longitudinal variant

6. L'étude est réalisée sur un seul fil afin d'éviter les problèmes d'inhomogénéité du champ \mathbf{H}_z (cf partie II.4.2.2 pour plus de détails).

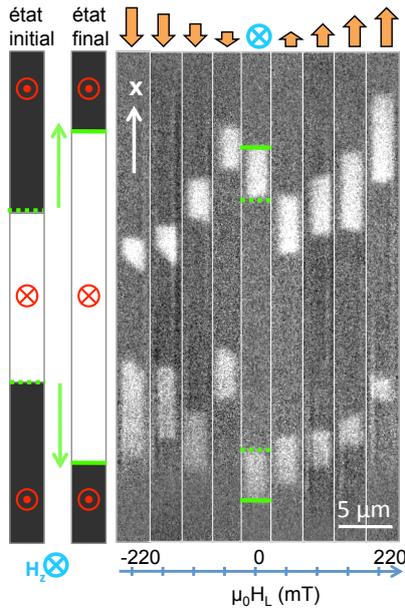


Figure III.8 – Images différentielles illustrant l'influence du champ longitudinal \mathbf{H}_L sur le déplacement de paroi sous l'action d'un champ perpendiculaire \mathbf{H}_z . \mathbf{H}_z est fixé à 90 mT et pointe dans la direction $-z$. \mathbf{H}_L , représenté par des flèches oranges, varie de -220 à 220 mT. Les parois up/down et down/up sont initialement positionnées près du centre du fil (pointillés verts) puis déplacées vers l'extérieur (ligne continue verte) par l'application d'une série de sept impulsions de champ \mathbf{H}_z d'une durée de 20 ns chacune.

entre -220 et 220 mT. Deux parois adjacentes (*i.e.* une up/down et une down/up) sont préparées au centre du fil, puis déplacées vers l'extérieur sous l'action du champ \mathbf{H}_z . Sous l'action unique de celui-ci, les deux parois se déplacent d'une distance égale dans des sens opposés. Comme cela a été vu précédemment, cette symétrie est brisée dès lors que le champ \mathbf{H}_z est accompagné d'un champ longitudinal. La longueur de déplacement est alors augmentée pour une paroi et diminuée pour l'autre, l'asymétrie étant renversée pour un champ planaire appliqué dans le sens opposé. Par ailleurs, cette asymétrie augmente avec l'amplitude du champ longitudinal.

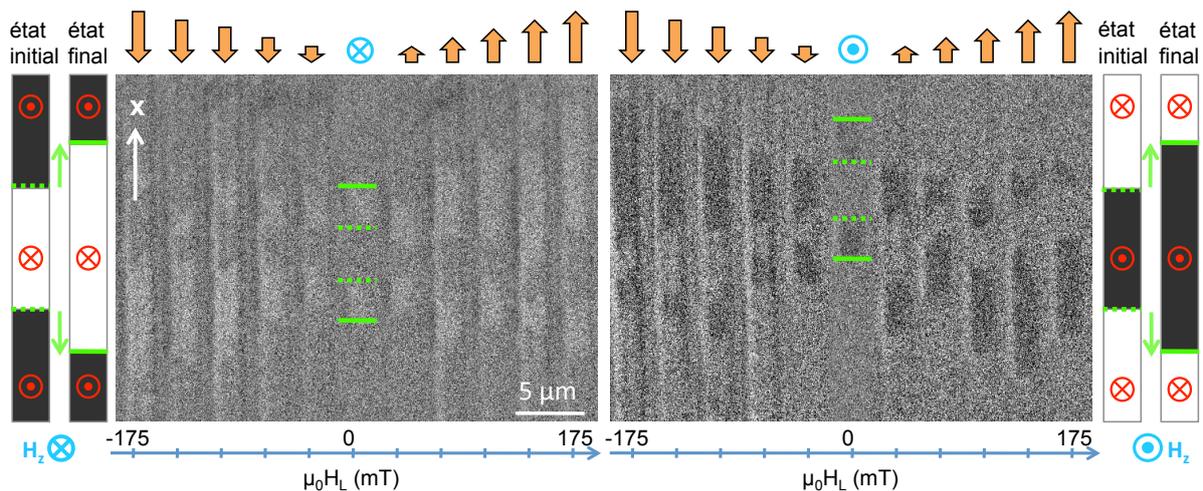


Figure III.9 – Influence d'un champ longitudinal \mathbf{H}_L sur le déplacement de paroi sous l'action d'un champ \mathbf{H}_z de 75 mT. L'étude est réalisée pour les deux types de parois et les deux sens de champ \mathbf{H}_z en présence de \mathbf{H}_L variant de -175 à 175 mT. Les conventions sont les mêmes que celles utilisées dans la figure III.8. Notons que les positions initiales des parois up/down et down/up sont inversées sur les figures de gauche et de droite. Les parois up/down (*resp.* down/up) sont placées en bas (*resp.* en haut) sur la figure de gauche et en haut (*resp.* en bas) sur la figure de droite.

Enfin, afin de considérer toutes les symétries du système, l'expérience a été répétée pour les deux sens du champ \mathbf{H}_z . Les résultats obtenus sont représentés sur la figure III.9⁷. On observe que la vitesse de la paroi n'est influencée que par sa nature (up/down et down/up) et le sens du champ longitudinal et non pas par le sens du champ \mathbf{H}_z . Ce dernier n'influence que le sens de déplacement de la paroi.

Pour résumer, ces expériences ont permis, malgré l'absence de SOT, de mettre en évidence un effet chiral dans la dynamique de la paroi. Il reste maintenant à savoir quel est le mécanisme responsable de cette chiralité.

III.2.2 Etude quantitative

Afin de quantifier l'effet chiral observé précédemment, nous avons mesuré la vitesse de déplacement sur une large gamme de champs \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_L . La dépendance de la vitesse en fonction de \mathbf{H}_L est tracée sur la figure III.10(a) pour des valeurs constantes de champ \mathbf{H}_z . Comme nous l'avons vu précédemment, la modulation de la vitesse est similaire, au signe près, pour les deux types de parois lorsque le champ \mathbf{H}_z est appliqué dans un sens ou dans un autre. La superposition des courbes par simple transformation de symétrie permet de confirmer l'aspect chiral de l'effet observé.

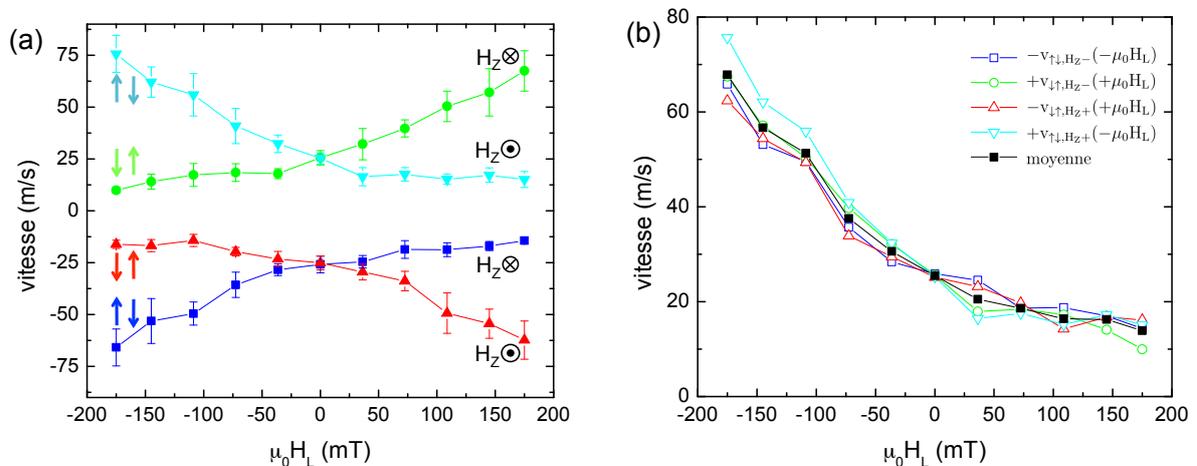


Figure III.10 – (a) Vitesse de déplacement de paroi en fonction du champ longitudinal sous l'action d'un champ \mathbf{H}_z de 75 mT . Les parois up/down et down/up sont toutes les deux étudiées pour des champs positifs et négatifs. (b) Vitesse moyenne de déplacement de paroi obtenue par la superposition par symétrie des quatre courbes de vitesse de déplacement.

Pour quantifier l'effet du champ longitudinal sur la vitesse de la paroi, on s'intéresse à la vitesse moyenne obtenue avec les quatre courbes superposées. La figure III.10(b)

7. Les images montrées sur les figures III.8 et III.9 ont été obtenues sur deux échantillons différents à plusieurs mois d'intervalle. Cela explique que le contraste ne soit pas le même dans les deux cas. Le contraste certes beaucoup moins bon de la figure III.9 est cependant suffisant pour l'objectif de cette mesure : confirmer les résultats obtenus précédemment (III.8) et observer l'asymétrie pour tous les sens des champs \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_L .

montre une variation monotone de la vitesse en fonction du champ longitudinal. Notons que, contrairement au déplacement de paroi sous courant, aucune saturation n'est observée malgré les fortes valeurs de champ \mathbf{H}_L utilisées. De même, la courbe obtenue n'est pas anti-symétrique autour de zéro. En effet, il semble que la variation de la vitesse en valeur absolue soit plus importante lorsque la paroi est accélérée que lorsqu'elle est ralentie.

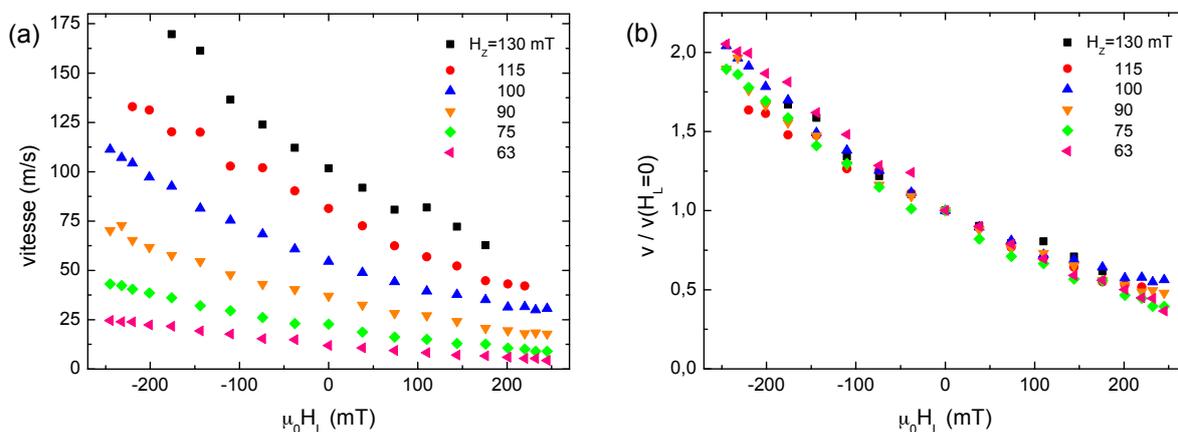


Figure III.11 – (a) Vitesse moyenne de déplacement en fonction du champ longitudinal pour des champs \mathbf{H}_z constants. La vitesse moyenne est obtenue à partir des vitesses des parois up/down et down/up après transformation de symétrie. Contrairement à la figure III.10(b), ces courbes sont obtenues pour un seul sens du champ \mathbf{H}_z , celui-ci pointant selon $-z$. Les barres d'erreur (non représentées ici) sont du même ordre de grandeur que celles indiquées sur la figure III.10(a). (b) Les courbes des vitesses moyennes obtenues pour différentes valeurs de champ H_z se superposent lorsqu'elles sont normalisées par la vitesse de déplacement en absence de champ longitudinal.

Enfin, la même étude est réalisée pour différentes valeurs de champ \mathbf{H}_z (figure III.11(a))⁸. Contrairement à l'expérience précédente, la vitesse moyenne est obtenue en considérant un seul sens du champ \mathbf{H}_z . Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, cela ne modifie en rien les conclusions puisque la modulation de la vitesse est similaire pour les deux sens du champ (cf superposition des courbes dans la figure III.10(b)).

La figure III.11(a) montre que le champ longitudinal influence la vitesse de la paroi de la même manière quel que soit le champ \mathbf{H}_z utilisé. En effet, lorsque la vitesse moyenne est normalisée par la vitesse de la paroi en l'absence de champ longitudinal, toutes les courbes se superposent, montrant ainsi que l'effet observé est indépendant de \mathbf{H}_z .

Enfin, les courbes de vitesses moyenne en fonction du champ H_z pour différentes valeurs de champ longitudinal (figure III.12) montrent que ce dernier modifie de manière continue et importante la mobilité de la paroi, pouvant soit la ralentir, soit l'accélérer.

8. Les courbes représentées sur les figures III.10 et III.11 ont été obtenues sur des échantillons différents. Nous pouvons remarquer que les valeurs des vitesses diffèrent pour des valeurs de champ \mathbf{H}_z équivalentes. Cette différence peut provenir soit de la légère différence entre les deux systèmes (les dépôts n'étant pas parfaitement les mêmes en général), soit pour chacune des mesures, de l'estimation du champ \mathbf{H}_z possiblement soumise à de nombreuses sources d'incertitude (cf partie II.4.2.2 pour plus de détails à ce sujet).

III.2 Influence du champ longitudinal sur la dynamique de la paroi sous champ perpendiculaire

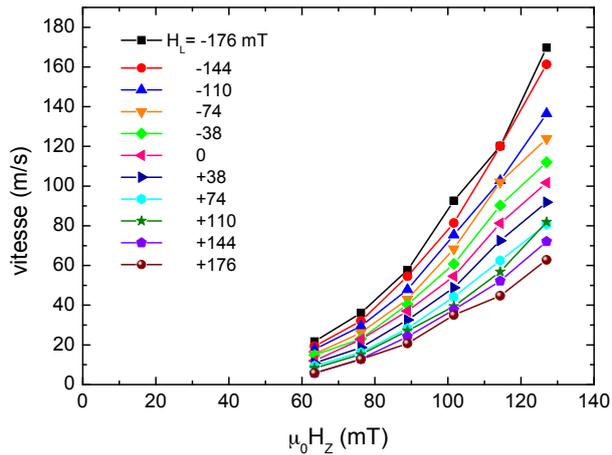


Figure III.12 – Vitesse de déplacement de paroi en fonction du champ \mathbf{H}_z pour différentes valeurs de champ longitudinal montrant l'influence de celui-ci sur la mobilité de la paroi.

III.2.3 Déplacement d'un domaine magnétique sous champ

Je montre ici que le comportement chiral de la dynamique de paroi peut permettre de déplacer un domaine magnétique dans un fil par la simple application d'un champ magnétique.

Le principe de ce déplacement est illustré sur la figure III.13. A l'intérieur d'un fil, un domaine magnétique est délimité par deux parois de natures différentes. Sous l'action unique d'un champ perpendiculaire, les parois se déplacent de façon symétrique dans des directions opposées. Ainsi, le domaine magnétique s'étend ou se rétracte selon le sens du champ H_z : la position du centre du domaine reste inchangée et seule la largeur du domaine est modifiée.

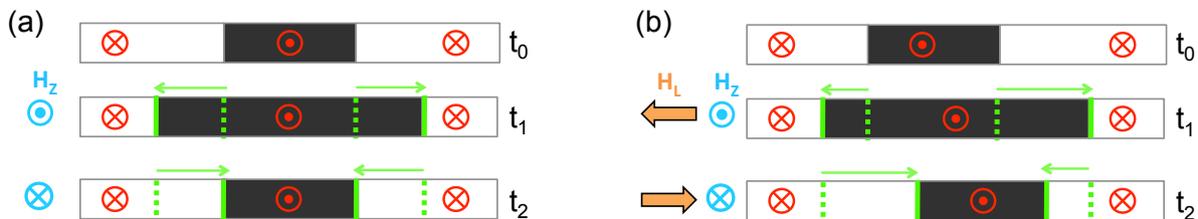


Figure III.13 – Illustration schématique de l'effet d'un champ \mathbf{H}_z sur un domaine magnétique (a) en absence et (b) en présence d'un champ longitudinal.

Ce comportement change lorsque le champ perpendiculaire est accompagné d'un champ longitudinal. Sous l'action des deux champs, les parois up/down et down/up se déplacent dans des sens opposés avec des vitesses différentes. De la même manière que précédemment, la largeur du domaine est modifiée, cependant, l'asymétrie engendrée par cette différence de vitesse décale le centre de celui-ci. Si maintenant les deux champs sont renversés et appliqués dans les mêmes conditions que précédemment (même intensité et même durée), le domaine retrouve sa largeur initiale et son centre est décalé dans le même sens que précédemment permettant ainsi une simple translation du domaine par rapport à sa position initiale.

Afin de réaliser cette expérience, nous avons nucléé un domaine au centre d'un fil, puis nous l'avons déplacé en utilisant un champ sinusoïdal orienté de manière à avoir une forte composante selon x et une autre (petite) selon z . La figure III.14 représente la décomposition du film enregistré lors de ce déplacement. En utilisant cette méthode, la largeur du domaine est conservée sur une période d'oscillation, ce qui permet de ne pas modifier l'information (au sens des applications). Par ailleurs, le sens et la vitesse du déplacement sont contrôlés par le rapport entre les composantes de champ \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_L . Notons que sur la figure III.14, l'angle θ de désalignement de la bobine par rapport à l'axe x est donné avec une erreur de $\pm 1^\circ$. Ce manque de précision explique la différence de vitesse observée lorsque le domaine est déplacé dans un sens ou dans un autre.

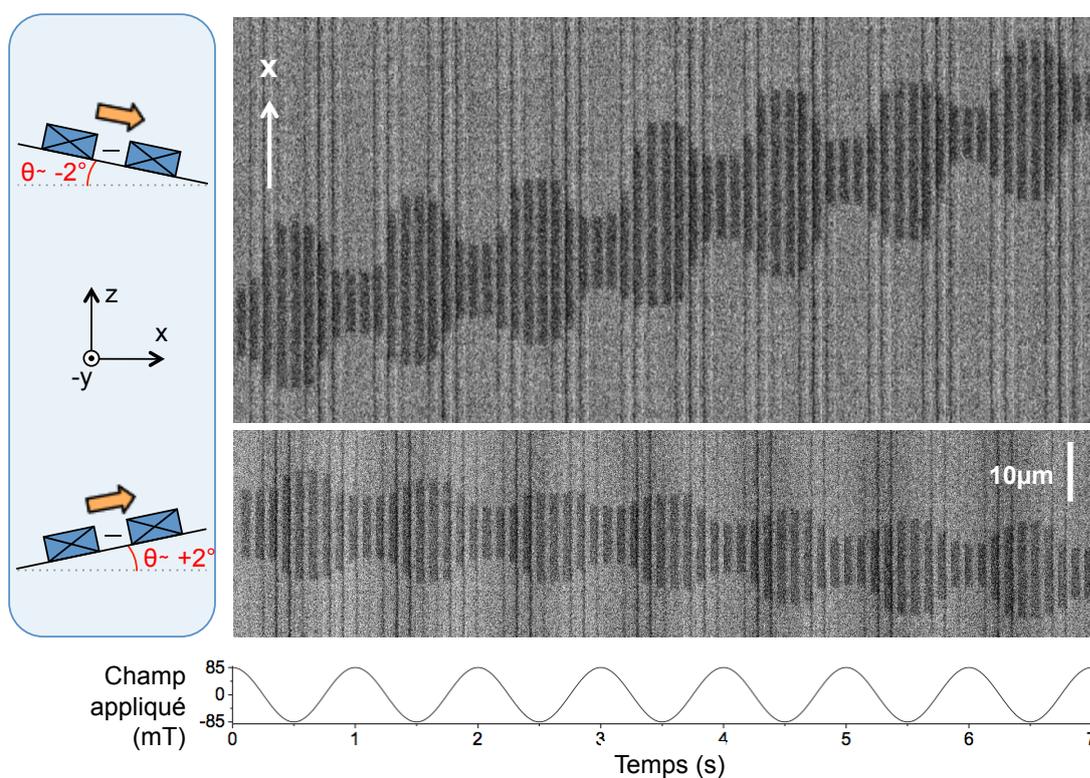


Figure III.14 – Images différentielles montrant le déplacement d'un domaine magnétique en fonction du temps sous l'action d'un champ alternatif d'amplitude 85 mT à une fréquence de 1 Hz. La figure est obtenue en collant les images obtenues sur un fil unique. Le rapport entre les composantes de champ \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_L est contrôlé par l'orientation de la bobine dans le plan (x, z) , et permet de définir la vitesse et le sens de déplacement.

III.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence la présence d'un effet chiral dans la dynamique de la paroi dans le système de Pt/Co/AlOx. De manière surprenante, cet effet a été observé aussi bien pour le déplacement de paroi sous l'action d'un courant que pour celui sous l'action d'un champ \mathbf{H}_z . Il se manifeste, en présence d'un champ longitudinal, par une modulation de la vitesse de déplacement de la paroi (selon l'axe x) dépendant de la nature de celle-ci (up/down ou down/up) mais aussi du signe du champ \mathbf{H}_L .

Sous l'action du courant, la vitesse évolue avec le champ \mathbf{H}_L selon deux régimes distincts : le premier, à faibles valeurs de champ, montre une forte susceptibilité tandis que le second, pour des champs \mathbf{H}_L supérieurs à environ 35 mT, présente une faible susceptibilité. Par ailleurs, les courbes obtenues sont antisymétriques par rapport à la valeur nulle du champ \mathbf{H}_L .

Sous l'action du champ \mathbf{H}_z , les résultats expérimentaux montrent une variation monotone de la vitesse avec le champ longitudinal. Dans ce cas, un seul régime est observé et aucune saturation de la vitesse n'apparaît malgré les fortes valeurs de champ \mathbf{H}_L utilisées (jusqu'à 230 mT).

Par ailleurs, nous avons montré que l'effet chiral observé sous l'action des champs \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_L permet le transport d'un domaine magnétique sous l'action unique d'un champ magnétique sinusoïdal en déplaçant les parois up/down et down/up, en moyenne, dans le même sens et à la même vitesse.

Dans la suite de cette étude, je me suis intéressée à l'origine de l'effet chiral.

Le terme SL du SOT étant dépendant de la composante \mathbf{m}_x de l'aimantation, et le champ effectif \mathbf{H}_{SL} étant orienté hors du plan, nous nous attendions naturellement à un effet important de ce terme sur la dynamique de la paroi. Cependant, l'effet chiral ayant été également observé sous l'action des champs \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_L , la dépendance en \mathbf{m}_x du SOT ne suffit donc pas à expliquer le comportement observé.

Il semble pertinent de supposer que les effets chiraux observés sous courant et sous champ proviennent d'un même mécanisme. De récents travaux ont montré que la nature des parois (Bloch ou Néel) et leur chiralité doit influencer considérablement le déplacement de la paroi en présence de SOT. L'analyse de l'action des couples \mathbf{T}_{SL} et \mathbf{T}_{FL} dans les systèmes asymétriques [Khvalkovskiy et al., 2013] a montré que le terme SL peut déplacer très efficacement des parois de Néel et ce dans des sens différents si leur chiralité est opposée. Cela a été montré expérimentalement très récemment avec les travaux de Haazen et al. [Haazen et al., 2013] dans un système asymétrique de Pt_x/Co/Pt_y⁹. Les auteurs ont

9. L'asymétrie provient de la différence des épaisseurs des deux couches de platine de part et d'autre du cobalt.

étudié l'efficacité du dépiégeage des parois assisté par courant ¹⁰ en fonction de la structure de la paroi, celle-ci étant contrôlée par un champ longitudinal externe. Il a été montré que le dépiégeage est particulièrement efficace pour les parois de Néel présentant une chiralité particulière.

La question est alors : est-ce que la paroi de domaine est elle-même modifiée statiquement par une interaction chirale (cf chapitre IV), ou existe-t-il un autre phénomène dynamique, qui serait lui-même chiral et pourrait expliquer la dépendance de la vitesse en fonction de la composante \mathbf{m}_x ? Pour répondre à cette question, les résultats que nous avons obtenus sous courant et sous champ \mathbf{H}_z nous permettent d'avoir une vue d'ensemble sur la dynamique du système en présence ou en absence de SOT.

Dans les deux prochains chapitres, j'étudierai les deux hypothèses proposées ci-dessus afin de tenter d'éclaircir l'origine de l'effet chiral observé expérimentalement et de comprendre la dynamique de la paroi. Dans le chapitre IV, je considère un effet chiral provenant de la structure de la paroi en prenant en compte l'interaction statique chirale appelée Dzyaloshinskii-Moriya. La notion d'effet dynamique chiral est traitée dans le chapitre V, dans lequel je considère un amortissement anisotrope pour tenter d'expliquer la dynamique des parois observée.

10. L'efficacité du dépiégeage est défini comme le champ \mathbf{H}_z nécessaire pour dépieger une paroi à une densité de courant fixée.

Chapitre IV

Parois Dzyaloshinskii

Sommaire

IV.1 L'interaction Dzyaloshinskii-Moriya	86
IV.1.1 Mécanisme de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya	86
IV.1.2 Influence de l'interaction DM sur les parois de domaines	88
IV.2 Simulations micromagnétiques et modélisation analytique	90
IV.2.1 Intégration de l'interaction DM dans les calculs micromagnétiques et le modèle q - Φ	90
IV.2.2 Influence de l'interaction DM sur la paroi statique	92
IV.3 Dynamique des parois Dzyaloshinskii sous l'action d'un champ 94	
IV.3.1 Extension de l'état stationnaire par l'interaction DM	94
IV.3.2 Influence d'un champ longitudinal	96
IV.4 Dynamique des parois Dzyaloshinskii sous l'action d'un courant 102	
IV.4.1 Dynamique de la paroi sous l'action unique du couple SL	102
IV.4.2 Généralisation : influence du SOT et du STT	104
IV.4.3 Influence d'un champ longitudinal	105
IV.4.4 Comparaison avec la littérature	107
IV.5 Conclusion	111

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence un effet chiral de la dynamique de paroi, dont l'origine n'a pas été identifiée. Ceci s'ajoute aux particularités observées dans le Pt/Co/AlOx et non clairement expliquées : notamment des vitesses importantes de la paroi sous champ magnétique sans observation de la transition de Walker et des vitesses très importantes sous courant avec un déplacement dans le sens contraire à celui des électrons. Par ailleurs, comme nous l'avons indiqué précédemment, le couple SL est prédit pour induire des déplacements très efficaces d'un train de parois, pouvant être dans le sens contraire à celui des électrons, si les parois sont de type Néel et qu'elles

présentent une chiralité fixée. [Khvalkovskiy et al., 2013]. L'interaction d'échange antisymétrique, connue sous le nom de Dzyaloshinskii-Moriya, a la particularité d'imposer naturellement une chiralité au système et de favoriser une paroi de Néel. Sa présence dans notre système pourrait expliquer les observations expérimentales. Je considère donc ici la possible existence de cette interaction dans le système de Pt/Co/AlOx, et j'étudie son action sur la paroi dans les modes statique et sur la dynamique.

Ce chapitre est divisé en quatre parties. La première introduit le mécanisme de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya et son influence sur les parois de domaine. Je considère ensuite l'influence de celle-ci sur la structure statique de la paroi au moyen d'un modèle $q\text{-}\Phi$ et de calculs micromagnétiques en présentant au préalable comment l'interaction est prise en compte dans les calculs. Enfin, dans les deux dernières parties, je m'intéresse à la dynamique de ces parois sous l'action d'un champ ou d'un courant, et je compare les résultats à ceux que j'ai observés expérimentalement.

IV.1 L'interaction Dzyaloshinskii-Moriya

IV.1.1 Mécanisme de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya

L'interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DM) [Dzyaloshinskii, 1957, Moriya, 1960] est une interaction d'échange antisymétrique qui tend à imposer un angle de $\pm\frac{\pi}{2}$ entre les moments magnétiques d'atomes voisins. Elle est présente dans les cristaux magnétiques¹ non-centrosymétriques (ou plus généralement dans les cristaux à symétrie faible), en présence de fort couplage spin-orbite. On la retrouve notamment à l'interface des films minces où la symétrie est brisée [Fert, 1990].

Le mécanisme de cette interaction peut être compris avec les mains.

Une façon simple de considérer l'interaction d'échange entre deux moments magnétiques au sein d'un matériau consiste à dire que l'information magnétique est portée par les électrons délocalisés assurant la liaison (hybridation), entre deux atomes voisins. Une façon de voir cela est de considérer que les électrons « se déplacent » entre les deux atomes. En général, dans un matériau ferromagnétique, ce mécanisme tend à garder parallèles les moments magnétiques des atomes voisins (cf figure IV.1(a)).

Prenons l'exemple de deux atomes magnétiques A et B, en présence d'un champ électrique non compensé dû à l'interaction spin-orbite et d'une brisure de symétrie (cristal-non centrosymétrique en présence d'une interface) (figure IV.1(b)). Les électrons de liaison se « déplaçant » entre A et B sont soumis au champ électrique. Dans le référentiel des élec-

1. L'interaction Dzyaloshinskii-Moriya peut être présente dans un matériau ferromagnétique ou antiferromagnétique. L'existence de cette interaction a notamment été introduite par Dzyaloshinskii afin d'expliquer la présence de ferromagnétisme faible dans les matériaux antiferromagnétiques [Dzyaloshinskii, 1957].

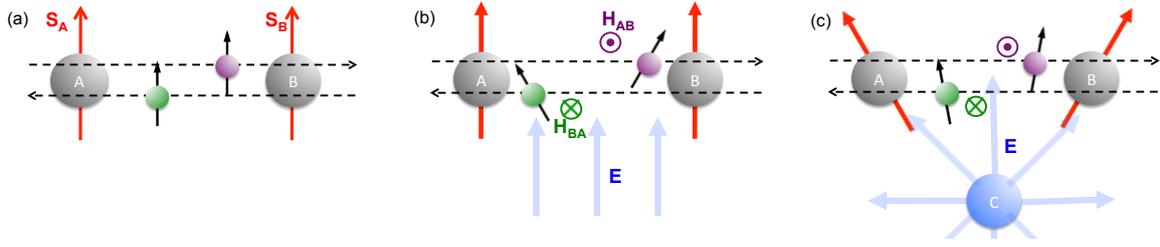


Figure IV.1 – (a) Représentation schématique du couplage d'échange ferromagnétique dû à la « circulation » des électrons assurant la liaison entre deux atomes magnétiques voisins A et B, de spins respectifs S_A et S_B . (b) En présence d'un champ électrique non compensé, les électrons itinérants ressentent un champ effectif \mathbf{H}_{AB} (respectivement \mathbf{H}_{BA}). Leur spin tend alors à précesser autour de ce champ, ce qui modifie leur orientation. (c) Les moments magnétiques des atomes voisins tendent donc à s'incliner afin de les rendre parallèles à ceux des électrons de liaison. C'est l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya.

trons, ce champ est ressenti comme un champ magnétique effectif orienté perpendiculairement au champ électrique et à la direction de déplacement. Au cours de son déplacement, le spin de l'électron effectue une rotation autour de ce champ magnétique effectif. Un angle non-nul apparaît alors entre l'état initial et l'état final du spin de l'électron lorsqu'il se déplace entre les deux atomes. Afin d'aligner le spin de ces électrons de liaison et ceux de chaque atome sur tout le réseau, le système adopte une configuration pour laquelle un angle fixé est imposé entre les spins des atomes voisins (figure IV.1(c)).

L'expression générale de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya est donnée par l'hamiltonien H_{DM} :

$$H_{DM} = -\mathbf{D}_{AB} \cdot (\mathbf{S}_A \times \mathbf{S}_B) \quad (\text{IV.1})$$

où \mathbf{S}_A et \mathbf{S}_B sont les spins des atomes A et B. Le vecteur \mathbf{D}_{AB} , appelé le vecteur Dzyaloshinskii, pointe dans la direction du champ magnétique effectif ressenti par les électrons se déplaçant de A vers B. Sa norme D est fixée par l'intensité de l'interaction DM dans le matériau considéré.

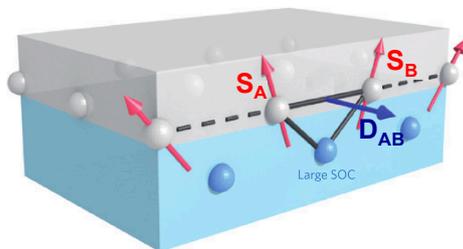


Figure IV.2 – Représentation de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya à l'interface entre un matériau ferromagnétique (gris) et un métal avec un fort couplage spin-orbite (bleu). Figure extraite de [Fert et al., 2013].

A l'interface d'une couche mince ferromagnétique, et d'une couche métallique non ferromagnétique présentant un fort SOC, le vecteur \mathbf{D}_{AB} est tel que représenté sur la figure IV.2, *i.e.* dans le plan et perpendiculaire au vecteur reliant deux atomes voisins.

Par conséquent, pour des systèmes où l'anisotropie magnétocristalline est faible et où l'interaction d'échange est petite devant l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya, le système

peut développer une structure magnétique en forme de cycloïde. De telles structures ont été observées pour la première fois à l'aide d'un microscope à effet tunnel polarisé en spin dans un matériau épitaxié antiferromagnétique par le groupe de Wiesendanger [Bode et al., 2007, Ferriani et al., 2008].

IV.1.2 Influence de l'interaction DM sur les parois de domaines

Dans les matériaux à anisotropie perpendiculaire, la faible largeur des parois (~ 5 nm dans le Pt/Co/AlOx) rend particulièrement délicate l'observation de leur structure interne. En absence d'observation directe, ces systèmes ont toujours été considérés avec des parois de Bloch, celles-ci étant plus favorables énergétiquement puisqu'elles minimisent le champ démagnétisant à l'intérieur de la paroi. Cependant, l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya privilégiant une aimantation qui tourne dans un plan selon une chiralité privilégiée, on s'attend à une modification de la structure de la paroi en présence de celle-ci.

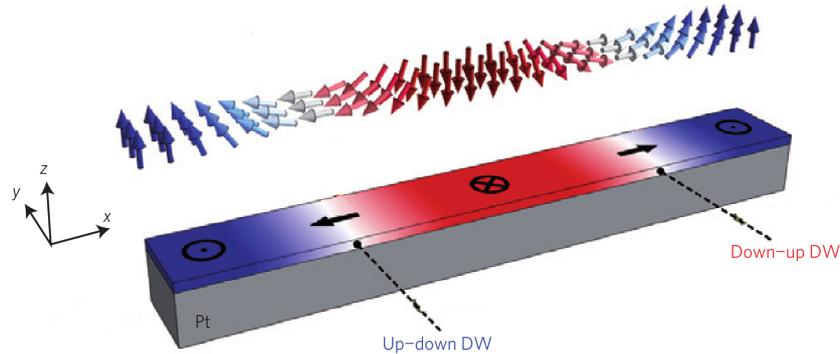


Figure IV.3 – Représentation de deux parois de Néel adjacentes en présence de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya. Celle-ci impose une chiralité au système et force les aimantations au centre des parois up/down et down/up à pointer dans des sens opposés. Figure adaptée de [Emori et al., 2013].

Si, dans les matériaux que j'ai considérés présentant une forte anisotropie, on s'attend à ce que l'interaction DM affecte peu les domaines magnétiques, elle modifie la paroi allant jusqu'à la forcer à adopter une structure de Néel si l'interaction est suffisamment importante. La particularité de ces parois, que nous appelons parois Dzyaloshinskii, dont la structure peut être de type Néel ou bien dans un état intermédiaire entre les configurations de Bloch et de Néel, provient notamment de leur chiralité, celle-ci étant fixée par le signe du vecteur \mathbf{D}_{AB} . L'aimantation au centre d'une paroi up/down pointera donc dans la direction opposée à celle au centre d'une paroi down/up (figure IV.3).

Très récemment, Chen *et al.* [Chen et al., 2013a, Chen et al., 2013b] ont imagé de telles parois dans un matériau à anisotropie perpendiculaire à l'aide d'une technique de microscopie SPLEEM (*Spin-Polarized Low Energy Electron Microscopy*). Les auteurs ont notamment montré que la chiralité du système était fixée par la structure de l'échantillon et les matériaux le constituant (figure IV.4).

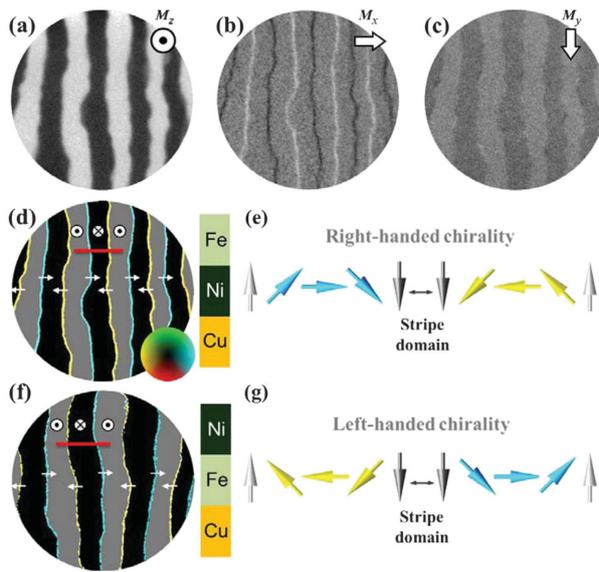


Figure IV.4 – (a-c) Images obtenues par microscopie SPLEEM pour un échantillon épitaxié de Cu(001)/Ni/Fe montrant les trois composantes de l'aimantation : (a) M_z , (b) M_x et (c) M_y . Le champ de vision est de $8 \mu\text{m}$ de diamètre. (d) Assemblage d'images construit à partir des images SPLEEM (a-c) où la direction de l'aimantation dans les parois de domaines est mise en évidence à l'aide d'une échelle de couleur. (e) Schéma de la chiralité de la paroi le long de la ligne rouge dans (d). (f) Assemblage d'images SPLEEM observées dans un échantillon de Cu(001)/Fe/Ni. (g) Schéma de la chiralité de la paroi le long de la ligne rouge dans (f). Figure extraite de [Chen et al., 2013b].

Ce résultat, survenu après le travail analytique présenté dans ce chapitre, confirme que l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya peut bel et bien transformer la structure interne de la paroi dans les matériaux asymétriques à anisotropie perpendiculaire, en imposant des parois de Néel avec une chiralité fixée.

Dans le cas du Pt/Co/AlOx, l'observation directe de la structure interne de la paroi n'a pas encore été possible puisque nous n'avons pas trouvé de technique expérimentale présentant une résolution suffisante, et qui soit en plus compatible avec notre système. Ainsi, les deux techniques mentionnées précédemment ne sont pas adaptées à l'observation de notre système : le SPLEEM nécessite de travailler avec des échantillons monocristallins, et le STM polarisé en spin est une technique de microscopie de surface pas adaptée à l'observation de surfaces enterrées, ici sous la couche d'AlOx. De plus, les techniques d'imagerie basées sur l'utilisation de faisceaux de rayons X ou d'électrons interagissant avec l'échantillon semblent difficilement exploitables en raison, d'une part, du manque de signal provenant du faible volume d'interaction (dû à la faible épaisseur de la couche de Co) et d'autre part, du manque de résolution spatiale. On peut d'ailleurs noter que ces deux difficultés sont liées. Dans le cas de la microscopie de Lorentz par exemple, le manque d'interaction entre le faisceau d'électrons et l'échantillon oblige à travailler dans un mode très défocalisé et ainsi à perdre en résolution spatiale. Nous cherchons actuellement, en collaboration avec Vincent Jacques du laboratoire Aimé Cotton à Cachan et André Thiaville du LPS (Orsay), à imager nos parois au moyen d'une technique d'imagerie très sensible : la microscopie par centre NV [Balasubramanian et al., 2008, Maze et al., 2008, Rondin et al., 2012].

En l'absence de technique d'imagerie efficace, nous nous sommes tournés vers la modélisation et le calcul afin de comparer nos résultats expérimentaux à ceux prédits par la théorie, et d'essayer de conclure sur l'existence ou non de cette interaction Dzyaloshinskii-Moriya dans notre système.

IV.2 Simulations micromagnétiques et modélisation analytique

L'interaction DM étant connue et modélisable, nous pouvons prendre en compte son existence dans notre système en calculant l'influence de celle-ci sur la dynamique de la paroi. Pour cela, nous avons réalisé des calculs micromagnétiques 1D et 2D et bâti un modèle analytique. Dans cette section, je présente d'une part comment l'interaction est intégrée dans les calculs, puis le modèle analytique $q\text{-}\Phi$ prenant en compte l'interaction DM. Dans une seconde partie, j'utilise ce modèle ainsi que les résultats de simulations micromagnétiques 1D et 2D pour étudier l'influence de cette interaction sur la structure de la paroi.

Tous les calculs présentés dans cette partie ont été réalisés par André Thiaville et Stanislas Rohart (LPS, Orsay) avec qui ce travail a été mené en étroite collaboration, ainsi que par Olivier Boulle et Liliana Buda-Prejbeanu du laboratoire SPINTEC.

IV.2.1 Intégration de l'interaction DM dans les calculs micromagnétiques et le modèle $q\text{-}\Phi$

Nous considérons un matériau magnétique allongé selon l'axe x , de 0,6 nm d'épaisseur, et de largeur w (variant entre 100 et 500 nm selon les calculs).

L'interaction DM est prise en compte dans les calculs en ajoutant le terme d'énergie ε_{DM} à la densité d'énergie micromagnétique du système :

$$\varepsilon = A \left[\left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right)^2 \right] + K_u [m_x^2 + m_y^2] - \mu_0 M_S \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_{\text{app}} - \frac{1}{2} \mu_0 M_S \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_D + \varepsilon_{DM} \quad (\text{IV.2})$$

où A est la constante d'échange, K_u la constante d'anisotropie uni-axiale selon l'axe z , M_S l'aimantation spontanée, \mathbf{H}_{app} le champ magnétique appliqué et \mathbf{H}_D le champ démagnétisant. L'énergie ε_{DM} est reliée à une interaction DM d'interface et prend la forme suivante :

$$\varepsilon_{DM} = D \left[m_z \frac{\partial m_x}{\partial x} - m_x \frac{\partial m_z}{\partial x} \right] + \text{id.}(x \rightarrow y) \quad (\text{IV.3})$$

$$= D [m_z \text{div} \mathbf{m} - (\mathbf{m} \cdot \nabla) m_z] \quad (\text{IV.4})$$

Cette expression correspond à un système isotrope dans le plan, présentant une brisure de symétrie selon l'axe z . Pour toute direction planaire \mathbf{u} , le vecteur Dzyaloshinskii est donné par $\mathbf{D}_{\mathbf{u}} = D \hat{z} \times \mathbf{u}$ (cf figure IV.2), où le paramètre D est une constante dépendant du matériau qui décrit l'intensité de l'interaction DM.

Les calculs micromagnétiques ont été réalisés en 2D, et également en 1D selon l'axe x afin d'obtenir plus rapidement des résultats. Dans ce dernier cas, le champ démagnétisant a été calculé en considérant les dimensions 2D du système. Le lecteur intéressé par les détails concernant les méthodes de calcul utilisées pourra se référer à l'article suivant [Thiaville et al., 2012].

Les calculs micromagnétiques ont également été comparés à un modèle analytique 1D basé sur le modèle de coordonnées collectives q - Φ [Malozemoff and Slonczewski, 1979, Schryer and Walker, 1974]. Sans entrer dans les détails, je présente ici les principales équations que nous avons considérées pour ce modèle. Celui-ci nous permet de mieux comprendre le comportement du système en présence de l'interaction DM.

Le modèle est basé sur seulement deux coordonnées collectives : la position q de la paroi et l'angle planaire Φ du moment magnétique à l'intérieur de la paroi. La première chose dont nous avons besoin pour ce modèle est d'exprimer l'énergie de surface σ de la paroi. Pour cela, nous faisons deux approximations qui nous permettent de simplifier considérablement le problème. Nous supposons d'une part que la largeur de la paroi est constante et s'exprime de la même manière que pour une paroi « conventionnelle » par $\Delta = \sqrt{A/K_0}$, où K_0 est l'anisotropie effective (celle-ci inclut l'effet du champ démagnétisant dans l'approximation locale : $K_0 = K_u - \mu_0 M_s^2/2$). D'autre part, nous faisons l'hypothèse que, sur toute la largeur de la paroi, l'aimantation tourne dans un plan vertical, tourné d'un angle Φ autour de l'axe z (avec $\Phi = 0$ pour une paroi de Néel)². Dans ces conditions, l'énergie de la paroi est donnée par :

$$\sigma = 2\Delta K \cos^2 \Phi - \pi D \cos \Phi + C^{ste} \quad (\text{IV.5})$$

où K correspond à l'anisotropie « de forme » magnétostatique qui favorise la paroi de Bloch. Elle est reliée au coefficient démagnétisant N_x de la paroi par $K = N_x \mu_0 M_s^2/2$.

La dynamique du système est décrite par les équations de Slonczewski obtenues en intégrant l'équation IV.5 dans l'équation de LLG :

$$\dot{\Phi} + \alpha \dot{q}/\Delta = \gamma_0 H_{app} \quad (\text{IV.6})$$

$$\dot{q}/\Delta - \alpha \dot{\Phi} = \gamma_0 (-H_K \sin \Phi \cos \Phi + H_{DM} \sin \Phi) \quad (\text{IV.7})$$

avec $H_K = 2K/(\mu_0 M_s)$ et $H_{DM} = \pi D/(2\mu_0 M_s \Delta)$. Ces termes peuvent être interprétés comme des champs effectifs internes à la paroi, \mathbf{H}_K étant orienté le long de la paroi ($\mathbf{H}_K \parallel \hat{y}$) et favorisant une configuration de Bloch pour minimiser le champ démagnétisant, et \mathbf{H}_{DM} étant transverse au vecteur Dzyaloshinskii et à l'axe z ($\mathbf{H}_{DM} \parallel \hat{x}$) et favorisant

2. Les calculs micromagnétiques 1D montrent la limite de ces deux hypothèses (cf [Thiaville et al., 2012] pour plus de détails). Cependant, ces deux approximations permettent de simplifier considérablement le problème et d'obtenir des résultats en bon accord avec les simulations micromagnétiques.

une configuration de Néel. L'orientation de l'aimantation au sein de la paroi résulte de la compétition entre ces deux termes.

Enfin, les paramètres choisis pour les calculs (numériques et analytiques) sont les suivants :

$M_S = 1100$ kA/m, $A = 16$ pJ/m, $K_u = 1,27$ MJ/m³, $\gamma_0 = 2,21 \times 10^5$ m/(A·s) et $\alpha = 0,5$. Par ailleurs, la largeur de la paroi $\Delta = 5,64$ nm et le coefficient démagnétisant $N_x = 0,0224$, dérivés des calculs micromagnétiques 1D, sont utilisés pour le modèle analytique q - Φ .

IV.2.2 Influence de l'interaction DM sur la paroi statique

Afin d'étudier l'influence de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya sur la paroi, nous nous sommes tout d'abord intéressés au problème statique. Pour cela, nous calculons les principales caractéristiques de la paroi à l'état d'équilibre en fonction de l'interaction DM (figure IV.5).

La figure IV.5.a représente l'orientation de l'aimantation à l'intérieur de la paroi en fonction du paramètre D . Les deux composantes planaires du moment magnétique intégré sur la largeur de la paroi sont tracées indépendamment. La figure montre une transition progressive de la structure entre la configuration de Bloch (à $D = 0$) et celle de Néel (pour $D > D_c \approx 0,13$ mJ/m²). Cette déformation résulte de la compétition entre l'interaction DM et l'énergie magnétostatique : alors que la géométrie de la paroi ($\Delta \ll w$) favorise la structure de Bloch pour réduire l'anisotropie de forme à l'intérieur de la paroi, l'interaction DM force l'aimantation à tourner dans le plan (x, z) vers une configuration de Néel.

L'état d'équilibre de l'aimantation à l'intérieur de la paroi est obtenu analytiquement à partir de l'équation IV.5 en minimisant l'énergie σ de la paroi. On obtient alors :

$$\cos \Phi_0 = \begin{cases} \pi D / (4\Delta K) & \text{pour } \pi |D| < 4\Delta K \\ \text{sign}(D) & \text{pour } \pi |D| > 4\Delta K \end{cases} \quad (\text{IV.8})$$

Cette minimisation fait apparaître la valeur critique $D_c = 4\Delta K / \pi$ au delà de laquelle la paroi est stabilisée dans une configuration de Néel. La courbe rouge sur la figure IV.5.a montre que, malgré la limite des hypothèses utilisées, le modèle q - Φ est en très bon accord avec les simulations micromagnétiques.

La variation de l'énergie σ de la paroi en fonction du paramètre D est tracée sur la figure IV.5.b. Une fois la paroi de Néel établie ($D > D_c$), l'énergie continue de décroître lorsque le paramètre D augmente. Ce résultat est conforme à la prévision de Heide *et al.* selon laquelle, pour des grandes valeurs de D , l'énergie est donnée par $\sigma = \sigma_0 - \pi D$ (où σ_0 est l'énergie de la paroi en absence de l'interaction DM) [Heide *et al.*, 2008].

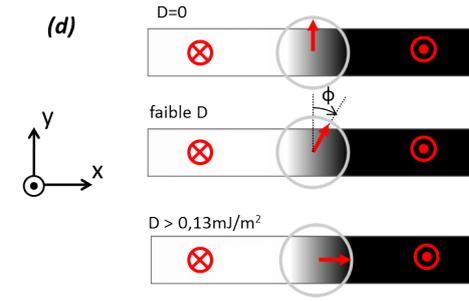
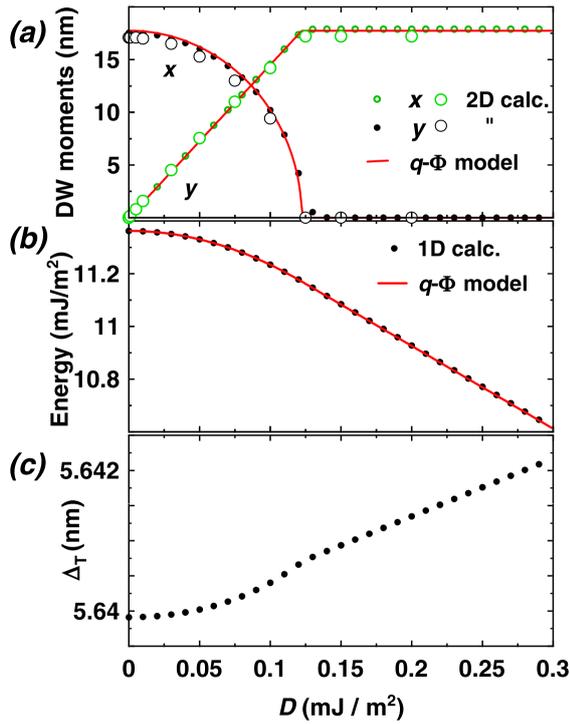


Figure IV.5 – Etat d'équilibre de la paroi en fonction de l'amplitude du vecteur Dzyaloshinskii. (a) Composantes selon x et y des moments magnétiques intégrés sur toute la largeur de la paroi ; (b) énergie de la paroi ; (c) Largeur de la paroi d'après la définition de Thiele. (d) Représentation schématique de l'aimantation au centre d'une paroi down/up pour différentes valeurs de D . Figure extraite de [Thiaville et al., 2012].

L'extrapolation de la courbe indique que l'énergie de la paroi sera nulle pour une valeur de $D \approx 3,7 \text{ mJ/m}^2$. Au delà de cette valeur, l'anisotropie du système devient faible devant l'interaction DM. Le système préférera alors développer une structure non-uniforme en adoptant des formes de cycloïdes ou de réseaux de skyrmions.

La figure IV.5.c montre la variation de la largeur de la paroi en fonction du paramètre D calculée en utilisant la définition de la largeur de Thiele Δ_T [Nakatani et al., 2005] :

$$\frac{2}{\Delta_T} = \frac{1}{tw} \int \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2 d^3 \mathbf{r} \quad (\text{IV.9})$$

avec t , l'épaisseur de la couche magnétique.

Dans le cas des structures simples comme celles de Bloch ou Néel (ou pour une structure intermédiaire entre les deux), la largeur de Thiele est équivalente à $\Delta = \sqrt{A/K_0}$.³ La figure IV.5.c montre une légère augmentation de la largeur Δ_T avec le paramètre D . Cette variation de la largeur de Thiele indique que le modèle $q\text{-}\Phi$, prenant en compte un profil de Bloch avec une largeur Δ fixée, est trop simple et ne prend pas en compte l'intégralité du problème. Néanmoins, la variation de Δ_T est très faible (environ 0,03% pour l'intervalle considéré pour le paramètre D) et l'hypothèse selon laquelle la largeur de la paroi reste constante est acceptable. Nous verrons cependant dans la partie IV.3.2, que la variation de la largeur de la paroi devient importante dans certaines conditions, et que cette variation peut fortement influencer la dynamique de la paroi.

3. De manière générale, cette affirmation est vraie pour toute paroi dont le profil peut être exprimé par $\theta(x) = \pm \arctan(\exp(\frac{x}{\Delta}))$, où θ est l'angle entre l'aimantation et l'axe z [Malozemoff and Slonczewski, 1979]

IV.3 Dynamique des parois Dzyaloshinskii sous l'action d'un champ

IV.3.1 Extension de l'état stationnaire par l'interaction DM

Afin d'étudier l'effet de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya sur la dynamique de la paroi, nous nous focalisons sur le cas du déplacement des parois sous l'action d'un champ magnétique. Ce problème plus « simple » est préféré à l'étude de la dynamique sous courant pour lequel un grand nombre de paramètres et de phénomènes physiques sont mis en jeu.

En présence de l'interaction DM, la dynamique de la paroi sous l'action d'un champ \mathbf{H}_z a un comportement similaire à celui que nous connaissons pour $D = 0$: la paroi se déplace avec une forte mobilité pour des faibles valeurs de champ, puis avec une faible mobilité au delà de la transition de Walker. La figure IV.6.a montre des courbes de vitesse en fonction de \mathbf{H}_z calculées pour différentes valeurs du paramètre D à partir des simulations micromagnétiques 1D (et 2D pour le cas $D = 0,4 \text{ mJ/m}^2$). Le principal effet de l'interaction DM est d'étendre le régime stationnaire à des valeurs de champ plus élevées : la paroi est stabilisée par l'interaction DM et la transition de Walker est repoussée. La figure IV.6.b montre que le champ de Walker H_W évolue de manière quasi-linéaire avec le paramètre D . Par ailleurs, l'interaction DM n'a pas d'influence sur la mobilité de la paroi dans le régime stationnaire.

Pour comprendre comment le mécanisme de déplacement des parois est modifié par l'interaction DM, nous nous intéressons au modèle q - Φ . En effet, le problème dynamique peut être résolu dans le régime stationnaire (*i.e.* pour $\dot{\Phi} = 0$ et $\dot{q} = v$) à partir des équations IV.6 et IV.7. On obtient alors :

$$v = \frac{\gamma_0 \Delta}{\alpha} H_z \quad (\text{IV.10})$$

$$H_z = \alpha \sin \Phi (H_{DM} - H_K \cos \Phi) \quad (\text{IV.11})$$

L'équation IV.10 donne la dépendance de la vitesse en fonction du champ \mathbf{H}_z . On retrouve que la mobilité est indépendante du paramètre D dans le régime stationnaire. L'équation IV.11, quant à elle, illustre la compensation des couples planaires agissant sur l'aimantation au centre de la paroi. Sous l'action du champ \mathbf{H}_z , la paroi se déforme pour maintenir cette égalité (figure IV.6.c). Lorsque le champ \mathbf{H}_z devient trop grand et que son action dans le plan ne peut plus être compensée, la transition de Walker apparaît et la paroi entre alors dans un régime turbulent. En présence d'une interaction DM forte ($H_{DM} \gg H_K$), on retrouve une variation linéaire du champ de Walker de la

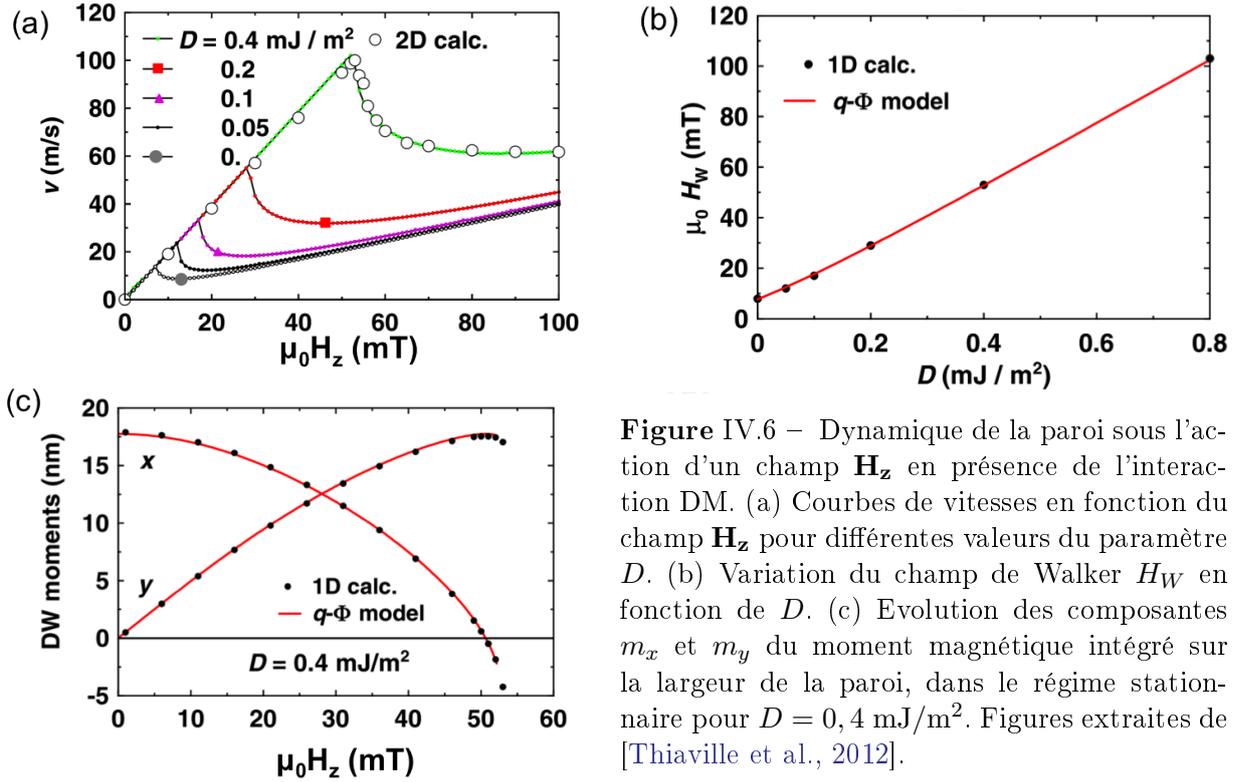


Figure IV.6 – Dynamique de la paroi sous l'action d'un champ \mathbf{H}_z en présence de l'interaction DM. (a) Courbes de vitesses en fonction du champ \mathbf{H}_z pour différentes valeurs du paramètre D . (b) Variation du champ de Walker H_W en fonction de D . (c) Evolution des composantes m_x et m_y du moment magnétique intégré sur la largeur de la paroi, dans le régime stationnaire pour $D = 0,4$ mJ/m². Figures extraites de [Thiaville et al., 2012].

forme $H_w = \alpha H_{DM}$, obtenue pour un angle $\Phi_W = \pi/2$.

Comparaison avec l'expérience

La vitesse de déplacement d'une paroi sous l'action d'un champ H_z dans le système de Pt/Co/AlOx a été étudiée expérimentalement dans la thèse de Mihai Miron [Miron, 2009]. Les résultats de cette étude ont été étonnants. Il a notamment été montré que la dynamique de la paroi dans le Pt/Co/AlOx ne pouvait pas être décrite au moyen de l'équation de LLG. Un seul régime de mobilité a pu être observé. La transition de Walker n'étant pas visible, il n'est pas possible de déterminer simplement si le régime observé est le régime stationnaire ou turbulent. L'explication des résultats, et notamment de la mobilité au moyen de l'équation de LLG, a cependant permis de conclure que la paroi se déplaçait dans le régime stationnaire avec un amortissement de $\alpha=0,5$ ⁴. Cependant, pour une telle valeur d'amortissement, la transition de Walker devrait apparaître très tôt dans le régime stationnaire observé.

L'étude présentée ici montre que l'interaction DM peut aussi expliquer cette incohérence. En effet, le champ de Walker est repoussé en présence de cette interaction et le régime stationnaire est alors étendu à des valeurs de champ élevées, sans que la mobilité de la paroi ne soit modifiée. D'après la figure IV.6.a, la dynamique de la paroi sous l'action

4. En considérant le régime turbulent, le paramètre α permettant d'obtenir une telle mobilité doit être imaginaire d'après l'expression de la mobilité $\alpha\gamma\Delta/(1+\alpha^2)$.

unique du champ \mathbf{H}_z dans le Pt/Co/AlOx pourrait alors être expliquée avec une valeur de $D \geq 1 \text{ mJ/m}^2$.⁵

IV.3.2 Influence d'un champ longitudinal

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, l'application d'un champ longitudinal \mathbf{H}_L lors du déplacement de la paroi sous champ \mathbf{H}_z modifie qualitativement et quantitativement sa dynamique de manière pour l'instant non expliquée. Afin d'étudier le rôle de l'interaction DM sur cette dynamique, nous avons calculé avec le modèle décrit précédemment la dynamique de la paroi sous les actions combinées des champs \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_L et en présence de l'interaction DM. On s'attend à ce que le champ \mathbf{H}_L entre en compétition avec le champ effectif \mathbf{H}_{DM} : alors que ce dernier favorise une même chiralité à l'intérieur des deux parois (*i.e.* deux aimantations pointant dans des sens opposés à l'intérieur des paroi up/down et down/up), le champ \mathbf{H}_L tend à imposer deux chiralités différentes en forçant l'aimantation au centre des parois à pointer dans le même sens quelque soit leur nature.

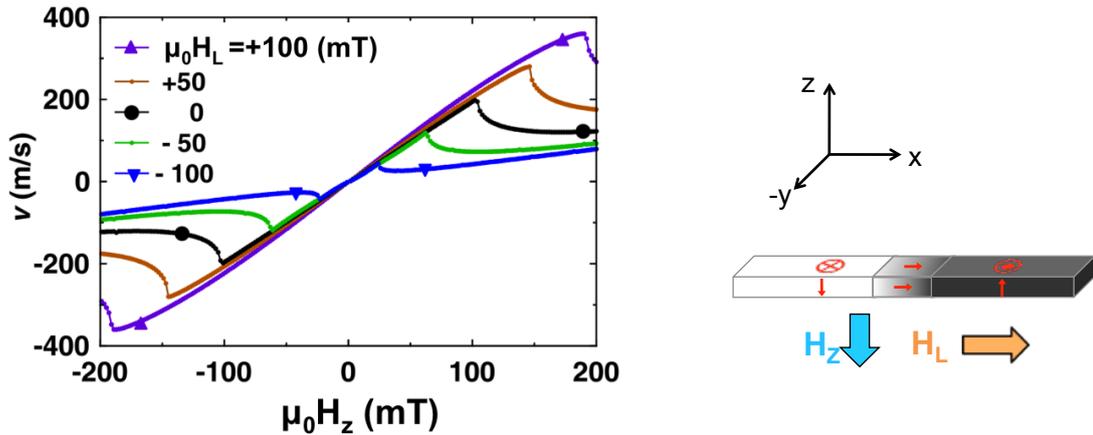


Figure IV.7 – Vitesse de déplacement d'une paroi down/up sous l'action d'un champ magnétique \mathbf{H}_z en présence d'un champ longitudinal pour $D = 0,8 \text{ mJ/m}^2$. Notons que, contrairement aux conventions de signes présentées page 66, le champ \mathbf{H}_z est dans ce cas défini positif lorsqu'il pointe selon $-z$. Figure extraite de [Thiaville et al., 2012].

La dynamique de la paroi en fonction des champs \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_L est calculée numériquement à l'aide du modèle 1D. Les courbes montrées sur la figure IV.7 sont obtenues pour une paroi down/up avec un paramètre $D = 0,8 \text{ mJ/m}^2$. Pour cette valeur de D , la structure de la paroi (en statique) est purement Néel avec l'aimantation au centre de la paroi pointant dans le sens des x positifs.

Pour $H_L > 0$, l'effet du champ longitudinal s'ajoute à celui de l'interaction DM et favorise la stabilisation de l'aimantation de la paroi le long de l'axe x . Ceci a pour consé-

5. Récemment, Freimuth *et al.* ont montré à partir de calculs *ab initio* qu'une valeur élevée de D est en effet attendue à l'interface Pt/Co [Freimuth et al., 2013].

quence d'augmenter le champ de Walker, ou autrement dit, d'étendre le régime de forte mobilité. De manière inverse, lorsque le champ H_L est renversé, il s'oppose à l'interaction DM et tend alors à accélérer l'apparition du champ de Walker. Dans le cas d'une paroi up/down, le même comportement sera retrouvé avec, cette fois-ci, un prolongement du régime stationnaire pour $H_L < 0$, et une diminution du champ de Walker pour $H_L > 0$.

Bien que les champs \mathbf{H}_L et \mathbf{H}_{DM} aient un effet similaire sur l'aimantation à l'intérieur de la paroi, ces deux termes agissent différemment sur le système. En effet, le champ longitudinal a pour effet d'influencer l'orientation de l'aimantation dans la paroi mais a également pour conséquence d'induire une rotation de l'aimantation dans les domaines. L'interaction DM, au contraire, induit un large champ selon l'axe x uniquement à l'intérieur de la paroi.

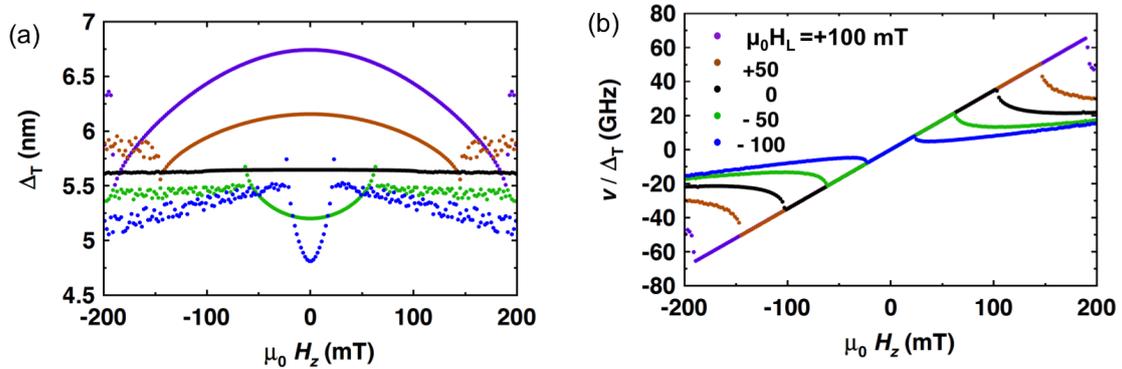


Figure IV.8 – Influence de la largeur de Thiele Δ_T sur la dynamique de la paroi sous les actions des champs \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_L . Les calculs sont obtenus à partir des simulations numériques 1D pour une valeur de $D = 0,8 \text{ mJ/m}^2$. (a) Largeur de Thiele et (b) vitesse de déplacement de la paroi normalisée par la largeur de Thiele Δ_T de la paroi. Les conventions de signe sont les mêmes que celles indiquées sur la figure IV.7.

Par ailleurs, on observe également sur la figure IV.7 une variation de la mobilité avec le champ longitudinal dans le régime stationnaire. La figure IV.8 montre que celle-ci peut être attribuée à la variation de la largeur de la paroi. En effet, lorsque la vitesse est normalisée par largeur de Thiele Δ_T , toutes les courbes se superposent parfaitement dans le régime stationnaire, quel que soit le champ \mathbf{H}_L appliqué.

La variation de la largeur de Thiele avec les champs \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_L peut être comprise par une explication avec les mains. Pour $D = 0,8 \text{ mJ/m}^2$, l'aimantation au centre de la paroi est alignée avec l'axe x . Sous l'action unique d'un champ \mathbf{H}_L ($H_z = 0$), le seul moyen pour le système de varier la composante m_x est donc de moduler la largeur de la paroi. Ainsi, si l'aimantation au centre de la paroi et le champ \mathbf{H}_L sont parallèles (*resp.* antiparallèle), le système augmente (*resp.* diminue) sa largeur de paroi. Sous l'action de \mathbf{H}_z , la rotation de l'aimantation diminue la composante m_x . Le champ \mathbf{H}_L a par conséquent une action moindre sur celle-ci, ce qui tend à réduire la largeur de la paroi. Ainsi, lorsque le champ

est suffisant pour induire une structure de Bloch, la composante m_x devient nulle, et Δ_T est alors égale à la largeur de la paroi obtenue à champ $H_L = 0$.

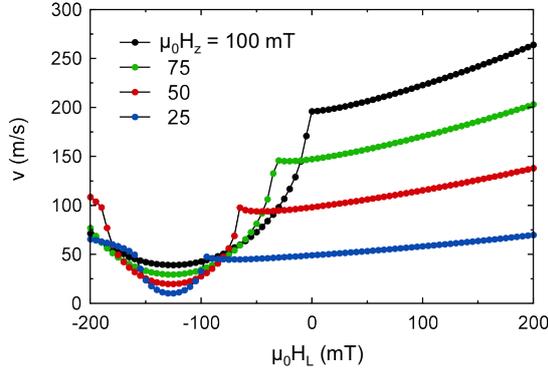


Figure IV.9 – Vitesse de déplacement de la paroi en fonction de H_L sous l'action d'un champ H_z constant. Les courbes sont obtenues à partir des simulations numériques 1D pour une valeur de $D = 0,8 \text{ mJ/m}^2$.

Enfin, la vitesse de déplacement de la paroi est tracée en fonction du champ \mathbf{H}_L à \mathbf{H}_z constant. Lorsque \mathbf{H}_L et \mathbf{H}_{DM} sont dans le même sens, la mobilité de la paroi augmente légèrement avec le champ \mathbf{H}_L dans un régime stationnaire (figure IV.9). Lorsque \mathbf{H}_L est opposé à \mathbf{H}_{DM} ($H_L < 0$), une rupture en forme de cuvette apparaît sur la courbe. Elle correspond au déplacement de la paroi dans le régime turbulent. Pour des valeurs plus élevées de champ \mathbf{H}_L négatif, l'aimantation au centre de la paroi est alors stabilisée et le déplacement se fait à nouveau en régime stationnaire de façon similaire au cas $H_L > 0$.

Comparaison avec l'expérience

Dans cette partie, nous avons montré qu'en présence de l'interaction DM, le champ longitudinal a deux effets sur la dynamique de la paroi sous l'action d'un champ \mathbf{H}_z : la modulation du champ de Walker \mathbf{H}_W avec le champ \mathbf{H}_L , celui-ci agissant sur la stabilité de l'aimantation à l'intérieur de la paroi ; et la variation de la mobilité en fonction du champ \mathbf{H}_L , due à la variation de la largeur de Thiele.

Alors que la variation de la mobilité a bien été observée expérimentalement (cf figure III.10), aucune transition caractéristique du régime turbulent n'a été observée, et ce malgré les fortes valeurs de champ \mathbf{H}_L utilisées. Nous avons en effet montré dans le chapitre précédent que la dynamique de la paroi évoluait selon un seul régime de mobilité en présence du champ \mathbf{H}_L .

Une explication relative à cette absence de transition dans les mesures expérimentales peut provenir de la force de l'interaction DM. En effet, si on utilise dans les calculs une valeur plus élevée du paramètre D , l'apparition du régime turbulent est alors repoussée à des valeurs de champ plus importantes. Les courbes montrées sur la figure IV.10, obtenues pour $D = 2 \text{ mJ/m}^2$, montrent par exemple des résultats qualitativement cohérents avec les expériences : une variation monotone de la mobilité sur l'intervalle de champ H_L étudié⁶. Nous pouvons toutefois noter un désaccord quantitatif puisque les simulations

6. D'après les calculs, pour $D = 2 \text{ mJ/m}^2$, on a alors $H_{DM} = 630 \text{ mT}$ et $H_W = 320 \text{ mT}$.

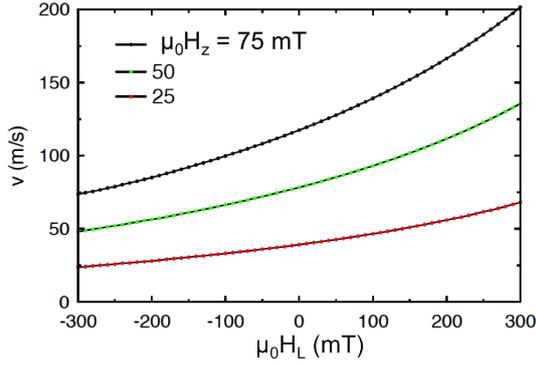


Figure IV.10 – Vitesse de déplacement de la paroi en fonction de \mathbf{H}_L sous l'action d'un champ \mathbf{H}_z constant. Les courbes sont obtenues à partir des simulations numériques 1D pour une valeur de $D = 2 \text{ mJ/m}^2$.

numériques indiquent des valeurs de vitesse quatre fois supérieures à celles observées expérimentalement. Cette différence peut en partie s'expliquer par la surestimation du champ H_z au cours de l'expérience (cf partie II.4.2.2), mais également par l'influence des défauts sur la dynamique de la paroi. En effet, les courbes expérimentales ne sont pas obtenues dans le régime de flow⁷ (cf figure III.12), ce qui a pour conséquence de diminuer la vitesse de déplacement de la paroi. Néanmoins, il ne semble pas évident que ces deux arguments soient suffisants pour expliquer la différence d'un facteur quatre observée entre les calculs et les expériences.

Complexification du problème : importance des effets 2D

Au cours de mon travail de thèse, de nombreuses expériences différentes ont été réalisées pour étudier la dynamique de la paroi en présence d'un champ planaire. Une étude, non présentée dans ce manuscrit, a notamment consisté à observer la forme des parois dans des fils larges. Une importante déformation de la paroi à l'intérieur du fil a pu être observée sous l'action d'un champ transverse (appliqué selon l'axe y). Celle-ci se manifeste sous la forme d'une inclinaison de la paroi à l'intérieur du fil. Aucune déformation évidente n'ayant été constatée sous l'action des champs \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_L , nous avons choisi de ne pas développer ces expériences et leurs interprétations ici. Ces observations nous ont toutefois forcé à considérer l'importance des effets 2D sur la dynamique de paroi.

A partir des calculs 2D, nous avons constaté que, pour des larges valeurs de D , l'interaction DM induit une inclinaison de la paroi sous l'action d'un champ transverse, comme observé expérimentalement, mais également sous l'action unique d'un champ \mathbf{H}_z , non observé expérimentalement⁸. Ce résultat est illustré sur la figure IV.11(a) pour $D = 2 \text{ mJ/m}^2$. Lorsque la paroi est statique, elle a une structure de Néel et est orthogonale à l'axe du fil. Sous l'action d'un champ \mathbf{H}_z , elle s'incline d'un angle χ par rapport à l'axe y . L'orientation de l'aimantation à l'intérieur de la paroi est alors modifiée par la déformation de sa structure interne ($\phi \neq 0$, cf figure IV.11(a) pour la définition de ϕ en

7. Pour rappel, l'étude pour des valeurs plus élevées de champ \mathbf{H}_z est impossible à cause de l'apparition des nucléations qui empêchent la mesure du déplacement de la paroi.

8. Pour plus de détails sur la formation de l'inclinaison de la paroi et le rôle de celui-ci dans la dynamique de la paroi, le lecteur pourra se référer à l'article [Boulle et al., 2013b].

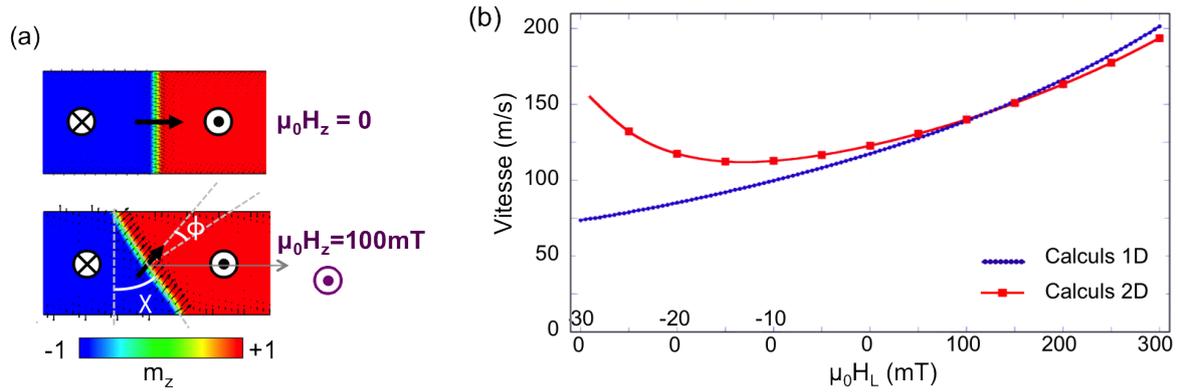


Figure IV.11 – Etude 2D de la dynamique de l’aimantation sous l’action des champs H_z et H_L pour $D = 2 \text{ mJ/m}^2$. (a) Déformation de la paroi sous l’action du champ \mathbf{H}_z . Les flèches noires désignent l’orientation de l’aimantation au centre de la paroi. (b) Comparaison des vitesses obtenues par simulations numériques 1D et 2D. La figure (a) est extraite de [Boulle et al., 2013b].

présence de l’inclinaison de la paroi), ainsi que par son inclinaison. Par conséquent, sous l’action du champ \mathbf{H}_z , la composante m_x est finalement modifiée d’un facteur $\cos(\Phi + \chi)$. On s’attend donc à une modification de la dynamique en présence du champ longitudinal due à cette inclinaison.

Les calculs 1D et 2D de vitesse de paroi en fonction du champ longitudinal sont comparés sur la figure IV.11. Alors que l’allure de la courbe $v(H_L)$ expérimentale est bien retrouvée avec les calculs 1D, les simulations numériques 2D montrent une variation non monotone de la mobilité avec \mathbf{H}_L . Ce résultat montre que le problème est plus complexe que présenté précédemment et que le considérer uniquement avec un modèle 1D est une approche trop réductrice.

Dans le but de se rapprocher des conditions expérimentales, la courbe $v(H_L)$ a finalement été calculée en 2D en considérant des impulsions de champ \mathbf{H}_z très courtes. En effet, lorsque le champ \mathbf{H}_z est appliqué de manière continue, une inclinaison de la paroi est observée numériquement mais pas expérimentalement. La formation de cette inclinaison n’étant pas immédiate, l’utilisation d’impulsions très courtes permet de l’éviter numériquement et ainsi de se rapprocher des conditions expérimentales. De plus, du désordre a également été ajouté afin de prendre en compte l’influence des défauts dans le système. Dans ce cas, les imperfections du fil sont introduites comme une variation de l’anisotropie magnétocristalline quantifiée par l’écart-type σ . Ces calculs ont été réalisés par Jacques Miltat dans le cadre de la collaboration avec le LPS. La figure IV.12 montre que les résultats expérimentaux peuvent être retrouvés à un facteur 2 près, en considérant un désordre de $\sigma = 15\%$ et des impulsions de champ de 0,25 ns dans un fil de 200 nm. Notons que la durée des impulsions utilisée pour les calculs est inférieure de deux ordres de grandeur à celle utilisée pour l’expérience. Cela s’explique par l’influence de la largeur de la piste w sur le temps τ nécessaire à la paroi pour atteindre l’angle χ . L’expression de ce temps τ

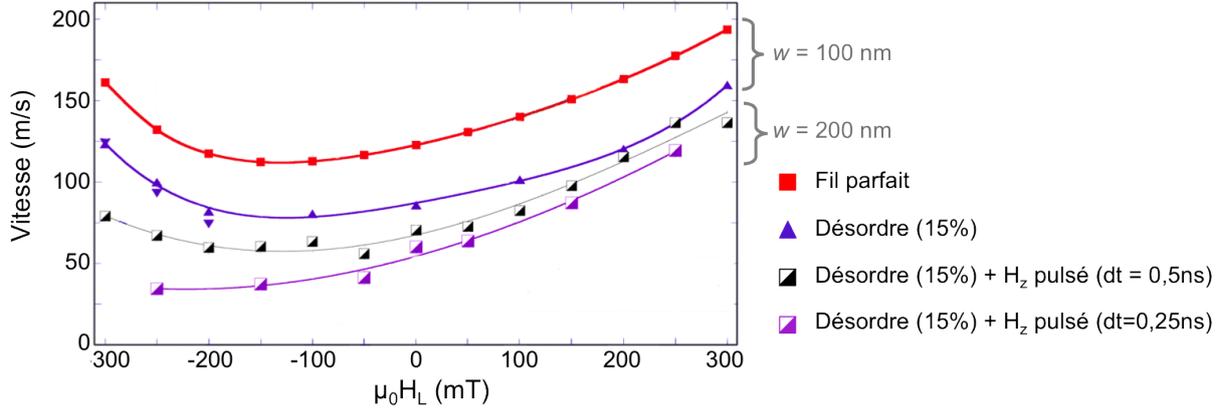


Figure IV.12 – Etude 2D de la dynamique de l'aimantation sous l'action d'un champ \mathbf{H}_z de 75 mT en fonction du champ \mathbf{H}_L : l'influence des défauts et de la largeur de l'impulsion du champ \mathbf{H}_z est étudiée. Le rôle des défauts est pris en compte par l'introduction du désordre, et l'utilisation d'impulsions de champ a pour but d'empêcher l'établissement de l'inclinaison de la paroi. Notons que la largeur w utilisée pour les calculs n'est pas la même pour les quatre courbes. Les vitesses ont été calculées par simulations numériques 2D pour $D = 2 \text{ mJ/m}^2$ (calculs réalisés par Jacques Miltat, publication à venir).

peut être obtenue à l'aide d'un modèle analytique amélioré [Boulle et al., 2013b], et est donnée par :

$$\tau = \frac{\alpha \mu_0 M_s w^2}{6 \sigma \gamma_0 \Delta} \quad \text{si} \quad \alpha w \gg \Delta \quad (\text{IV.12})$$

La largeur du fil différant d'un ordre de grandeur entre les calculs ($w = 200 \text{ nm}$) et les expériences ($w = 2 \text{ }\mu\text{m}$), la dépendance de τ en w^2 justifie les faibles durées d'impulsions choisies pour les calculs.

Enfin, nous avons vu que pour se rapprocher des vitesses mesurées expérimentalement, nous avons besoin de prendre en compte l'influence des défauts sur la dynamique de la paroi. Cependant, si l'on considère la présence de défauts, le régime thermiquement activé doit être considéré et la température doit également jouer un rôle sur la dynamique. Afin de compléter le modèle, il serait intéressant d'étudier la dépendance de l'effet observé en fonction de la température. Par ailleurs, afin de valider nos conclusions, nous avons besoin de calculer les mêmes courbes $v(H_L)$ en 2D pour différentes valeurs du champ H_z afin de tester si les résultats expérimentaux sont toujours reproduits lorsque celui-ci varie.

IV.4 Dynamique des parois Dzyaloshinskii sous l'action d'un courant

IV.4.1 Dynamique de la paroi sous l'action unique du couple SL

Sous l'action du courant, la dynamique de la paroi est plus compliquée à décrire en raison du grand nombre de paramètres à prendre en compte. Afin de simplifier le problème, j'étudie dans un premier temps la dynamique de la paroi sous l'action unique du terme SL du SOT (*i.e.* pas de couple FL ni de STT). En effet, l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya favorisant l'orientation de l'aimantation selon l'axe x , une influence importante du couple SL est attendue sur la dynamique de la paroi.

La vitesse de la paroi en fonction du courant est calculée à partir du modèle 1D (simulations numériques) pour différentes valeurs de D . Les courbes obtenues sont tracées sur la figure IV.13. Pour $D = 0$, la paroi se déplace avec une grande mobilité pour les faibles densités de courant, puis atteint une saturation pour des densités de courant élevées. Par ailleurs, la vitesse de déplacement augmente avec D .

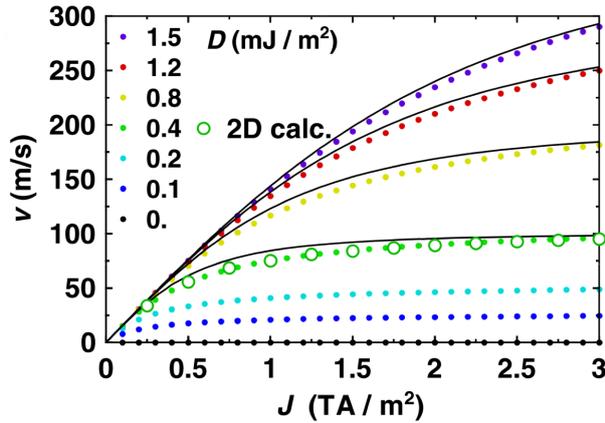


Figure IV.13 – Dynamique de la paroi, en présence de l'interaction DM, sous l'action du couple SL seul. Les courbes sont obtenues pour $\lambda_{SL} = 0,1/(6 \times 10^{-10}) \text{ m}^{-1}$ (cf équation IV.13 pour la définition de ce terme), par le calcul numérique 1D (ronds pleins), et sont comparées au modèle $q-\Phi$ (lignes noires) et au calcul 2D pour le cas $D = 0,4 \text{ mJ/m}^2$. Figure extraite de [Thiaville et al., 2012].

L'allure de ces courbes peut être comprise à partir du modèle analytique $q-\Phi$ ⁹. Dans celui-ci, l'action du couple SL est prise en compte au moyen d'un champ effectif \mathbf{H}_{SL} orienté selon l'axe de facile aimantation et qui a pour expression :

$$H_{SL} = \frac{\pi \hbar}{4e\mu_0 M_s} \lambda_{SL} J \cos \Phi \equiv C_{SL} J \cos \Phi \quad (\text{IV.13})$$

où C_{SL} est un paramètre lié à l'efficacité du couple SL et dépend d'une constante λ_{SL} intrinsèque au matériau¹⁰. Le modèle $q-\Phi$ est alors modifié en remplaçant le champ \mathbf{H}_z

9. Dans ce modèle analytique, on néglige la rotation de l'aimantation dans les domaines qui apparaît sous l'action du couple SL.

10. Dans le cas où le terme SL est entièrement attribué à l'effet Hall de spin, on a alors $\lambda_{SL} = \theta_H/t$ avec θ_H l'angle de Hall du Pt, et t l'épaisseur de la couche de Co.

par \mathbf{H}_{SL} dans les équations IV.6 et IV.7. Dans le régime stationnaire, on obtient donc :

$$C_{\text{SL}}J \cos \Phi = \alpha \sin \Phi (H_{\text{DM}} - H_K \cos \phi) \quad (\text{IV.14})$$

Ainsi, pour $\frac{D}{D_c} \gg 1$ (avec $D_c = 4\Delta K/\pi$), on obtient :

$$\tan \Phi = \frac{J}{J_D} \quad \text{et} \quad v = \frac{v_D}{\sqrt{1 + (J_D/J)^2}} \quad (\text{IV.15})$$

avec $v_D = \gamma_0 \Delta H_{\text{DM}}$ et $J_D = 2\alpha e D / (\hbar \Delta \lambda_{\text{SL}})$.

Lorsque l'interaction DM est forte ($\frac{D}{D_c} \gg 1$), la structure de Néel initiale permet au couple SL d'avoir une action maximale sur l'aimantation dans la paroi et de provoquer son déplacement avec une grande efficacité même pour de faibles valeurs de courant. Sous l'action de ce couple, l'aimantation tourne à l'intérieur de la paroi et tend à adopter une configuration de Bloch pour des densités de courant élevées. La vitesse augmente avec l'angle de l'aimantation dans la paroi, puis atteint une saturation lorsque la composante m_x tend vers zéro. Cette saturation apparaît pour des valeurs de densité de courant qui augmentent linéairement avec D . La figure IV.13 montre que les valeurs de vitesse deviennent comparables à celles obtenues expérimentalement pour $D > 1 \text{ mJ/m}^2$. Enfin, l'équation IV.15 montre que le sens du déplacement de la paroi, déterminé par l'angle ϕ , est fonction des signes de λ_{SL} et D . Ce résultat est particulièrement important car il permet d'expliquer les déplacements de la paroi opposés au flux d'électrons observés dans le Pt/Co/AlOx.

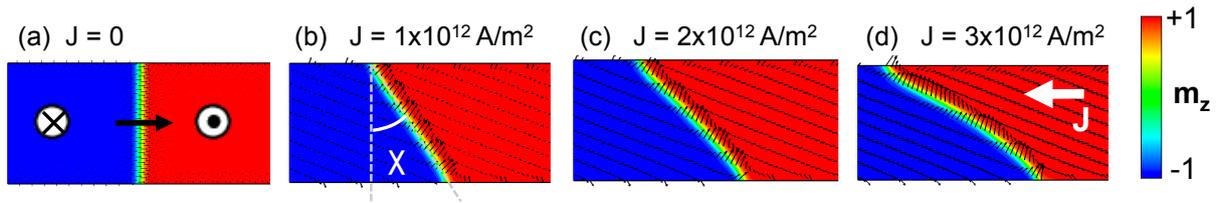


Figure IV.14 – Inclinaison de la paroi sous l'action du courant pour $D = 2 \text{ mJ/m}^2$ et $C_{\text{SL}}/\gamma_0 = 0,1 \text{ T}$. Figures extraites de [Boulle et al., 2013b]

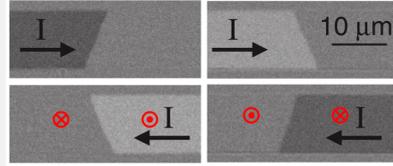
La description présentée ci-dessus n'est cependant pas aussi simple lorsque le problème est considéré en deux dimensions. En effet, de la même manière que ce que nous avons observé précédemment sous l'action du champ, une inclinaison de la paroi apparaît sous l'action du courant en présence de l'interaction DM. La figure IV.14 montre que l'angle χ de l'inclinaison de la paroi est non-négligeable pour une valeur élevée de D (2 mJ/m^2 dans ce cas). Par ailleurs, l'effet du SOT étant dépendant de la composante m_x , on s'attend à ce que l'inclinaison de la paroi ait une forte influence sur la dynamique de la paroi sous courant.

*Remarque :*

L'inclinaison de la paroi sous l'action du courant a été observée pour la première fois par Ryu *et al.* dans un système de TaN/Pt/Co/Ni/Co/TaN [Ryu *et al.*, 2012]. Il a été montré que la paroi s'incline à l'intérieur du fil, dans une direction définie par le sens du courant et le type de paroi (up/down ou down/up).

Dans notre système, nous avons également observé une inclinaison de la paroi, cohérente avec les observations de Ryu *et al.* : même orientation par rapport au sens du courant et au type de paroi. Notons que cette inclinaison de la paroi sous l'action du courant met également en évidence un effet chiral de la dynamique de la paroi.

Néanmoins, si l'inclinaison de la paroi semble pouvoir être décrite par une forte interaction DM, des expériences que nous avons réalisées récemment indiquent une origine différente pour cette déformation. Nous avons en effet observé que la formation de cette inclinaison était un phénomène dynamique dû à la différence de déplacement d'une paroi suivant son orientation par rapport au sens du courant.



*Observation de l'inclinaison de la paroi sous l'action du courant par microscopie Kerr dans un système de Pt/Co/Ni/Co. Notons que sur cette image le contraste Kerr est inversé par rapport aux conventions de signes définies page 66. Figure extraite de [Ryu *et al.*, 2012].*

Dans la suite de cette partie, tous les calculs présentés sont réalisés à partir d'un modèle analytique 1D en prenant en compte l'inclinaison de la paroi. Les détails de ce modèle de coordonnées collectives q - Φ - χ , ainsi que l'étude numérique de la formation et la dynamique de l'inclinaison de la paroi pourront être trouvés dans l'article [Boulle *et al.*, 2013b].

IV.4.2 Généralisation : influence du SOT et du STT

Afin de considérer le problème dans sa globalité, je présente maintenant l'influence des différents couples présents sous l'action du courant sur la dynamique de la paroi. Pour cela je compare trois situations : l'action unique du couple SL, l'action du SOT complet (couples SL et FL), et enfin, l'action de l'ensemble des termes connus intervenant dans le déplacement de paroi sous courant *i.e.* SOT et STT (comprenant les couples SL, FL, adiabatique et non-adiabatique). La figure IV.15 montre la vitesse de déplacement de la

paroi calculée dans ces différentes conditions pour $D = 2 \text{ mJ/m}^2$ ¹¹.

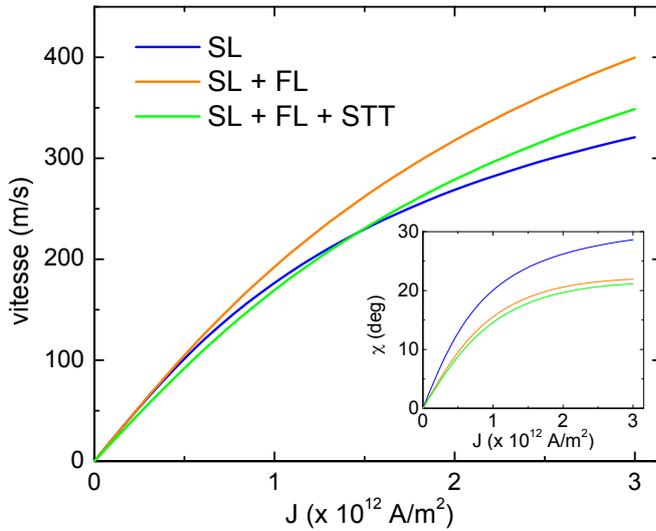


Figure IV.15 – Influence des différents termes présents sous l'action du courant sur la vitesse de la paroi, pour $D = 2 \text{ mJ/m}^2$. La vitesse et l'angle d'inclinaison χ (en insert) de la paroi sont calculés à partir du modèle analytique $q\text{-}\Phi\text{-}\chi$. Les paramètres utilisés sont : $H_{SL} = 70 \text{ mT}/(10^{12} \text{ Am}^{-2})$; $H_{FL} = 40 \text{ mT}/(10^{12} \text{ Am}^{-2})$; $P = 0,5$, $\beta = 1$.

Malgré la prise en compte de l'inclinaison de la paroi dans ces calculs, la vitesse obtenue sous l'action unique du couple SL montre un comportement similaire à celui observé précédemment (cf IV.13). La valeur élevée du paramètre D utilisé empêche cependant d'observer la saturation de la vitesse dans la gamme de densité de courant étudiée.

Par ailleurs, les trois conditions étudiées montrent des courbes d'allure similaire. Cela confirme que le moteur principal du déplacement de la paroi est bien le couple SL. Une différence notable est cependant observée d'un point de vue quantitatif. Ainsi, lorsque le SOT seul est pris en compte, on constate que la présence du couple FL induit une augmentation de la vitesse. Celle-ci peut être comprise à partir de la courbe présentée en insert de la figure IV.15. Lorsque le champ \mathbf{H}_{FL} est pris en compte, l'angle χ de l'inclinaison de la paroi est diminué ce qui a pour conséquence d'augmenter la composante m_x et donc d'augmenter la vitesse de déplacement. Enfin, lorsque le STT est également pris en compte, on observe une diminution de la vitesse. Celle-ci s'explique par le signe de D choisi pour les calculs : les paramètres D et λ_{SL} étant de même signe, l'action du SOT sur la paroi Dzyaloshinskii induit son déplacement dans le sens du courant alors que l'action du STT induit un déplacement dans le sens du flux des électrons.

IV.4.3 Influence d'un champ longitudinal

Dans le but de valider cette approche, nous nous sommes intéressés à l'influence d'un champ longitudinal sur le déplacement de paroi sous l'action d'un courant. L'objectif est

¹¹. Le choix de cette valeur élevée de D est justifié par les résultats précédents : sous l'action du couple SL, D doit être grand afin que les résultats numériques soient en accord avec les valeurs de vitesses observées expérimentalement. Par ailleurs, nous avons conclu précédemment que pour éviter l'apparition du régime turbulent sous l'action des champs \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_L , nous avons besoin de travailler avec des valeurs élevées de D telles que $D = 2 \text{ mJ/m}^2$.

de comparer les résultats du modèle avec mes résultats expérimentaux. Pour cela, nous considérons l'ensemble des couples présents sous l'action du courant (SOT et STT).

On considère le cas d'une forte interaction DM pour laquelle la structure de la paroi a une configuration de Néel à courant nul. Sous l'action du courant ($H_L = 0$), l'aimantation au centre de la paroi forme alors un angle non-nul avec l'axe x . La présence du champ longitudinal a pour conséquence de moduler cet angle et donc de modifier la vitesse de la paroi.

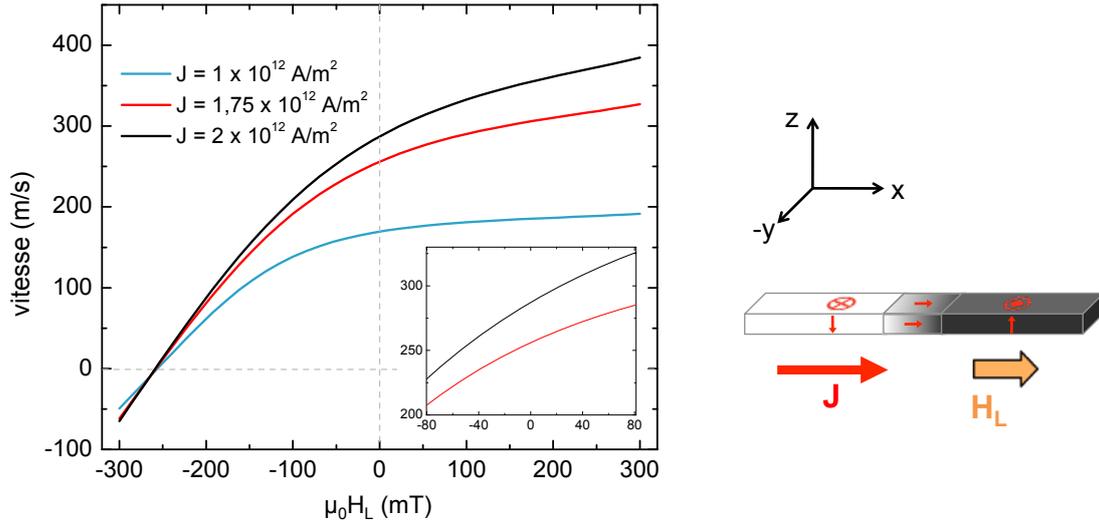


Figure IV.16 – Influence du champ H_L sur la vitesse de paroi sous l'action du courant (SOT et STT). Les calculs sont réalisés avec $D = 2 \text{ mJ/m}^2$ pour différentes valeurs de densité de courant. La figure en insert est un agrandissement montrant la vitesse autour des valeurs de champ longitudinal étudiées expérimentalement pour $J = 1,75 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ (rouge) et $J = 2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ (noir). Les paramètres utilisés pour les calculs sont les mêmes que ceux présentés sur la figure IV.15.

La vitesse de la paroi calculée à courant constant est montrée sur la figure IV.16 en fonction du champ longitudinal. Lorsque les champs \mathbf{H}_L et \mathbf{H}_{DM} sont parallèles, le champ longitudinal tend à ramener la paroi le long de l'axe x . L'efficacité du SOT, dépendant de la composante m_x , est donc augmentée ce qui induit une augmentation de la vitesse jusqu'à atteindre une saturation. Celle-ci correspond à la limite où l'aimantation est parfaitement alignée avec l'axe x . Lorsque, au contraire, le champ longitudinal agit dans le sens opposé à l'interaction DM ($H_L < 0$), on observe une baisse de la vitesse due à la diminution de la composante m_x . Pour un champ longitudinal suffisamment grand ($H_L < -260 \text{ mT}$), la composante m_x devient négative, ce qui a pour conséquence d'inverser le sens de déplacement de la paroi. Notons qu'une saturation devrait également être observée lorsque l'aimantation dans la paroi devient orienté selon $-x$ pour des très grandes valeurs négatives de champ H_L .

Comparaison avec l'expérience

Dans cette partie, nous avons vu que la configuration de Néel imposée par l'interaction DM permet une efficacité maximale du couple SL et ainsi de grandes vitesses de déplacement de paroi.

Par ailleurs, la symétrie du système imposée par ces deux effets est en accord avec les résultats expérimentaux. En effet, en présence de l'interaction DM, les parois de Néel up/down et down/up ont la même chiralité (m_x pointant dans des sens opposés). Le couple SL induit alors un champ effectif de signe opposé dans les deux parois, qui les déplace dans le même sens. Celui-ci est déterminé par le sens relatif des champs \mathbf{H}_{DM} et \mathbf{H}_{SL} . En présence d'un champ longitudinal, la symétrie du système est brisée et la vitesse de la paroi augmente ou diminue en fonction de sa nature up/down ou down/up et du sens du champ \mathbf{H}_{L} .

Si les vitesses élevées et le déplacement des parois dans le sens du courant (observés expérimentalement) peuvent être expliqués par l'introduction de l'interaction DM, la variation calculée de la vitesse avec le champ \mathbf{H}_{L} montre cependant plusieurs désaccords avec les résultats expérimentaux. Nous avons montré dans le chapitre précédent que, expérimentalement, la vitesse de la paroi présente une forte susceptibilité pour les faibles valeurs de champ longitudinal, puis sature au delà de $H_L \approx \pm 35$ mT. Ce comportement est différent de celui observé par la mobilité calculée qui ne présente aucune saturation et semble plutôt évoluer selon un même régime sur l'intervalle de champ longitudinal étudié expérimentalement (cf insert de la figure IV.16). Par ailleurs, si on regarde l'allure de cette courbe sur une plus grande échelle de champ \mathbf{H}_{L} , la variation de la vitesse devient alors asymétrique : une chute de la vitesse est observée pour des champs H_L négatifs, alors qu'une saturation apparaît pour des champs positifs. Ce comportement est donc très différent de la variation antisymétrique autour de $H_L = 0$ observée expérimentalement.

En conclusion, l'introduction de l'interaction DM permet de reproduire les vitesses élevées de déplacement et le mouvement de la paroi dans le sens du courant observés expérimentalement. Cependant, la variation de la vitesse calculée en fonction du champ longitudinal montre plusieurs désaccords avec l'expérience. Cela suggère soit que le modèle que nous avons considéré est incomplet, soit que la prise en compte de l'interaction DM n'est pas la solution au problème étudié ici.

IV.4.4 Comparaison avec la littérature

Récemment, deux articles ont montré des études similaires à celles que je présente dans ce manuscrit, pour des systèmes différents du Pt/Co/AlOx. S'appuyant sur le modèle que j'ai présenté dans ce chapitre [Thiaville et al., 2012], les deux groupes expliquent leurs résultats expérimentaux par la présence de l'interaction DM dans leur système. Dans cette partie, je discute les résultats présentés dans ces articles ainsi que leur interprétation.

Couple de spin chiral dans les parois magnétiques [Ryu et al., 2013].

Le déplacement de parois sous l'action du courant en présence d'un champ longitudinal a été étudié par le groupe de Parkin (IBM) dans une multicouche ultra-mince de Pt/Co/Ni/Co. Les auteurs montrent des résultats similaires à ceux que j'ai présenté précédemment : une variation de la vitesse en fonction des signes du courant et du champ longitudinal, ainsi que du type de paroi (cf figure IV.17.a). Dans leur cas, la vitesse varie linéairement sur tout l'intervalle de champ considéré. Cette variation est attribuée à la présence d'un champ effectif interne à la paroi, agissant selon des sens différents pour les parois up/down et down/up. Les auteurs ont également observé que l'asymétrie de la modulation de la vitesse est inversée lorsqu'une fine couche d'Au est insérée entre le Pt et le Co, montrant ainsi que le champ effectif présent dans la paroi provient de l'interface Pt/Co. La présence de l'interaction DM, cohérente avec les symétries observées, a été proposée en conclusion de ce travail comme origine du champ effectif interne et pour décrire la dynamique de la paroi dans ce système.

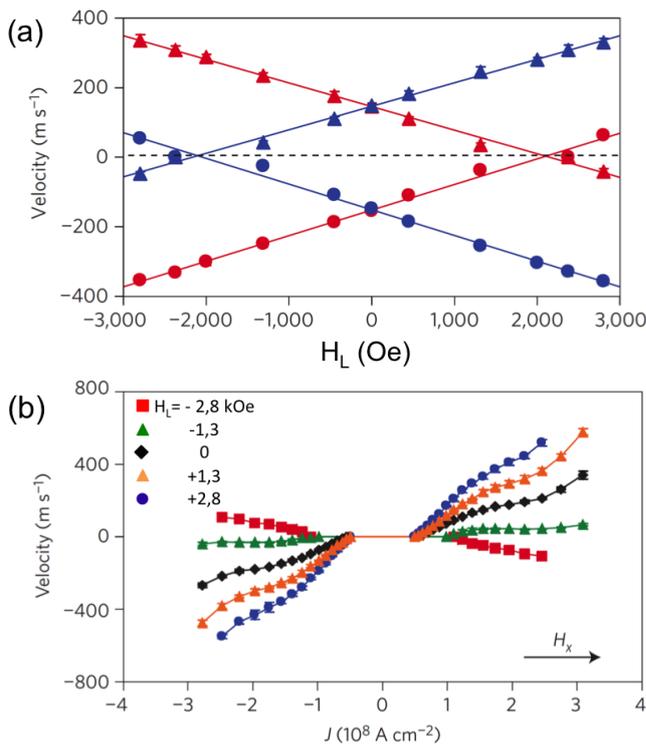


Figure IV.17 – Déplacement de paroi observé par Ryu *et al.* sous l'action d'un courant en présence d'un champ magnétique longitudinal. (a) Vitesse de déplacement en fonction du champ longitudinal pour une densité de courant de $1,5 \times 10^{12} \text{ Am}^2$. Les symboles triangulaires et circulaires correspondent respectivement à des courants positifs et négatifs. Les symboles bleus et rouges correspondent aux parois down/up et up/down. (b) Vitesse de déplacement d'une paroi down/up en fonction du courant à champ longitudinal constant. Les figures sont extraites de [Ryu et al., 2013].

Les courbes montrées sur la figure IV.17.a peuvent être comparées à celles que j'ai obtenues dans le système de Pt/Co/AlOx. Alors que les deux systèmes montrent un comportement similaire d'un point de vue des symétries, la dynamique de la paroi montre un comportement différent de la vitesse pour des forts champs H_L : un régime de vitesse parfaitement linéaire est observé pour le Pt/Co/Ni/Co, alors qu'une saturation apparaît dans le cas du Pt/Co/AlOx.

Il est important de préciser ici que les méthodes de mesure sont différentes pour

les deux expériences. Dans la figure IV.17, le déplacement de paroi est obtenu à partir d'une série d'impulsions de durée fixée ($t_p = 5$ ns), et la vitesse est extraite grâce à un ajustement linéaire du déplacement de la paroi sur le temps d'impulsion cumulé t_c ($t_c = (\text{nombre d'impulsions}) \times t_p$). La durée d'impulsion étant fixée, cette méthode de mesure présente l'avantage de travailler à température constante pour une densité de courant fixée. Son inconvénient cependant, est qu'elle ne prend pas en compte le régime transitoire de mise en place du déplacement dû par exemple au temps nécessaire à la paroi pour se dépiéger ainsi qu'aux temps de montée et descente de l'impulsion. Dans notre cas, la vitesse est extraite des mesures de déplacement de paroi obtenues pour différentes longueurs d'impulsions (cf section II.3.2.2). Dans le chapitre III, nous avons montré que ces deux méthodes de mesure ne donnaient pas les mêmes résultats. En effet, alors qu'une saturation de la vitesse est observée en présence d'un champ longitudinal (figure III.3), le déplacement de la paroi (obtenu pour une durée d'impulsion fixée) varie sans saturer sur les mêmes intervalles de champ \mathbf{H}_L (figure III.1). Cette différence a été expliquée par la prise en compte du temps de dépiégeage et des temps de montée et descente de l'impulsion dans la mesure de la vitesse (cf figure III.4).

La figure IV.17.b montre la vitesse de la paroi en fonction de la densité de courant. Un comportement inhabituel de la dynamique de la paroi est observé pour les forts courants, avec une augmentation de la mobilité au delà d'une certaine densité de courant. Ce comportement est, à priori, en désaccord avec la dynamique de la paroi en présence de l'interaction DM, pour laquelle une saturation de la paroi est attendue pour des courants élevés (figure IV.16). Aucun argumentation concernant l'allure de ces courbes n'a été proposée par les auteurs. Une origine possible de cette augmentation pourrait être attribuée à la méthode de mesure : la présence de petites nucléations (non visibles à l'imagerie), favorisées par l'échauffement produit par effet Joule, aident au renversement de l'aimantation et donnent l'impression d'un déplacement plus rapide de la dynamique de la paroi.

Dynamique de parois chirales ferromagnétiques sous l'action d'un courant [Emori et al., 2013].

La dynamique de paroi sous l'action du courant et du champ longitudinal a également été étudiée par le groupe de Beach (MIT) dans un système de Pt/CoFe/MgO.

La figure IV.18.a montre la vitesse en fonction du champ longitudinal pour les parois up/down et down/up. Là encore, la variation de la vitesse avec le champ longitudinal est retrouvée, avec des symétries similaires à celles que nous avons observées expérimentalement dans notre système. Ces résultats sont comparés à un modèle analytique 1D prenant en compte l'interaction DM (figure IV.18.b).

Si la variation calculée de la vitesse avec le champ \mathbf{H}_z reproduit bien les symétries

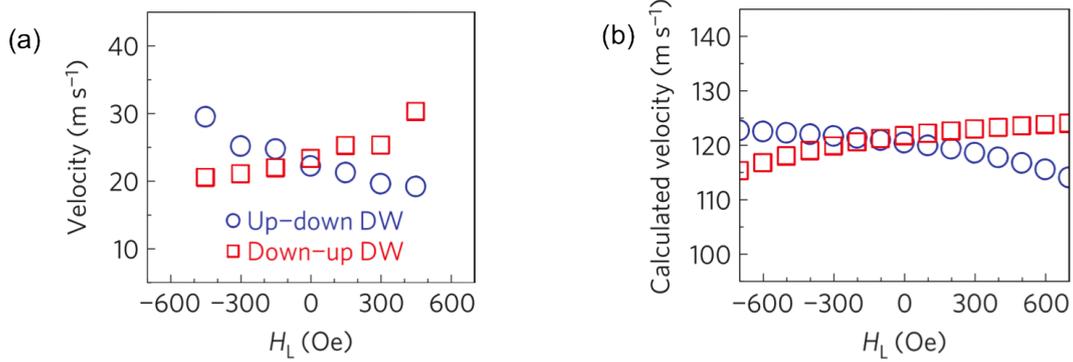


Figure IV.18 – Déplacements de parois up/down et down/up observés par Emori *et al.* sous l’action d’un courant en présence d’un champ magnétique [Emori *et al.*, 2013]. La vitesse en fonction du champ longitudinal est obtenue pour $J = 3 \times 10^{11}$ A/m² à partir (a) des expériences et (b) de calculs analytiques 1D pour $D = 0,5$ mJ/m². Les figures sont extraites de [Emori *et al.*, 2013].

observées expérimentalement, plusieurs désaccords sont à souligner entre l’expérience et les calculs. D’un point de vue quantitatif, les valeurs de vitesse diffèrent d’un facteur cinq. Ceci peut s’expliquer par les faibles densités de courant utilisées, qui ne permettent pas à la paroi de sortir du régime de creep. Cependant, l’étude quantitative montre également une importante différence du rapport $\Delta v/v$ (où Δv est défini par la différence de vitesse entre les champs $H_L = -500$ et 500 mT) de 50 % pour l’expérience contre 5 % seulement avec les calculs. D’autre part, l’allure de ces courbes peut également être discutée d’un point de vue qualitatif : leur concavité est différente dans le cas des expériences et des calculs. Cependant, le nombre limité de points de mesure ainsi que le manque de précision (pas de barres d’erreur et échelle large) des résultats expérimentaux ne permettent pas de conclure sur l’allure précise de ces courbes et n’autorise donc pas une comparaison poussée avec des calculs.

On peut noter néanmoins que les auteurs prennent peu de précautions sur les conclusions et affirment que cette variation est une preuve de la présence de l’interaction DM dans les systèmes ultra-minces de la forme métal-lourd/ferromagnétique/isolant, et ce, malgré le désaccord quantitatif observé.

IV.5 Conclusion

Afin d'étudier la nature de l'effet chiral observé expérimentalement et décrit dans le chapitre précédent, nous avons proposé une nouvelle structure de paroi dans les matériaux ultra-minces à anisotropie perpendiculaire, résultant de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya qui impose une chiralité au système.

En utilisant une approche micromagnétique (1D et 2D) ainsi qu'un modèle analytique de coordonnées collectives q - Φ , ces parois, que nous appelons parois Dzyaloshinskii, ont été étudiées en statique et en dynamique. Selon la force D de l'interaction, les parois Dzyaloshinskii, adoptent une structure intermédiaire entre les configurations Bloch ($D = 0$) et Néel (D grand), avec une chiralité imposée par le signe de D . Ainsi, la composante m_x de l'aimantation pointe dans des sens opposés dans les parois up/down et down/up.

Par ailleurs, l'étude dynamique montre que l'interaction DM permet d'étendre le régime stationnaire de la paroi lorsque celle-ci est déplacée sous l'action d'un champ magnétique : la grande stabilité de la paroi induite par l'interaction DM a pour conséquence de repousser l'apparition de la transition de Walker. Le champ \mathbf{H}_w correspondant augmente alors linéairement avec le paramètre D .

Sous l'action du courant, le principal moteur du déplacement des parois Dzyaloshinskii est le couple SL dont l'efficacité est maximale pour une configuration de Néel. En raison de la chiralité des parois imposée par l'interaction DM, le couple SL agissant dans les parois up/down et down/up est équivalent à un champ effectif \mathbf{H}_{SL} pointant dans des sens opposés pour chacune des parois. Ceci permet un déplacement unidirectionnel des parois adjacentes, dont le sens est fixé par les signes relatifs de D et H_{SL} . Sous l'action unique du couple SL, nous avons montré que la paroi se déplace en régime stationnaire quelque soit la densité de courant appliquée. Pour des forts courants, la vitesse de déplacement atteint alors une saturation pour une valeur de courant proportionnelle à l'interaction DM, la paroi étant alors en configuration de Bloch.

Enfin, nous avons étudié l'influence d'un champ longitudinal sur la dynamique des parois Dzyaloshinskii afin de comparer les résultats des calculs avec ceux de mes expériences et ainsi d'étudier plus quantitativement le rôle de l'interaction DM dans notre système.

Sous l'action des champs \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_L , nous avons observé une variation de la mobilité due à la variation de la largeur de la paroi avec le champ \mathbf{H}_L . La comparaison de ces résultats à ceux de l'expérience nécessite de considérer une forte interaction DM ($D = 2$ mJ/m²) afin de garder la paroi dans un régime stationnaire sur l'intervalle de champ longitudinal étudié. Par ailleurs, l'étude micromagnétique 2D a montré que la paroi se déformait sous l'application d'un champ \mathbf{H}_z , contrairement aux observations expérimentales. Afin de reproduire au mieux les conditions expérimentales, nous avons considéré des impulsions courtes de champ \mathbf{H}_z qui ne permettent pas à la déformation de la paroi de se mettre en place, et nous avons introduit du désordre dans les calculs pour prendre en compte l'in-

fluence des défauts sur le déplacement. Nous avons ainsi retrouvé la courbe expérimentale avec un très bon accord qualitatif, et un accord quantitatif acceptable (facteur 2 entre les calculs et l'expérience). Ces calculs demandent néanmoins à être reproduits pour d'autres valeurs de champ \mathbf{H}_z afin de voir si l'accord est robuste avec ce paramètre, et aussi, si possible, en incluant la température.

L'augmentation et la diminution de la vitesse calculée sous l'action du courant en présence d'un champ longitudinal, et leur dépendance avec les signes de J et H_L ainsi que le type de paroi, sont cohérentes avec les résultats expérimentaux. Cependant, l'allure des courbes obtenues expérimentalement, caractérisée par les deux régimes de mobilité et la forme antisymétrique des courbes, n'est pas retrouvée avec les calculs. Elle apparaît même contraire à la présence de l'interaction DM puisqu'elle ne permet pas la variation antisymétrique de la vitesse centrée en $H_L = 0$. Enfin, nous avons également comparé nos résultats à ceux de la littérature pour des systèmes différents du Pt/Co/AlOx. Les différents auteurs s'accordent à dire que les symétries de l'interaction DM et du couple SL sont cohérentes avec les résultats expérimentaux. Certains affirment même pouvoir tout expliquer en n'utilisant que ces deux phénomènes malgré certains désaccords entre les expériences et les calculs.

Pour résumer, si l'étude numérique du déplacement des parois sous l'action des champs \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_L est en accord avec les résultats expérimentaux, les conclusions concernant la dynamique sous l'action du courant et du champ longitudinal sont moins évidentes et plusieurs désaccords ont été soulignés. Cela suggère soit que le modèle proposé est incomplet et qu'un autre élément doit être apporté pour décrire le système, soit que la prise en compte de l'interaction DM n'est pas la bonne approche pour décrire la dynamique de paroi dans ces matériaux.

Chapitre V

Amortissement anisotrope

Sommaire

V.1 Particularités marquantes de nos résultats et conséquences physiques	114
V.1.1 Dynamique sous l'action du courant	114
V.1.2 Dynamique sous l'action d'un champ magnétique \mathbf{H}_z	117
V.2 Compatibilité des ingrédients	120
V.2.1 Limites du modèle simple	120
V.2.2 Spéculations sur l'origine de l'amortissement anisotrope	121

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la présence de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya dans notre système pouvait expliquer en partie les résultats expérimentaux. Cette approche ne nous a cependant pas permis d'expliquer toutes les observations expérimentales décrites dans le chapitre III. Elle ne permet notamment pas de reproduire le comportement antisymétrique de la vitesse de la paroi avec un champ longitudinal sous l'action d'un courant, comportement qui apparaît même incompatible avec l'existence de l'interaction DM.

Dans ce chapitre, je propose une façon différente d'aborder le problème. Au lieu de considérer une modification statique de la structure de la paroi comme cela a été fait précédemment, j'étudie à présent l'effet chiral observé expérimentalement en supposant une modification de la dynamique du système. Pour cela, je m'intéresse à la composante dissipative et montre qu'un amortissement anisotrope pourrait expliquer nos résultats expérimentaux. Ce chapitre n'a cependant pas la prétention de proposer un nouveau modèle, mais d'apporter de nouvelles idées pour décrire la dynamique de la paroi dans le système de Pt/Co/AlOx.

Dans la première partie de ce chapitre, j'analyse les courbes obtenues expérimentalement afin d'en extraire les particularités marquantes et d'en déduire des conséquences physiques à la fois pour la dynamique de la paroi sous courant et sous champ. Je discute ensuite, dans une deuxième partie plus spéculative, ces conséquences physiques et

notamment ce qu'implique leur conciliation.

V.1 Particularités marquantes de nos résultats et conséquences physiques

Dans cette partie, j'analyse indépendamment les résultats expérimentaux de la dynamique de la paroi sous courant et sous champ et je discute ce qu'implique l'allure des courbes expérimentales.

V.1.1 Dynamique sous l'action du courant

L'étude de la dynamique de la paroi sous l'action d'un courant en présence d'un champ longitudinal a mis en évidence deux caractéristiques particulières : une forte susceptibilité pour les faibles valeurs de champ longitudinal, suivie d'une saturation au delà de ± 35 mT ; une variation antisymétrique de la vitesse par rapport à la valeur nulle du champ longitudinal.

Comme cela a déjà été discuté dans le chapitre III (cf discussion page 73), la dépendance de la vitesse en fonction du champ \mathbf{H}_L peut être attribuée à la variation du SOT due à la modulation de la composante m_x dans la paroi. Le régime de forte susceptibilité est alors une conséquence d'une forte modulation de m_x lorsque \mathbf{H}_L varie entre -35 et 35 mT, tandis que la saturation de la vitesse correspond à l'obtention d'une configuration de Néel.

La seule façon d'obtenir cette antisymétrie est de supposer que la structure interne, et notamment m_x à l'intérieur de la paroi, est uniquement déterminée par l'action du champ externe longitudinal. Cela est équivalent à dire que la paroi se déplace sous l'action du courant sans modifier sa structure, en conservant un profil de Bloch en absence de champ \mathbf{H}_L .

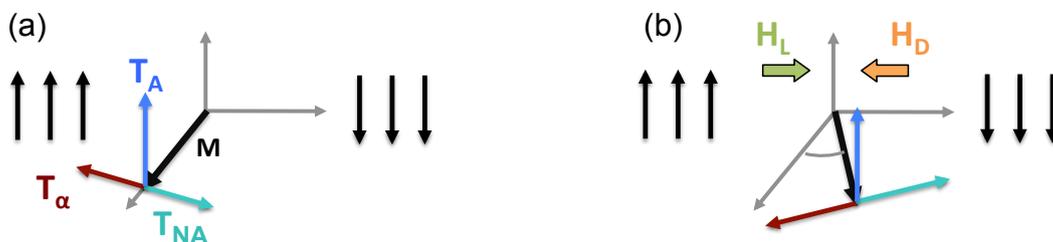


Figure V.1 – Illustration schématique du déplacement de paroi sous l'action unique du STT pour le cas particulier $\alpha = \beta$ en absence (a) et en présence de champ longitudinal (b).

En absence de SOT, un tel déplacement, sans déformation de la paroi, est possible dans le cas particulier, discuté en page 17, où le paramètre α de l'amortissement est égal au

paramètre β du STT. Cette situation correspond à une compensation parfaite des couples planaires, ici le couple \mathbf{T}_{NA} d'une part et d'autre part le couple \mathbf{T}_α d'amortissement du mouvement de l'aimantation hors du plan dû au couple adiabatique $\mathbf{T}_\mathbf{A}$ ($T_\alpha = \alpha T_A = T_{\text{NA}}$) (figure V.1.a). En présence d'un champ longitudinal non nul, la paroi se déforme et un champ démagnétisant \mathbf{H}_D , qui s'oppose au champ \mathbf{H}_L , est créé. L'action des champs \mathbf{H}_L et \mathbf{H}_D étant compensée, la dynamique de la paroi n'est pas affectée par la présence du champ longitudinal. La vitesse de déplacement reste uniquement déterminée par le couple hors du plan $\mathbf{T}_\mathbf{A}$ (figure V.1.b). Elle est égale à la vitesse de dérive des spins des électrons ($v = u$). Dans la limite des forts champs \mathbf{H}_L , \mathbf{H}_D ne peut plus compenser ce champ appliqué et la paroi se trouve dans une configuration de Néel. Les couples créés par \mathbf{H}_L et \mathbf{H}_D sont alors nuls et on se retrouve dans la même situation avec $v = u$.

Lorsque l'on considère la présence additionnelle du SOT, la propagation de la paroi sans déformation s'explique par le même raisonnement avec la compensation des couples planaires agissant sur la paroi. On a alors, de façon similaire à ce que je viens d'expliquer, la somme des couples \mathbf{T}_{NA} et \mathbf{T}_{SL} qui doit être compensée par l'amortissement du mouvement hors du plan induit par la somme des couples $\mathbf{T}_\mathbf{A}$ et \mathbf{T}_{FL} . On peut remarquer qu'un cas particulier permettant d'obtenir cette situation est obtenu dans le cas où β' , le rapport des couples \mathbf{T}_{SL} sur \mathbf{T}_{FL} , est égal à α . On a alors $\alpha = \beta = \beta'$. Ce cas simple sera discuté dans la suite. Quoiqu'il en soit, dans le cas général de compensation des couples, la vitesse de la paroi est induite par la somme des couples $\mathbf{T}_\mathbf{A}$ et \mathbf{T}_{FL} , ce dernier étant proportionnel à la composante m_x de l'aimantation (figure V.2). La vitesse de déplacement de la paroi est donc modulée en fonction de l'angle ϕ dans la paroi induit par le champ longitudinal (figure V.2.b).

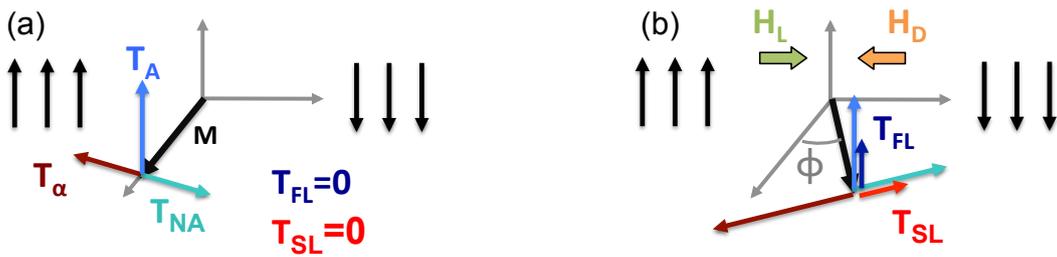


Figure V.2 – Illustration schématique du déplacement de paroi sous l'action du STT et du SOT dans le cas où les couples planaires se compensent, et plus précisément pour le cas particulier $\alpha = \beta = \beta'$ (avec $\beta = T_{\text{NA}}/T_A$ et $\beta' = T_{\text{SL}}/T_{\text{FL}}$) en absence (a) et en présence de champ longitudinal (b). Notons que la structure de Bloch, conservée en absence de champ \mathbf{H}_L (a), induit une action nulle du SOT sur la paroi puisque m_x est alors égal à zéro.

La figure V.3 montre la vitesse de la paroi calculée en fonction du champ longitudinal pour le cas particulier où $\alpha = \beta = \beta'$ (l'objectif est d'observer le comportement du système dans le cas où l'action du courant ne modifie pas la structure de la paroi). Les simulations sont réalisées à partir du même modèle analytique que celui utilisé précédemment (page

III.1.3). Les figures V.3.a et V.3.b peuvent être comparées aux résultats expérimentaux présentés respectivement sur les figures III.3.a et III.5.a. Les simulations montrent un bon accord qualitatif avec les expériences : les deux régimes de mobilité de la paroi sont retrouvés et l'asymétrie de la vitesse avec le champ longitudinal est respectée.

La figure V.3.a montre également que le comportement chiral du déplacement de la paroi observé expérimentalement est retrouvé et que celui-ci peut être entièrement attribué à l'influence du SOT qui agit de manière opposée sur des parois up/down et down/up. Enfin, on peut remarquer sur la figure V.3.b que la valeur du champ longitudinal pour laquelle la saturation de la vitesse de la paroi est atteinte ne dépend pas de la densité de courant, ce qui est en accord avec les observations expérimentales.

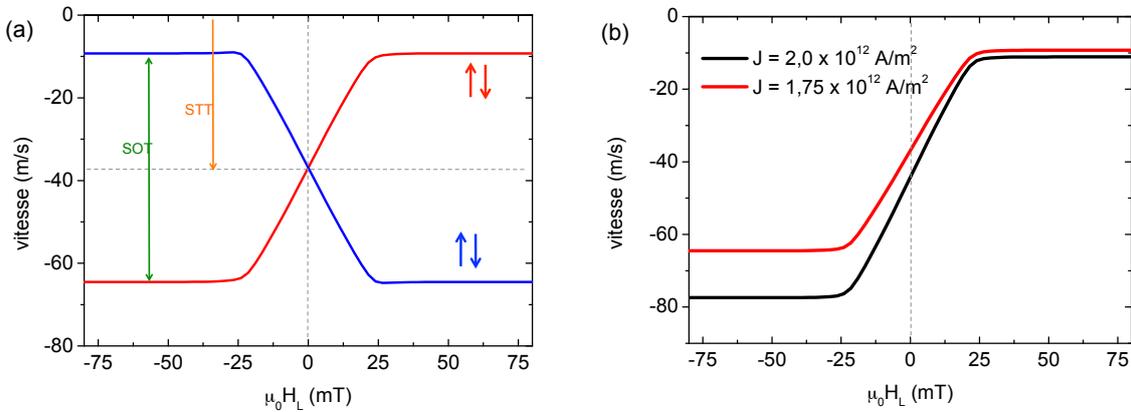


Figure V.3 – Vitesse du déplacement de la paroi sous courant calculée en fonction du champ longitudinal pour le cas particulier $\alpha = \beta = \beta'$ (avec $\beta = T_{NA}/T_A$ et $\beta' = T_{SL}/T_{FL}$). Le courant et le champ longitudinal positifs sont appliqués selon $+x$. (a) Vitesse de déplacement des parois up/down et down/up pour $J = 1,75 \times 10^{12}$ A/m². L'influence des contributions du STT et du SOT sur la vitesse de la paroi est schématisée par les flèches orange et verte. (b) Vitesse de déplacement d'une paroi down/up pour différentes valeurs de densité de courant. Les paramètres utilisés pour les simulations sont : $M_S = 1,09 \times 10^6$ A/m; $A = 1,6 \times 10^{-11}$ J/m; $K = 1,25 \times 10^6$ J/m³; $H_D = 33$ mT; $\alpha = 0,5$; $\beta = 0,5$; $P = 0,5$; $H_{SL} = 5$ mT pour 10^{12} A/m²; $H_{FL} = 10$ mT pour 10^{12} A/m².

Alors que l'asymétrie est obtenue par la variation du SOT avec le champ longitudinal, le décalage de la courbe, soit la valeur en champ longitudinal nul, est attribuée à l'influence du STT sur le déplacement de paroi. En absence de champ longitudinal (*i.e.* pour un effet nul du SOT), la vitesse de la paroi est déterminée par le couple adiabatique et est égale à la vitesse de dérive des spins des électrons ($v = u$). Le déplacement de la paroi dans le sens du courant ne peut donc être obtenu qu'avec une polarisation du courant ou un paramètre β négatif. Il faut néanmoins remarquer à ce stade que, comme cela a été présenté dans le premier chapitre et montré par Miron *et al.*, même pour une polarisation maximale du courant ($P = 1$), les vitesses de déplacement mesurées sont supérieures à la vitesse u [Miron *et al.*, 2010].

En résumé, j'ai montré que la forme des courbes expérimentales peut être retrouvée si

on considère que l'action du courant ne déforme pas la structure de la paroi. Cette situation est obtenue lorsque les couples planaires se compensent parfaitement. Le comportement asymétrique de la dynamique de la paroi est alors attribué à l'action du SOT. Enfin, si cette interprétation est qualitativement cohérente avec les expériences, elle n'explique pas directement les valeurs élevées de vitesse mesurées expérimentalement et le déplacement de paroi dans le sens du courant.

V.1.2 Dynamique sous l'action d'un champ magnétique \mathbf{H}_z

La dynamique de la paroi sous l'action d'un champ \mathbf{H}_z peut être décrite par l'équation de LLG. Celle-ci comporte un couple conservatif qui décrit la précession de l'aimantation autour du champ magnétique effectif, et d'un couple dissipatif, qui tend à ramener le système dans un état d'équilibre. Afin d'expliquer l'effet chiral observé expérimentalement, une contribution anisotrope doit apparaître dans l'équation. Dans le chapitre précédent, cette contribution a été ajoutée dans la partie conservative de l'équation en considérant l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya. Dans cette partie, je montre qu'en absence de cette interaction, l'asymétrie du déplacement de paroi observée expérimentalement avec le champ longitudinal peut également être retrouvée si la contribution anisotrope est prise en compte dans le terme de dissipation d'énergie du système.

Dans le cas « classique », lorsqu'une paroi est soumise à l'action d'un champ \mathbf{H}_z , la présence d'un champ planaire longitudinal a pour effet principal de modifier sa stabilité et donc la position de la transition de Walker. Dans le régime stationnaire, la vitesse de déplacement est alors donnée par $v = \frac{\gamma\Delta}{\alpha} H_z$ indépendamment de la valeur du champ longitudinal appliqué. A champ \mathbf{H}_z constant, la dépendance asymétrique de la vitesse en fonction du champ longitudinal ne peut donc provenir que de la largeur de la paroi Δ ou du coefficient d'amortissement α . Que ce soit en présence ou non de l'interaction DM, l'application d'un champ longitudinal a pour conséquence de modifier la largeur de la paroi, et donc sa vitesse de déplacement. En absence de l'interaction DM néanmoins, cette variation est identique pour une paroi up/down et une paroi down/up, et ne dépend pas du sens du champ appliqué. Elle ne peut donc pas expliquer l'asymétrie de la vitesse avec le champ \mathbf{H}_L . Par conséquent, l'asymétrie observée expérimentalement ne peut provenir que du paramètre α .

Un moyen pour reproduire la variation asymétrique de la vitesse de déplacement de la paroi avec le champ \mathbf{H}_L est de considérer un amortissement anisotrope qui dépend d'une part de la composante m_x de l'aimantation et d'autre part du gradient de la composante m_z (avec $\nabla m_z < 0$ pour une paroi up/down, et $\nabla m_z > 0$ pour une paroi down/up, cf figure V.5.a). Le besoin d'introduire la dépendance en m_x est évident après les discussions précédentes. Le gradient de m_z est tout aussi indispensable afin que, en un certain sens, l'amortissement « connaisse » l'existence de la paroi. Afin de vérifier cette hypothèse, nous

avons utilisé un modèle 1D simple dans lequel l'amortissement est pris en compte sous la forme :

$$\alpha = \alpha_0 (1 + am_x) \quad (\text{V.1})$$

où le paramètre a quantifie la composante anisotrope de l'amortissement. Il est inférieur à 1 et son signe est déterminé par celui de ∇m_z .

En utilisant cette expression dans l'équation de LLG, nous avons calculé la vitesse de déplacement d'une paroi up/down et d'une paroi down/up sous l'action d'un champ \mathbf{H}_z en fonction du champ longitudinal. La figure V.4.a montre un bon accord qualitatif avec les résultats expérimentaux présentés sur la figure III.10.a : les courbes présentent une variation monotone de la vitesse et le comportement chiral de la dynamique de la paroi est retrouvé. Notons que pour réaliser ces calculs, nous avons imposé une même chiralité initiale de la paroi (pour $H_z = 0$ et $H_L = 0$) pour les parois up/down et down/up, c'est à dire que les aimantations au centre des parois de Bloch pointent dans des sens opposés. En effet, sous l'action unique du champ \mathbf{H}_z ($H_L = 0$), le déplacement ne peut être égal en valeur absolue pour les parois up/down et down/up (conformément aux résultats expérimentaux), que si elles ont la même chiralité, de manière à ce que am_x (et donc α) soit le même pour les deux parois. Ceci peut s'expliquer relativement simplement. D'après l'expression de α (équation V.1), selon que am_x est supérieur ou inférieur à zéro, on a deux valeurs α_1 et α_2 de l'amortissement différentes. En prenant par exemple $a = 0,99$ comme pour les calculs présentés sur la figure V.4, on a $\alpha_0 < \alpha_1 < 1,99\alpha_0$ et $0,001\alpha_0 < \alpha_2 < \alpha_0$. Lorsque l'on applique un champ \mathbf{H}_z , l'aimantation au centre de la paroi va trouver une position d'équilibre quand l'amortissement induit par le mouvement hors du plan compense l'action du champ \mathbf{H}_z . Supposons maintenant que les deux chiralités soient possibles à l'état initial. Pour des faibles valeurs de champ appliqué, une position d'équilibre est possible pour les deux configurations. Au contraire, dès que cette valeur va augmenter, seule la position correspondant au α le plus fort sera stable. Cela veut dire que toutes les parois auront au-delà de ce champ la même chiralité. Il est alors possible que la gamme de champ utilisée dans nos expériences soit telle que l'on soit toujours dans cette seconde situation. C'est pour cela que, pour les calculs, nous avons initialisé les deux parois avec la même chiralité.

Enfin, nous avons calculé l'influence du champ longitudinal sur la vitesse d'une paroi down/up pour différentes valeurs de champ \mathbf{H}_z (appliqué selon $-z$). La figure montre que l'asymétrie avec le champ \mathbf{H}_L est conservée lorsque le champ \mathbf{H}_z varie. On remarque cependant une discontinuité de la vitesse qui apparaît uniquement pour les valeurs de champ \mathbf{H}_L négatives. Cette transition correspond à un changement brusque de la position d'équilibre de l'aimantation à l'intérieur de la paroi. En effet, comme cela est illustré sur la figure V.5.a (à gauche pour une paroi up/down et à droite pour une paroi down/up), l'aimantation à l'intérieur de la paroi forme un angle ϕ_0 avec l'axe y lorsque \mathbf{H}_L est nul.

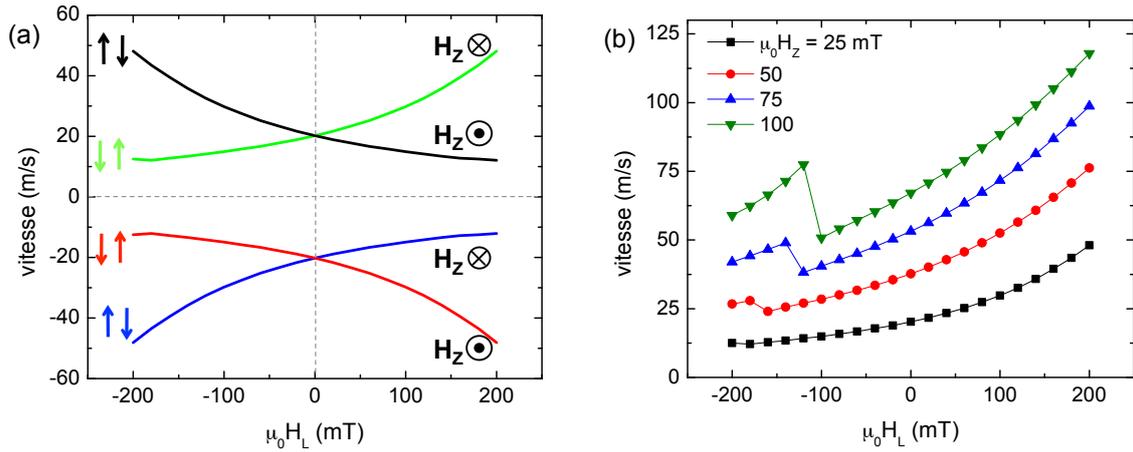


Figure V.4 – Vitesse du déplacement de la paroi sous l'action d'un champ magnétique \mathbf{H}_z , calculée en fonction du champ longitudinal en prenant en compte un amortissement anisotrope de la forme $\alpha = \alpha_0 (1 + am_x)$ avec $a=0,99$. (a) Vitesse de déplacement des parois up/down et down/up pour $H_z = 25$ mT. (b) Vitesse de déplacement d'une paroi down/up pour différentes valeurs de densité de courant. Les paramètres utilisés pour les simulations sont : $\Delta = 5$ nm ; $\alpha = 0,5$; $H_D = 250$ mT.

Lorsque le champ longitudinal est appliqué dans le sens des x négatifs, l'angle ϕ , pour la paroi down/up, augmente de manière continu avec \mathbf{H}_L (figure V.5.b à droite) de façon à ce que les couples planaires \mathbf{T}_z et $\alpha(\mathbf{T}_D + \mathbf{T}_L)$ se compensent, l'action de \mathbf{T}_D étant la plus forte. Ceci est possible jusqu'à une valeur de critique de \mathbf{H}_L pour laquelle \mathbf{T}_D ne peut plus assurer la compensation. L'aimantation saute alors à une autre position d'équilibre pour laquelle \mathbf{T}_L prend le relais de \mathbf{T}_D (cf figure V.5.c à droite).

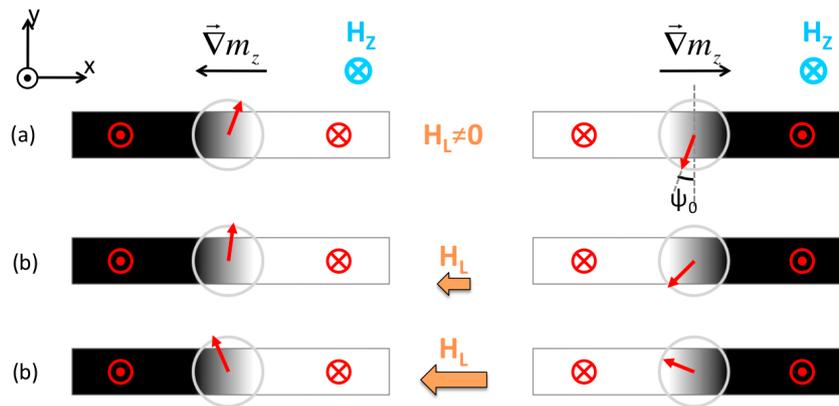


Figure V.5 – Représentation schématique de la déformation de la structure de la paroi sous l'action d'un champ \mathbf{H}_z constant pour une paroi up/down et une paroi down/up en absence (a) et en présence de champ longitudinal (b-c). L'orientation de l'aimantation à l'intérieur de la paroi est déterminée par l'amplitude du champ \mathbf{H}_L : (b) \mathbf{H}_L faible, (c) \mathbf{H}_L supérieur à la valeur critique pour laquelle la position d'équilibre est modifiée (voir explication dans le texte).

Il est, je pense, important de préciser une fois de plus ici l'objectif de cette partie. Celui-ci est de proposer une voie de réflexion motivée par l'étude approfondie de la dynamique de la paroi en présence de l'interaction DM et des différences marquantes qui

demeurent entre calculs et expériences. Afin d'illustrer cette nouvelle voie et de montrer que les arguments physiques que nous avançons peuvent, en effet, permettre de retrouver les courbes expérimentales, nous avons essayé ici de donner une expression simple à l'amortissement et de calculer son influence sur la dynamique. Comme on peut le voir dans le texte et la légende de la figure V.5, nous avons pour cela dû choisir des valeurs de paramètres particulières : $a = 0,99$ par exemple mais aussi et surtout $H_D = 250$ mT. Cette valeur apparaît très grande devant les valeurs considérées habituellement. Nous allons désormais mesurer précisément les paramètres qui permettent d'estimer H_D dans nos échantillons. Dans le cas probable où cette valeur serait bien inférieure à $= 250$ mT, la question sera de comprendre pourquoi dans notre approche, nous avons besoin d'une telle valeur. Est-ce parce-que l'approche est complètement fautive et qu'il faut en considérer une autre ou est-ce parce-qu'il faut l'affiner, par exemple en prenant une autre expression de α ? Ceci constituera la suite logique de l'étude et justifie de présenter ici cette réflexion qui, je l'espère, permettra la discussion et l'avancée sur la compréhension de la dynamique de la paroi dans ces systèmes complexes. Je poursuis dans la suite la discussion critique de cette approche.

V.2 Compatibilité des ingrédients

V.2.1 Limites du modèle simple

Dans la partie précédente, nous avons montré que les résultats expérimentaux peuvent être retrouvés sous deux conditions : si l'action du courant ne déforme pas la structure de la paroi d'une part ; et si un amortissement anisotrope est pris en compte. Outre la discussion de conclusion précédente, plusieurs désaccords peuvent être soulignés à partir de ces conclusions si l'on considère le modèle le plus simple pour la première condition, à savoir $\alpha = \beta = \beta'$.

Tout d'abord, une incompatibilité semble apparaître entre les deux conditions. En effet, nous savons que le paramètre β qui quantifie le STT est un paramètre intrinsèque au matériau, qui ne dépend pas a priori de m_x (cf partie I.1.2.2.a). Par ailleurs, alors que le SOT est un phénomène dépendant de la composante m_x de l'aimantation, ses deux composantes SL et FL ont, en amplitude, la même dépendance en m_x [Garello et al., 2013]. Le paramètre β' , défini comme le rapport de ces deux couples, est par conséquent indépendant de m_x tout comme β . L'égalité $\alpha = \beta = \beta'$, permettant le déplacement sans déformation de la paroi implique donc que le coefficient d'amortissement α est isotrope et constant. Ce résultat n'est donc pas cohérent avec la description de l'amortissement anisotrope nécessaire pour expliquer la dynamique de la paroi sous l'action du champ H_z .

De plus, comme cela a été souligné dans la partie V.1.1, l'absence de déformation de

la paroi sous l'action du courant ne peut pas expliquer à elle seule les valeurs élevées de déplacement de paroi mesurées expérimentalement de même que le déplacement des parois dans le sens du courant.

Ces désaccords impliquent d'une part que le modèle simple $\alpha = \beta = \beta'$ n'est pas valable et qu'il faut partir de la condition plus générale de compensation des couples planaires ($|\mathbf{T}_{\text{NA}} + \mathbf{T}_{\text{SL}}| = -\alpha|\mathbf{T}_{\text{A}} + \mathbf{T}_{\text{FL}}|$) liée à la notion de non-déformation de la paroi sous l'action du courant. D'autre part, les vitesses élevées dans le sens du courant indiquent qu'il faut trouver dans cette approche un mécanisme de déplacement de paroi qui permette de dépasser la vitesse de dérive des spins des électrons. Cette approche, en se désolidarisant de ce paramètre, devrait autoriser naturellement un déplacement dans le sens du courant.

Je conclus ce chapitre en discutant la signification physique de la notion d'« amortissement chiral » et dans quelles conditions celui-ci pourrait coexister avec une non-déformation de la structure de la paroi sous l'action d'un courant. Ces conclusions restent très spéculatives et ont une nouvelle fois pour but de stimuler des discussions permettant de proposer des pistes à explorer pour résoudre le problème de la dynamique des parois de ces systèmes complexes.

V.2.2 Spéculations sur l'origine de l'amortissement anisotrope

Nous avons montré que l'aspect chiral de la dynamique de la paroi observé expérimentalement peut être retrouvé en prenant en compte un terme d'amortissement anisotrope. L'amortissement intrinsèque que l'on considère classiquement est néanmoins isotrope. Une façon de contourner ce problème est de supposer que l'amortissement total du système est donné par la somme de l'amortissement isotrope intrinsèque et d'un amortissement anisotrope extrinsèque créé par un mécanisme extérieur. La question porte alors sur l'origine d'un tel mécanisme.

Le moyen le plus évident d'expliquer un terme dépendant de m_x dans notre système est de tenir compte de l'influence du SOT. Les deux couples de SOT sont cependant nuls en l'absence de courant et ne peuvent donc pas être présents lorsque la paroi est déplacée sous l'unique action d'un champ magnétique. Une explication possible pour justifier la dépendance en m_x de cet amortissement extrinsèque est de considérer que celui-ci provient d'un mécanisme réciproque au couple SOT.

Prenons un exemple de la littérature pour illustrer ce propos : dans les vannes de spin, le STT et le *spin-pumping* sont connus pour être deux phénomènes physiques réciproques [Brataas et al., 2011]. Dans le premier cas, la variation de l'aimantation est induite par un courant polarisé en spin. Le STT peut agir alors sur l'aimantation comme un terme opposé à l'amortissement (il peut notamment être utilisé pour compenser l'amortissement

dans le cas des oscillateurs à transfert de spin, [Slavin and Tiberkevich, 2009]). Le *spin-pumping* est le phénomène physique réciproque : une excitation de l'aimantation dans la couche FM (créée par exemple par un champ magnétique extérieur) induit un courant de spin qui, lorsqu'il est observé par une couche adjacente, a pour conséquence d'augmenter l'amortissement du système.

On peut de façon similaire imaginer l'existence d'un phénomène réciproque au SOT qui agisse sur l'aimantation sous la forme d'un terme d'amortissement. Le SOT étant anisotrope, cet amortissement le sera en conséquence. Un tel mécanisme serait compatible avec la notion de non-déformation de la structure de la paroi sous l'action du courant, puisque dans ce cas le « moteur » et le « frein », provenant de la même origine, se compensent mutuellement. Dans le cas où la paroi est déplacée par un champ magnétique \mathbf{H}_z , cette compensation n'existe plus et l'amortissement observé est anisotrope. L'existence d'un effet réciproque du SOT est donc une piste qu'il convient d'explorer pour considérer le problème de la dynamique de la paroi dans les systèmes asymétriques à fort couplage spin-orbite. Néanmoins, si l'on trace un parallèle avec les études sur le mécanisme de *spin motive force* ([Kim et al., 2012b]) dans de tels systèmes asymétriques¹, la modification de l'amortissement ne peut exister que sous la forme d'une correction. Cette piste semble donc à priori ne pas pouvoir expliquer l'effet important observé expérimentalement où la modulation de la vitesse est du même ordre de grandeur que la vitesse à champ longitudinal nul. Par ailleurs, une telle explication ne justifie pas les vitesses élevées dans le sens du courant observées expérimentalement. Pour cela, un autre mécanisme doit être imaginé en se basant sur la notion de la non-déformation de la paroi sous l'action du courant et sur l'idée importante qu'il faut que la paroi se déplace à la même vitesse que le milieu qui crée son amortissement. Autrement dit, tout ce qui concerne la paroi et son lien avec le monde extérieur doit être stationnaire dans le référentiel lié à la paroi. Nous réfléchissons actuellement à de telles pistes en nous autorisant à regarder vers des pistes plus exotiques comme celles inspirées par [Tserkovnyak and Loss, 2012].

1. Ce mécanisme de *spin motive force* est l'analogie du *spin-pumping* en présence d'une paroi de domaine ([Berger, 1986]).

Conclusion générale

L'objectif de cette thèse était d'étudier la dynamique de l'aimantation dans des couches ultra-minces à forte interaction spin-orbite. Plus particulièrement, je me suis intéressée à l'influence du couple de spin-orbite (SOT) sur la dynamique des parois de domaines.

Pour réaliser cette étude expérimentale, j'ai travaillé avec une tri-couche de Pt/Co/AlOx. J'ai pu profiter des nombreuses études et caractérisations poussées qui ont été faites sur ce matériau et qui m'ont fourni nombre d'informations, par exemple sur la forme et l'amplitude des SOT. Grâce à elles j'ai pu aborder le problème des points de vue qualitatif et quantitatif.

Le SOT étant un mécanisme anisotrope, un champ magnétique longitudinal externe a été utilisé pour moduler la composante m_x de l'aimantation à l'intérieur de la paroi et ainsi moduler l'amplitude du SOT. L'étude de la dynamique de la paroi sous courant en fonction de ce champ longitudinal m'a permis de mettre en évidence l'existence d'un effet chiral dans ce système. Celui-ci est marqué par une augmentation ou une diminution de la vitesse de déplacement en fonction d'une part du type de paroi et d'autre part du sens du champ longitudinal par rapport à celui du courant. Alors qu'un tel comportement semblait a priori explicable en considérant simplement les phénomènes de STT et de SOT, la confrontation des résultats expérimentaux avec les simulations a montré qu'un ingrédient semblait manquer pour décrire cette dynamique. Afin d'avoir une vision plus globale de notre système, j'ai fait le choix de revenir à un cas plus simple en m'intéressant à la dynamique de la paroi sous l'action d'un champ magnétique \mathbf{H}_z . Cette approche permet de s'affranchir des paramètres nombreux, et pas toujours bien maîtrisés, présents sous l'action du courant. Cependant, de manière inattendue, l'étude de la dynamique de la paroi sous l'action d'un champ \mathbf{H}_z en présence d'un champ longitudinal a également montré la présence d'un effet chiral.

Afin d'étudier la nature de cet effet, nous avons proposé une nouvelle structure de paroi dans les matériaux ultra-minces à anisotropie perpendiculaire, résultant de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya qui impose une chiralité au système. Ces parois, que nous avons appelées parois Dzyaloshinskii, ont une chiralité fixée et adoptent une structure intermédiaire en les configurations de Bloch et Néel selon la force l'interaction DM. La largeur des parois dans les matériaux à anisotropie perpendiculaire étant particulièrement fine

(typiquement ~ 5 nm dans le Pt/Co/AlOx), l'imagerie de leur structure est extrêmement délicate. En l'absence de technique d'imagerie efficace, nous nous sommes tournés vers la modélisation et le calcul afin de comparer mes résultats expérimentaux à ceux prédits par la théorie, et tenter de conclure sur l'existence ou non de cette interaction Dzyaloshinskii-Moriya dans le système de Pt/Co/AlOx. Nous avons montré que la configuration de Néel imposée par l'interaction DM permettait une efficacité maximale du couple SL et avait une influence importante sur la dynamique des parois. Nous avons notamment montré que plusieurs résultats expérimentaux non-expliqués jusqu'alors, comme les valeurs élevées de vitesse, l'absence d'observation de la transition de Walker ou encore le déplacement des parois contre le sens des électrons, pouvaient être expliqués en considérant les parois Dzyaloshinskii.

Enfin, nous avons étudié numériquement et analytiquement l'influence d'un champ longitudinal sur la dynamique des paroi Dzyaloshinskii afin de comparer ces résultats à ceux de mes expériences. Alors que l'étude numérique du déplacement des parois sous l'action des champs \mathbf{H}_z et \mathbf{H}_L a montré des résultats en bon accord avec ceux expérimentaux, les conclusions concernant la dynamique sous l'action du courant et du champ longitudinal ont été moins évidentes et plusieurs désaccords ont été soulignés.

Ces désaccords m'ont menée à m'interroger sur la légitimité de considérer les parois Dzyaloshinskii pour expliquer la dynamique de la paroi dans le système de Pt/Co/AlOx. Aussi, toujours dans le but de comprendre la nature de l'effet chiral observé expérimentalement, j'ai présenté une approche différente dans laquelle je propose d'interpréter mes résultats en supposant une « modification » de la dynamique du système. Le but ici a été de suggérer une autre voie de réflexion pour décrire la dynamique de la paroi dans le Pt/Co/AlOx. Pour cela, j'ai analysé les courbes expérimentales afin d'en extraire les particularités marquantes et d'en déduire les conséquences physiques sur la dynamique de la paroi. J'en ai déduit que deux éléments étaient nécessaires pour décrire le système : la non déformation de la paroi sous l'action d'un courant, et la présence d'un amortissement anisotrope. J'en ai discuté les conséquences physiques et montré la validité d'une telle approche au moyen de simulations. Ces idées ne sont actuellement que rudimentaires et j'ai discuté les incohérences qu'elles semblent soulever. Enfin, dans une partie plus spéculative, j'ai discuté de la possible présence d'un mécanisme additionnel.

Dans les perspectives de ce travail de thèse, l'étude numérique de la dynamique des parois Dzyaloshinskii doit être poussée afin de pouvoir conclure sur la compatibilité de ce modèle avec les observations expérimentales. Notamment, afin de valider nos conclusions positives sous l'action du champ \mathbf{H}_z , nous avons besoin de calculer les courbes de vitesse en fonction du champ longitudinal en 2D pour différentes valeurs du champ \mathbf{H}_z afin de tester si les résultats expérimentaux sont toujours reproduits lorsque celui-ci varie. De plus, afin de considérer un modèle plus proche de la réalité, il serait intéressant d'intégrer la température afin de prendre en compte de manière plus rigoureuse le rôle des défauts.

Par ailleurs, la dynamique sous courant en présence du champ longitudinal ayant montré des incompatibilités avec les mesures expérimentales, il semble nécessaire d'approfondir cette étude, qui est bien plus complexe que celle de la dynamique de la paroi sous l'action du champ magnétique en raison des nombreux paramètres mis en jeu dans ce cas. Alors que ces nouveaux calculs pourraient nous aider à conclure sur l'existence ou non de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya dans le Pt/Co/AlOx, l'observation de la structure par imagerie resterait le meilleur moyen de trancher. Nous sommes donc toujours à la recherche d'une technique d'imagerie efficace compatible avec ce système. De même, des expériences de transport pourraient permettre de sonder le type de paroi, Néel ou Bloch par exemple au moyen d'une jonction tunnel magnétique construite sur la tri-couche. Enfin, il semble important, en parallèle de cela, de poursuivre la réflexion sur la possible existence d'un mécanisme plus exotique qui permet de déplacer les parois à une vitesse supérieure à la vitesse de dérive des spins des électrons tout en gardant la paroi non déformée. Des pistes pourraient être trouvés dans les travaux relatifs aux isolants topologiques comme présenté dans [Tserkovnyak and Loss, 2012].

Bibliographie

- [Ast et al., 2007] Ast, C., Henk, J., Ernst, A., Moreschini, L., Falub, M., Pacilé, D., Bruno, P., Kern, K., and Grioni, M. (2007). Giant Spin Splitting through Surface Alloying. *Physical Review Letters*, 98(18) :186807.
- [Balasubramanian et al., 2008] Balasubramanian, G., Chan, I. Y., Kolesov, R., Al-Hmoud, M., Tisler, J., Shin, C., Kim, C., Wojcik, A., Hemmer, P. R., Krueger, A., Hanke, T., Leitenstorfer, A., Bratschitsch, R., Jelezko, F., and Wrachtrup, J. (2008). Nanoscale imaging magnetometry with diamond spins under ambient conditions. *Nature*, 455(7213) :648–51.
- [Bang and Awano, 2012] Bang, D. and Awano, H. (2012). Current-Induced Domain Wall Motion in Perpendicular Magnetized Tb–Fe–Co Wire with Different Interface Structures. *Applied Physics Express*, 5 :125201.
- [Barnes and Maekawa, 2005] Barnes, S. and Maekawa, S. (2005). Current-Spin Coupling for Ferromagnetic Domain Walls in Fine Wires. *Physical Review Letters*, 95(10) :107204.
- [Barron, 1986] Barron, L. D. (1986). True and false chirality and absolute asymmetric synthesis. *Journal of the American Chemical Society*, 108(18) :5539–5542.
- [Beach et al., 2008] Beach, G., Tsoi, M., and Erskine, J. (2008). Current-induced domain wall motion. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7) :1272–1281.
- [Berger, 1978] Berger, L. (1978). Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets. *Journal of Applied Physics*, 49(3) :2156.
- [Berger, 1986] Berger, L. (1986). Possible existence of a Josephson effect in ferromagnets. *Physical Review B*, 33(3) :1572–1578.
- [Bode et al., 2007] Bode, M., Heide, M., von Bergmann, K., Ferriani, P., Heinze, S., Bihlmayer, G., Kubetzka, A., Pietzsch, O., Blügel, S., and Wiesendanger, R. (2007). Chiral magnetic order at surfaces driven by inversion asymmetry. *Nature*, 447(7141) :190–3.
- [Bonfim, 2001] Bonfim, M. (2001). *Micro bobines à champ pulsé : applications aux champs forts et à la dynamique de renversement de l'aimantation à l'échelle de la nanoseconde par effet Kerr et Dichroïsme Circulaire Magnétique de rayons X*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble.

-
- [Boulle et al., 2013a] Boulle, O., Buda-Prejbeanu, L. D., Jué, E., Miron, I. M., and Gaudin, G. (2013a). Current induced domain wall dynamics in the presence of spin orbit torques. *arXiv*, 1310.3998.
- [Boulle et al., 2012] Boulle, O., Buda-Prejbeanu, L. D., Miron, M., and Gaudin, G. (2012). Current induced domain wall dynamics in the presence of a transverse magnetic field in out-of-plane magnetized materials. *Journal of Applied Physics*, 112(5) :053901.
- [Boulle et al., 2008] Boulle, O., Kimling, J., Warnicke, P., Kläui, M., Rüdiger, U., Malinowski, G., Swagten, H., Koopmans, B., Ulysse, C., and Faini, G. (2008). Nonadiabatic Spin Transfer Torque in High Anisotropy Magnetic Nanowires with Narrow Domain Walls. *Physical Review Letters*, 101(21) :216601.
- [Boulle et al., 2011] Boulle, O., Malinowski, G., and Kläui, M. (2011). Current-induced domain wall motion in nanoscale ferromagnetic elements. *Materials Science and Engineering : R : Reports*, 72(9) :159–187.
- [Boulle et al., 2013b] Boulle, O., Rohart, S., Buda-Prejbeanu, L. D., Jué, E., Miron, I. M., Pizzini, S., Vogel, J., Gaudin, G., and Thiaville, A. (2013b). Domain Wall Tilting in the Presence of the Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in Out-of-Plane Magnetized Magnetic Nanotracks. *Physical Review Letters*, 111(21) :217203.
- [Brataas et al., 2011] Brataas, A., Tserkovnyak, Y., Bauer, G. E. W., and Kelly, P. J. (2011). Spin Pumping and Spin Transfer. *arXiv*, 1108.0385.
- [Bychkov and Rashba, 1984] Bychkov, Y. A. and Rashba, E. I. (1984). Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy. *JETP Lett.*, 39(2) :78.
- [Cercellier et al., 2006] Cercellier, H., Didiot, C., Fagot-Revurat, Y., Kierren, B., Moreau, L., Malterre, D., and Reinert, F. (2006). Interplay between structural, chemical, and spectroscopic properties of Ag/Au(111) epitaxial ultrathin films : A way to tune the Rashba coupling. *Physical Review B*, 73(19) :195413.
- [Chen et al., 2013a] Chen, G., Ma, T., N’Diaye, A. T., Kwon, H., Won, C., Wu, Y., and Schmid, A. K. (2013a). Tailoring the chirality of magnetic domain walls by interface engineering. *Nature Communications*, 4 :2671.
- [Chen et al., 2013b] Chen, G., Zhu, J., Quesada, A., Li, J., N’Diaye, A. T., Huo, Y., Ma, T. P., Chen, Y., Kwon, H. Y., Won, C., Qiu, Z. Q., Schmid, A. K., and Wu, Y. Z. (2013b). Novel Chiral Magnetic Domain Wall Structure in Fe/Ni/Cu(001) Films. *Physical Review Letters*, 110(17) :177204.
- [Chernyshov et al., 2009] Chernyshov, A., Overby, M., Liu, X., Furdyna, J. K., Lyanda-Geller, Y., and Rokhinson, L. P. (2009). Evidence for reversible control of magnetization in a ferromagnetic material by means of spin-orbit magnetic field. *Nature Physics*, 5(9) :656–659.

- [Clarke et al., 2008] Clarke, D., Tretiakov, O., Chern, G.-W., Bazaliy, Y., and Tchernyshyov, O. (2008). Dynamics of a vortex domain wall in a magnetic nanostrip : Application of the collective-coordinate approach. *Physical Review B*, 78(13) :134412.
- [Cormier et al., 2010] Cormier, M., Mougín, A., Ferré, J., Thiaville, A., Charpentier, N., Piéchon, F., Weil, R., Baltz, V., and Rodmacq, B. (2010). Effect of electrical current pulses on domain walls in Pt/Co/Pt nanotracks with out-of-plane anisotropy : Spin transfer torque versus Joule heating. *Physical Review B*, 81(2) :024407.
- [Dresselhaus, 1955] Dresselhaus, G. (1955). Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures. *Physical Review*, 100(2) :580–586.
- [Dyakonov and Perel, 1971] Dyakonov, M. I. and Perel, V. I. (1971). Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. *Physics Letters A*, 35(6) :459–460.
- [Dzyaloshinskii, 1957] Dzyaloshinskii, I. E. (1957). Thermodynamic theory of weak ferromagnetism in antiferromagnetic substances. *Sov. Phys. JETP*, 5(6) :1259–1272.
- [Emori et al., 2013] Emori, S., Bauer, U., Ahn, S.-M., Martinez, E., and Beach, G. S. D. (2013). Current-driven dynamics of chiral ferromagnetic domain walls. *Nature Materials*, 12(7) :611–6.
- [Emori et al., 2012] Emori, S., Bono, D. C., and Beach, G. S. D. (2012). Interfacial current-induced torques in Pt / Co / GdOx. *Applied Physics Letters*, 101 :042405.
- [Ferriani et al., 2008] Ferriani, P., von Bergmann, K., Vedmedenko, E., Heinze, S., Bode, M., Heide, M., Bihlmayer, G., Blügel, S., and Wiesendanger, R. (2008). Atomic-Scale Spin Spiral with a Unique Rotational Sense : Mn Monolayer on W(001). *Physical Review Letters*, 101(2) :027201.
- [Fert, 1990] Fert, A. (1990). Magnetic and Transport Properties of Metallic Multilayers. *Materials Science Forum*, 59-60 :439–480.
- [Fert et al., 2013] Fert, A., Cros, V., and Sampaio, J. (2013). Skyrmions on the track. *Nature Nanotechnology*, 8(3) :152–6.
- [Freimuth et al., 2013] Freimuth, F., Blügel, S., and Mokrousov, Y. (2013). Spin-orbit torques in Pt/Co films from first principles. *arXiv*, 1305.4873.
- [Fukami et al., 2011] Fukami, S., Suzuki, T., Nakatani, Y., Ishiwata, N., Yamanouchi, M., Ikeda, S., Kasai, N., and Ohno, H. (2011). Current-induced domain wall motion in perpendicularly magnetized CoFeB nanowire. *Applied Physics Letters*, 98(8) :082504.
- [Gambardella et al., 2003] Gambardella, P., Rusponi, S., Veronese, M., Dhessi, S. S., Grazioli, C., Dallmeyer, A., Cabria, I., Zeller, R., Dederichs, P. H., Kern, K., Carbone, C., and Brune, H. (2003). Giant magnetic anisotropy of single cobalt atoms and nanoparticles. *Science*, 300(5622) :1130–3.
- [Garate et al., 2009] Garate, I., Gilmore, K., Stiles, M. D., and MacDonald, A. H. (2009). Nonadiabatic spin-transfer torque in real materials. *Physical Review B*, 79(10) :104416.

- [Garello et al., 2013] Garello, K., Miron, I. M., Avci, C. O., Freimuth, F., Mokrousov, Y., Blügel, S., Auffret, S., Boulle, O., Gaudin, G., and Gambardella, P. (2013). Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures. *Nature Nanotechnology*, 8(8) :587–93.
- [Grundler, 2000] Grundler, D. (2000). Large Rashba splitting in InAs quantum wells due to electron wave function penetration into the barrier layers. *Physical Review Letters*, 84 :6074–6077.
- [Haazen et al., 2013] Haazen, P. P. J., Murè, E., Franken, J. H., Lavrijsen, R., Swagten, H. J. M., and Koopmans, B. (2013). Domain wall depinning governed by the spin Hall effect. *Nature Materials*, 12(3) :299–303.
- [Heide et al., 2008] Heide, M., Bihlmayer, G., and Blügel, S. (2008). Dzyaloshinskii-Moriya interaction accounting for the orientation of magnetic domains in ultrathin films : Fe/W(110). *Physical Review B*, 78(14) :140403.
- [Hrabc, 2011] Hrabc, A. (2011). *Etude de la dynamique de l'aimantation dans des nanostructures à aimantation perpendiculaire : effet du champ magnétique et du courant électrique*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- [Kato et al., 2004a] Kato, Y., Myers, R., Gossard, a., and Awschalom, D. (2004a). Current-Induced Spin Polarization in Strained Semiconductors. *Physical Review Letters*, 93(17) :176601.
- [Kato et al., 2004b] Kato, Y. K., Myers, R. C., Gossard, a. C., and Awschalom, D. D. (2004b). Observation of the spin Hall effect in semiconductors. *Science (New York, N. Y.)*, 306(5703) :1910–1913.
- [Khvalkovskiy et al., 2013] Khvalkovskiy, A. V., Cros, V., Apalkov, D., Nikitin, V., Krounbi, M., Zvezdin, K. A., Anane, A., Grollier, J., and Fert, A. (2013). Matching domain-wall configuration and spin-orbit torques for efficient domain-wall motion. *Physical Review B*, 87(020402) :1–6.
- [Kim et al., 2012a] Kim, J., Sinha, J., Hayashi, M., Yamanouchi, M., Fukami, S., Suzuki, T., Mitani, S., and Ohno, H. (2012a). Layer thickness dependence of the current-induced effective field vector in Ta / CoFeB / MgO. *Nature Materials*, 12 :240–245.
- [Kim et al., 2012b] Kim, K.-W., Moon, J.-H., Lee, K.-J., and Lee, H.-W. (2012b). Prediction of Giant Spin Motive Force due to Rashba Spin-Orbit Coupling. *Physical Review Letters*, 108(21) :217202.
- [Kim et al., 2012c] Kim, K.-w., Seo, S.-m., Ryu, J., Lee, K.-j., and Lee, H.-w. (2012c). Magnetization dynamics induced by in-plane currents in ultrathin magnetic nanostructures with Rashba spin-orbit coupling. *Physical Review B*, 85 :180404.
- [Koyama et al., 2011a] Koyama, T., Chiba, D., Ueda, K., Kondou, K., Tanigawa, H., Fukami, S., Suzuki, T., Ohshima, N., Ishiwata, N., Nakatani, Y., Kobayashi, K., and

- Ono, T. (2011a). Observation of the intrinsic pinning of a magnetic domain wall in a ferromagnetic nanowire. *Nature Materials*, 10(3) :194–7.
- [Koyama et al., 2011b] Koyama, T., Chiba, D., Ueda, K., Tanigawa, H., Fukami, S., Suzuki, T., Ohshima, N., Ishiwata, N., Nakatani, Y., and Ono, T. (2011b). Magnetic field insensitivity of magnetic domain wall velocity induced by electrical current in Co / Ni nanowire Magnetic field insensitivity of magnetic domain wall velocity induced by electrical current in Co / Ni nanowire. *Applied Physics Letters*, 98 :192509.
- [Koyama et al., 2013] Koyama, T., Hata, H., Kim, K.-j., Moriyama, T., Tanigawa, H., Suzuki, T., Nakatani, Y., Chiba, D., and Ono, T. (2013). Current-Induced Magnetic Domain Wall Motion in a Co/Ni Nanowire with Structural Inversion Asymmetry. *Applied Physics Express*, 6 :033001.
- [Krupin et al., 2005] Krupin, O., Bihlmayer, G., Starke, K., Gorovikov, S., Prieto, J. E., Döbrich, K., Blügel, S., and Kaindl, G. (2005). Rashba effect at magnetic metal surfaces. *Physical Review B*, 71(20) :201403.
- [LaShell et al., 1996] LaShell, S., McDougall, B., and Jensen, E. (1996). Spin Splitting of an Au(111) Surface State Band Observed with Angle Resolved Photoelectron Spectroscopy. *Physical Review Letters*, 77(16) :3419–3422.
- [Lavrijsen, 2011] Lavrijsen, R. (2011). *Another spin in the wall*. PhD thesis, Eindhoven University of Technology, Pays-Bas.
- [Lavrijsen et al., 2012] Lavrijsen, R., Haazen, P. P. J., Murè, E., Franken, J. H., Kohlhepp, J. T., and Mure, E. (2012). Asymmetric Pt / Co / Pt-stack induced sign-control of current-induced magnetic domain-wall creep Asymmetric Pt / Co / Pt-stack induced sign-control of current-induced magnetic domain-wall creep. *Applied Physics Letters*, 100 :262408.
- [Liu et al., 2012a] Liu, L., Lee, O. J., Gudmundsen, T. J., Ralph, D. C., and Buhrman, R. A. (2012a). Current-Induced Switching of Perpendicularly Magnetized Magnetic Layers Using Spin Torque from the Spin Hall Effect. *Physical Review Letters*, 109 :096602.
- [Liu et al., 2011] Liu, L., Moriyama, T., Ralph, D. C., and Buhrman, R. A. (2011). Spin-Torque Ferromagnetic Resonance Induced by the Spin Hall Effect. *Physical Review Letters*, 106(3) :1–4.
- [Liu et al., 2012b] Liu, L., Pai, C.-f., Li, Y., Tseng, H. W., Ralph, D. C., and Buhrman, R. A. (2012b). Spin-Torque Switching with the Giant Spin Hall Effect of Tantalum. *Science*, 336 :555.
- [Malozemoff and Slonczewski, 1979] Malozemoff, A. P. and Slonczewski, J. C. (1979). *Magnetic domain walls in bubble materials*. Academic Press, New York.
- [Manchon, 2007] Manchon, A. (2007). *Magneto-resistance et transfert de spin dans les jonctions tunnel magnétiques*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble.

- [Manchon and Zhang, 2008] Manchon, A. and Zhang, S. (2008). Theory of nonequilibrium intrinsic spin torque in a single nanomagnet. *Physical Review B*, 78(21) :212405.
- [Manchon and Zhang, 2009] Manchon, A. and Zhang, S. (2009). Theory of spin torque due to spin-orbit coupling. *Physical Review B*, 79(9) :094422.
- [Maze et al., 2008] Maze, J. R., Stanwix, P. L., Hodges, J. S., Hong, S., Taylor, J. M., Cappellaro, P., Jiang, L., Dutt, M. V. G., Togan, E., Zibrov, a. S., Yacoby, A., Walsworth, R. L., and Lukin, M. D. (2008). Nanoscale magnetic sensing with an individual electronic spin in diamond. *Nature*, 455(7213) :644–7.
- [Metaxas et al., 2007] Metaxas, P., Jamet, J., Mougins, A., Cormier, M., Ferré, J., Baltz, V., Rodmacq, B., Dieny, B., and Stamps, R. (2007). Creep and Flow Regimes of Magnetic Domain-Wall Motion in Ultrathin Pt/Co/Pt Films with Perpendicular Anisotropy. *Physical Review Letters*, 99(21) :217208.
- [Miron, 2009] Miron, I. M. (2009). *Etude de l'interaction entre un courant polarisé en spin et une paroi de domaine magnétique dans des matériaux à aimantation perpendiculaire*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- [Miron et al., 2011a] Miron, I. M., Garello, K., Gaudin, G., Zermatten, P.-J., Costache, M. V., Auffret, S., Bandiera, S., Rodmacq, B., Schuhl, A., and Gambardella, P. (2011a). Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection. *Nature*, 476 :189–193.
- [Miron et al., 2010] Miron, I. M., Gaudin, G., Auffret, S., Rodmacq, B., Schuhl, A., Pizzini, S., Vogel, J., and Gambardella, P. (2010). Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer. *Nature Materials*, 9(3) :230–234.
- [Miron et al., 2011b] Miron, I. M., Moore, T., Szabolcs, H., Buda-Prejbeanu, L. D., Auffret, S., Rodmacq, B., Pizzini, S., Vogel, J., Bonfim, M., Schuhl, A., and Gaudin, G. (2011b). Fast current-induced domain-wall motion controlled by the Rashba effect. *Nature Materials*, 10(6) :419–423.
- [Miron et al., 2009] Miron, I. M., Zermatten, P.-J., Gaudin, G., Auffret, S., Rodmacq, B., and Schuhl, A. (2009). Domain Wall Spin Torquemeter. *Physical Review Letters*, 102(13) :1–4.
- [Moore et al., 2008] Moore, T., Miron, I. M., Gaudin, G., Serret, G., Auffret, S., Rodmacq, B., Schuhl, A., Pizzini, S., Vogel, J., and Bonfim, M. (2008). High domain wall velocities induced by current in ultrathin Pt/Co/AlOx wires with perpendicular magnetic anisotropy. *Applied Physics Letters*, 93(26) :262504.
- [Moore et al., 2009] Moore, T. a., Miron, I. M., Gaudin, G., Serret, G., Auffret, S., Rodmacq, B., Schuhl, A., Pizzini, S., Vogel, J., and Bonfim, M. (2009). Erratum : "High domain wall velocities induced by current in ultrathin Pt/Co/AlOx wires with perpendicular magnetic anisotropy" [Appl. Phys. Lett. 93, 262504 (2008)]. *Applied Physics Letters*, 95(17) :179902.

- [Moriya, 1960] Moriya, T. (1960). Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism. *Physical Review*, 120(1) :91–98.
- [Nakatani et al., 2005] Nakatani, Y., Thiaville, A., and Miltat, J. (2005). Head-to-head domain walls in soft nano-strips : a refined phase diagram. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 290-291 :750–753.
- [Nechaev et al., 2009] Nechaev, I., Jensen, M., Rienks, E., Silkin, V., Echenique, P., Chulkov, E., and Hofmann, P. (2009). Hole dynamics in a two-dimensional spin-orbit coupled electron system : Theoretical and experimental study of the Au(111) surface state. *Physical Review B*, 80(11) :113402.
- [Obata and Tataru, 2008] Obata, K. and Tataru, G. (2008). Current-induced domain wall motion in Rashba spin-orbit system. *Physical Review B*, 77(21) :214429.
- [O’Handley, 1999] O’Handley, R. C. (1999). *Modern Magnetic Materials : Principles and Applications*.
- [Petitjean et al., 2012] Petitjean, C., Luc, D., and Waintal, X. (2012). Unified Drift-Diffusion Theory for Transverse Spin Currents in Spin Valves, Domain Walls, and Other Textured Magnets. *Physical Review Letters*, 109(11) :117204.
- [Pi et al., 2010] Pi, U. H., Won Kim, K., Bae, J. Y., Lee, S. C., Cho, Y. J., Kim, K. S., and Seo, S. (2010). Tilting of the spin orientation induced by Rashba effect in ferromagnetic metal layer. *Applied Physics Letters*, 97(16) :162507.
- [Ravelosona et al., 2005] Ravelosona, D., Lacour, D., Katine, J., Terris, B., and Chappert, C. (2005). Nanometer Scale Observation of High Efficiency Thermally Assisted Current-Driven Domain Wall Depinning. *Physical Review Letters*, 95(11) :117203.
- [Rodmacq et al., 2009] Rodmacq, B., Manchon, A., Ducruet, C., Auffret, S., and Dieny, B. (2009). Influence of thermal annealing on the perpendicular magnetic anisotropy of Pt/Co/AlOx trilayers. *Physical Review B*, 79(2) :024423.
- [Rondin et al., 2012] Rondin, L., Tetienne, J.-P., Spinicelli, P., Dal Savio, C., Karrai, K., Dantelle, G., Thiaville, A., Rohart, S., Roch, J.-F., and Jacques, V. (2012). Nanoscale magnetic field mapping with a single spin scanning probe magnetometer. *Applied Physics Letters*, 100(15) :153118.
- [Ryu et al., 2013] Ryu, K.-S., Thomas, L., Yang, S.-H., and Parkin, S. (2013). Chiral spin torque at magnetic domain walls. *Nature Nanotechnology*, 8(7) :527–33.
- [Ryu et al., 2012] Ryu, K.-s., Thomas, L., Yang, S.-H., and Parkin, S. S. P. (2012). Current Induced Tilting of Domain Walls in High Velocity Motion along Perpendicularly Magnetized Micron-Sized Co/Ni/Co Racetracks. *Applied Physics Express*, 5(093006) :1–3.
- [Schäfer, 2007] Schäfer, R. (2007). Investigation of domains and dynamics of domain walls by the magneto-optical Kerr-effect. In Kronmüller, H. and Parkin, S., editors,

Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials. Volume 3 : Novel techniques for characterizing and preparing samples.

- [Schryer and Walker, 1974] Schryer, N. L. and Walker, L. R. (1974). The motion of 180° domain walls in uniform dc magnetic fields. *Journal of Applied Physics*, 45(12) :5406.
- [Slavin and Tiberkevich, 2009] Slavin, A. and Tiberkevich, V. (2009). Nonlinear Auto-Oscillator Theory of Microwave Generation by Spin-Polarized Current. *IEEE Transactions on Magnetics*, 45(4) :1875–1918.
- [Suzuki et al., 2011] Suzuki, T., Fukami, S., Ishiwata, N., Yamanouchi, M., Ikeda, S., Kasai, N., and Ohno, H. (2011). Current-induced effective field in perpendicularly magnetized Ta / CoFeB / MgO wire. *Applied Physics Letters*, 98 :142505.
- [Tanaka et al., 2008] Tanaka, T., Kontani, H., Naito, M., Naito, T., Hirashima, D., Yamada, K., and Inoue, J. (2008). Intrinsic spin Hall effect and orbital Hall effect in 4d and 5d transition metals. *Physical Review B*, 77(16) :165117.
- [Tanigawa et al., 2008] Tanigawa, H., Kondou, K., Koyama, T., Nakano, K., Kasai, S., Ohshima, N., Fukami, S., Ishiwata, N., and Ono, T. (2008). Current-Driven Domain Wall Motion in CoCrPt Wires with Perpendicular Magnetic Anisotropy. *Applied Physics Express*, 1 :011301.
- [Tatara and Kohno, 2004] Tatara, G. and Kohno, H. (2004). Theory of Current-Driven Domain Wall Motion : Spin Transfer versus Momentum Transfer. *Physical Review Letters*, 92(8) :086601.
- [Thiaville et al., 2005] Thiaville, A., Nakatani, Y., Miltat, J., and Suzuki, Y. (2005). Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires. *Europhysics Letters*, 69(6) :990.
- [Thiaville et al., 2012] Thiaville, A., Rohart, S., Jué, E., Cros, V., and Fert, A. (2012). Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films. *EPL (Europhysics Letters)*, 100(5) :57002.
- [Thomas and Parkin, 2007] Thomas, L. and Parkin, S. (2007). Current Induced Domain-wall Motion in Magnetic Nanowires. In Kronmüller, H. and Parkin, S., editors, *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials. Volume 2 : Micromagnetism*.
- [Tserkovnyak and Loss, 2012] Tserkovnyak, Y. and Loss, D. (2012). Thin-Film Magnetization Dynamics on the Surface of a Topological Insulator. *Physical Review Letters*, 108(18) :187201.
- [Wang and Manchon, 2012] Wang, X. and Manchon, A. (2012). Diffusive Spin Dynamics in Ferromagnetic Thin Films with a Rashba Interaction. *Physical Review Letters*, 108(11) :117201.
- [Xiao et al., 2006] Xiao, J., Zangwill, A., and Stiles, M. (2006). Spin-transfer torque for continuously variable magnetization. *Physical Review B*, 73(5) :054428.

- [Yamaguchi et al., 2004] Yamaguchi, A., Ono, T., Nasu, S., Miyake, K., Mibu, K., and Shinjo, T. (2004). Real-Space Observation of Current-Driven Domain Wall Motion in Submicron Magnetic Wires. *Physical Review Letters*, 92(7) :077205.
- [Yamanouchi et al., 2006] Yamanouchi, M., Chiba, D., Matsukura, F., Dietl, T., and Ohno, H. (2006). Velocity of Domain-Wall Motion Induced by Electrical Current in the Ferromagnetic Semiconductor (Ga,Mn)As. *Physical Review Letters*, 96(9) :096601.
- [Zhang and Li, 2004] Zhang, S. and Li, Z. (2004). Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets. *Physical Review Letters*, 93(12).

Résumé

L'étude du déplacement des parois de domaine magnétique au moyen d'un courant électrique a généré beaucoup d'intérêt ces dernières années, notamment depuis que de nouveaux dispositifs mémoire utilisant cet effet ont été proposés. Récemment, un nouveau mécanisme capable de propager les parois sous courant avec une grande efficacité a été mis en évidence dans des matériaux tri-couches à anisotropie perpendiculaire et fort couplage spin-orbite. La compréhension de ce mécanisme, appelé couple de spin-orbite (SOT), reste néanmoins très incomplète, tout comme celle de son effet sur la propagation des parois de domaines.

L'objectif de ce travail de thèse a été d'étudier l'influence du SOT sur la dynamique des parois de domaine. Pour cela, j'ai étudié expérimentalement le déplacement de parois sous l'action d'un courant et d'un champ magnétique dans une tri-couche de Pt/Co/AlOx. Un champ magnétique planaire, statique, a été utilisé pour modifier la structure interne de la paroi et ainsi moduler l'action du SOT sur la dynamique de celle-ci. Ce travail a permis de mettre en évidence l'existence d'un effet « chiral » dans la dynamique de la paroi pour ce type de système.

Pour expliquer ce résultat, nous avons proposé une nouvelle structure de paroi résultant de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya, dans les matériaux ultra-minces à anisotropie perpendiculaire. En combinant des calculs analytiques et des simulations micro-magnétiques, la dynamique de telles parois a été étudiée et comparée aux résultats expérimentaux. Les désaccords que nous avons alors pu observer nous ont amené à proposer une seconde interprétation basée sur la présence d'un mécanisme d'amortissement anisotrope.

Abstract

The study of current-induced magnetic domain wall motion has attracted a lot of attention in recent years, especially since new memory devices based on this effect have been proposed. Recently, a new mechanism allowing for highly efficient current-induced domain wall motion has been discovered in ultrathin asymmetric materials with perpendicular magnetic anisotropy and high spin-orbit coupling. However the understanding of this mechanism, named spin-orbit torque, and of its effect on domain wall motion are still very incomplete.

The objective of this work was to study the influence of this spin-orbit torque on domain wall motion. For that, I have studied field- and current-induced domain wall motion in Pt/Co/AlOx. An in-plane static magnetic field has been used to modify the internal domain wall structure and then modulate the action of the SOT on the domain wall dynamics. This work allowed highlighting the existence of a 'chiral' effect in the domain-wall dynamics of this system.

In order to explain this result, we have proposed a new kind of domain wall structure, resulting from Dzyaloshinskii-Moriya interaction in materials with perpendicular magnetic anisotropy and high spin-orbit coupling. Using analytic calculations and micro-magnetic simulations, this domain wall dynamics has been studied and compared to the experimental results. The disagreements that we have then observed led us to propose a second interpretation based on the presence of an anisotropic damping mechanism.