

Corrélations entre hétérogénéités magnétiques ettransport électrique dans des nanostructures

Antoine Vanhaverbeke

▶ **To cite this version:**

Antoine Vanhaverbeke. Corrélations entre hétérogénéités magnétiques ettransport électrique dans des nanostructures. Matière Condensée [cond-mat]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT : . tel-00121862

HAL Id: tel-00121862

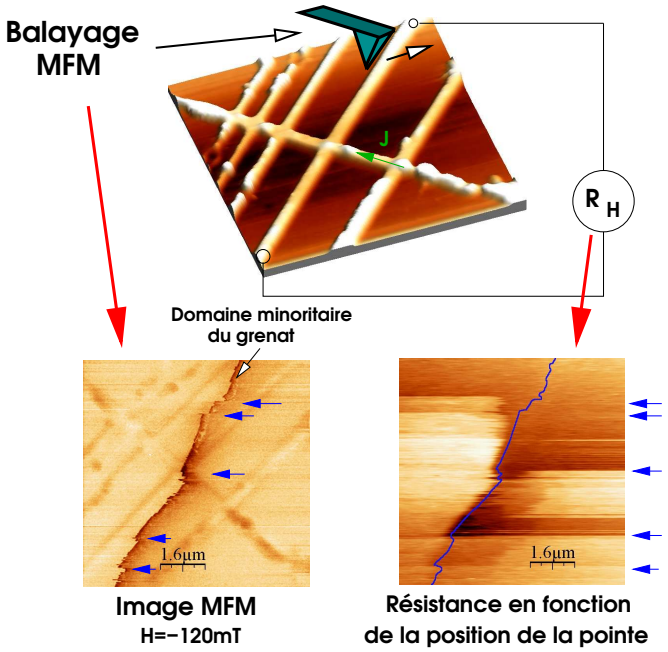
https://theses.hal.science/tel-00121862

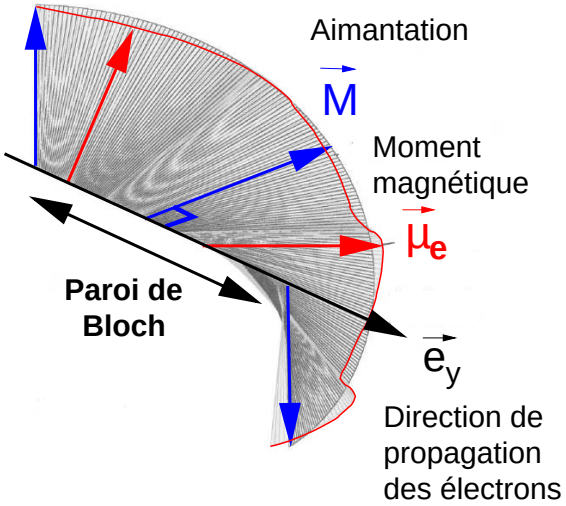
Submitted on 22 Dec 2006

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.

Corrélations entre hétérogénéités magnétiques et transport électrique dans des nanostructures





Antoine VANHAVERBEKE
Groupe Nanomagnétisme
Service de Physique de l'État Condensé
CEA Saclay

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

DOCTORAT

Physique des Solides et des Milieux Denses

Antoine VANHAVERBEKE

CORRÉLATIONS ENTRE HÉTÉOGÉNÉITÉS MAGNÉTIQUES ET TRANSPORT ÉLECTRIQUE DANS DES NANOSTRUCTURES

Thèse dirigée par Michel Viret

Soutenue le 9 Décembre 2005

JURY

Rapporteurs	MM.	Alain Schuhl
		Bernard Diény
Examinateurs	MM.	Jacques Ferré
		André Thiaville
		Claude Chappert
Directeur	M.	Michel Viret
Invité	M.	Olivier Klein

Résumé

L'objectif de ce travail de thèse est de comprendre l'influence des hétérogénéités magnétiques sur les propriétés de transport de nano-structures de la spintronique. Pour le mener à bien, on a développé un Microscope à Force Magnétique (MFM) original qui fonctionne à la température ambiante sur une très large gamme de champ ($\pm$1.9 Tesla). Le caractère innovant de notre approche a été de développer un MFM capable de mesurer in-situ les propriétés de transport ceci afin de les corréler avec la visualisation des domaines et parois magnétiques.

L'étude d'une structure hybride métal/isolant (une bicouche grenat/nickel) a permis d'étudier le couplage à l'interface ainsi que la rigidité sur une dizaine de microns du réseau de domaines dans le grenat. Dans une deuxième phase, on s'est intéressé au déplacement d'une paroi induit par un courant électrique. Nous avons développé un modèle classique simple pour expliquer le transfert de spin d'un courant polarisé traversant une paroi de domaines, ainsi qu'un nouveau mécanisme basé sur le chargement électrique des parois par effet Hall. Nos études expérimentales sur l'injection de courant dans des échantillons de cobalt ultra-fins à aimantation perpendiculaire, montrent que l'effet de dépiégeage des parois domine largement dans ce système. Nous expliquons ce phénomène par un effet de déformation de la structure interne de la paroi induite par le courant.

Mot-clefs : Microscopie à Force Magnétique, MFM, Anisotropie perpendiculaire, grenat ferrimagnétique, nickel, cobalt, Effet Hall Anormal, déplacement de paroi induit par des courants.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier tous les membres de mon jury et en particulier le président Jacques Ferré. J'ai été sensible au temps et au travail de relecture que mes rapporteurs, Bernard Diény et Alain Schuhl, ont consacrés à l'amélioration de ce travail. Une mention particulière aussi pour André Thiaville, dont les explications au cours de cette thèse m'ont beaucoup éclairé.

Je veux bien sûr remercier mon directeur de thèse Michel Viret, pour son soutien constant et pour les nombreuses idées qu'il a apportées à cette thèse. Je tiens aussi tout particulièrement à remercier Olivier Klein, pour l'aide pointue qu'il m'a apportée pour la conception du microscope à force magnétique et pour ses conseils toujours critiques mais justes.

Ma reconnaissance va à tous les membres du groupe *Nanomagnétisme*, pour leur bonne humeur et leur disponibilité ; à Grégoire, Mihai et Nicolas qui ont partagé la condition de doctorant avec moi, mais aussi aux anciens du groupe comme Martin Thornton et Mathieu Kociak qui m'ont soutenu pendant ma première année de thèse. Merci aussi à tous les membres du SPEC, où nous cohabitons tous en bonne intelligence.

Un grand merci aussi à Jamal Ben Youssef de l'Université de Bretagne Ouest à Brest pour m'avoir fourni avec tant de diligence les échantillons que nous exigions toujours plus nombreux. De même, merci à Thibaud Devolder et Claude Chappert de l'Institut d'Électronique Fondamentale d'Orsay ainsi qu'à Thomas Blon du CEMES de Toulouse pour m'avoir fourni les échantillons de cobalt indispensables pour cette thèse.

Merci bien sûr au Lama Dominant, anciennement club de réflexion positive et désormais objet de vénération.

Enfin, une pensée particulière et tendre pour Anne, qui m'accompagne sur le chemin de la vie.

Introduction

Motivations

Le lien entre la configuration magnétique et les propriétés de transport électrique des matériaux est exploité depuis longtemps, et les progrès récents de l'électronique de spin, notamment l'effet de magnétorésistance géante, ont conduit à une intensification des recherches dans ce domaine. A la capacité du courant électrique de transcrire un état magnétique en information s'ajoute désormais la perspective de pouvoir le modifier : en effet, le déplacement de parois de domaines magnétiques par un courant intense devrait, grâce aux capacités actuelles de nanostructuration, relever un nouveau défi : lire et surtout écrire une forte densité d'informations de manière durable et sans génération de champ magnétique.

Approche expérimentale

Cette thèse s'inscrit dans cette double problématique, à travers le développement de nouvelles techniques de mesures associant simultanément la Microscope à Force Magnétique (MFM) sous champ magnétique et des mesures de transport électrique dans des nanostructures.

Organisation du manuscrit

Dans une première partie, nous allons rappeler le principe de la Microscopie à Force Magnétique (MFM) ; nous détaillerons principalement l'interprétation du contraste pour les systèmes magnétiques étudiés durant cette thèse. La problématique de l'insertion d'un MFM dans un électroaimant sera aussi abordée.

Nous présenterons ensuite une étude de l'interface entre un ferrimagnétique, le grenat, et un ferromagnétique, le nickel, d'abord par des mesures de transport seules puis en combinaison avec le MFM sous champ. Nous tirerons partie de la double capacité d'une pointe MFM, comme sonde du champ de l'échantillon, et, de manière plus originale, comme excitateur des domaines magnétiques.

La thématique du déplacement et de l'excitation de parois magnétiques par un courant électrique fera l'objet des chapitres suivants. L'aspect théorique sera abordé dans un premier temps : nous verrons qu'il est très utile d'appréhender l'effet du courant par analogie avec l'effet d'un champ magnétique ; nous présenterons un modèle classique simple permettant de comprendre simplement la plupart des modèles

utilisés jusqu'ici. Enfin nous exposerons un nouveau mécanisme induisant un déplacement de paroi et basé sur l'effet Hall. Pour finir, nous étudierons expérimentalement l'injection du courant dans les parois du cobalt à aimantation perpendiculaire. Nous montrerons que l'effet du courant, surtout dans ce type de système, est surtout d'induire le dépiégeage des parois.

Table des matières

Remerciements i

Introduction iii

1 Imagerie magnétique sous champ 1
- 1.1 Principes de la Microscopie à Force Atomique . . . 2
  - 1.1.1 AFM en mode statique . . . 2
  - 1.1.2 AFM en mode oscillant . . . 3
- 1.2 Théorie du contraste en Microscopie à Force Magnétique . . . 12
  - 1.2.1 Contraste de charges . . . 12
  - 1.2.2 Contraste de susceptibilité . . . 18
  - 1.2.3 Contraste d'hystérésis . . . 20
- 1.3 Développement d'un Microscope à Force Magnétique sous champ . . . 22
  - 1.3.1 Mode MFM utilisé . . . 22
  - 1.3.2 Système de positionnement . . . 23
  - 1.3.3 Microscope à Force Magnétique sous champ . . . 26
- Résumé . . . 30

2 Couplage à l'interface ferri-ferromagnétique 31
- 2.1 Caractérisation du grenat ferrimagnétique . . . 32
  - 2.1.1 Propriétés magnétiques . . . 32
  - 2.1.2 Mesures MFM sous champ . . . 33
- 2.2 Mesures de transport sous champ dans des nanostructures de nickel . 35
  - 2.2.1 Expressions phénoménologiques de la résistivité dans le nickel 36
  - 2.2.2 Mesures de résistivité sous champ . . . 40
  - 2.2.3 Modifications des mesures de transport sous champ sous l'effet du grenat . . . 48
  - 2.2.4 Comparaison des courbes d'aimantation sous champ perpendiculaire . . . 52
- 2.3 Système de double imageries magnétique locale . . . 56
  - 2.3.1 Principe des mesures simultanées MFM/résistivité . . . 56
  - 2.3.2 Effet direct de la pointe sur la croix de Hall . . . 56
  - 2.3.3 Effet de la position des domaines du grenat sur le nickel . . . 60
- Résumé . . . 72

3 Déplacement de paroi par injection de courant : théorie 73
3.1 Micromagnétisme d'une paroi statique . . . 74
3.1.1 A propos de l'anisotropie . . . 74
3.1.2 Paroi de domaines statique à une dimension . . . 75
3.1.3 Remarques importantes pour les nanostructures . . . 77
3.2 Dynamique d'une paroi sous champ . . . 78
3.2.1 Equations générales . . . 78
3.2.2 Effet d'un champ magnétique statique *perpendiculaire* . . . 79
3.2.3 L'effet une impulsion de champ *longitudinal* . . . 83
3.2.4 Conclusion . . . 84
3.3 Effet d'un courant par transfert de spin . . . 85
3.3.1 Le modèle historique du *spin-torque* . . . 85
3.3.2 Vision classique . . . 87
3.3.3 Modèle semi-classique . . . 90
3.3.4 Un effet non uniforme : la déformation de la paroi . . . 92
3.4 Autres effets du courant . . . 92
3.4.1 Le modèle hydromagnétique . . . 92
3.4.2 Chargement électrique d'une paroi par effet Hall . . . 97
3.4.3 Comparaison des différents effets induits par le courant . . . 100
3.5 Tableau récapitulatif . . . 100
Résumé . . . 102

4 Déplacement de paroi par injection de courant : expériences 103
4.1 Généralités sur les couches ultraminces de Pt/Co/Pt . . . 105
4.1.1 Propriétés magnétiques . . . 105
4.1.2 Propagation des parois de domaines magnétiques . . . 108
4.1.3 Géométrie des échantillons . . . 109
4.2 Imagerie MFM des couches ultraminces de cobalt/platine . . . 111
4.2.1 Imagerie MFM avec pointe et échantillon saturés . . . 111
4.2.2 Dépiégeage de paroi induit par la pointe . . . 112
4.2.3 Observation avec pointe désaimantée . . . 112
4.2.4 Origine du contraste MFM . . . 115
4.3 Positionnement des parois dans les croix de Hall . . . 118
4.3.1 Blocage des parois par propagation . . . 118
4.3.2 Création d'un domaine minoritaire par nucléation . . . 119
4.4 Effet du courant sur les parois de domaines . . . 121
4.4.1 Effet d'un courant continu . . . 121
4.4.2 Dépiégeage des parois par la pointe MFM induit par un courant continu . . . 122
4.4.3 Dépiégeage induit par des impulsions de courant . . . 124
4.4.4 Effet du courant HF . . . 127
4.4.5 Statistique du mouvement de la paroi sous l'effet du courant . . . 129
4.4.6 Origine de l'effet de dépiégeage . . . 132
4.5 Développement de nouveaux échantillons . . . 134
4.5.1 Résultats préliminaires . . . 134
4.6 Conclusion . . . 135

Résumé 138

Perspectives **139**

A Lithographie **141**
A.1 Méthode de gravure avec masque de Titane 141

B Modèle de Kooy et Enz **143**

Chapitre 1

Imagerie magnétique sous champ

L'invention de la microscopie par effet tunnel en 1981 [15] par Gerd Binning et Heinrich Rohrer (prix Nobel en 1986) a conduit au développement d'une nouvelle classe de la microscopie : la microscopie à sonde locale, qui est aujourd'hui utilisée dans de très nombreux laboratoires. Son principe est de caractériser les propriétés physiques d'un solide à l'échelle submicronique, d'une molécule, ou même d'un simple atome, à travers leurs interactions avec une sonde de dimensions microniques. Ces interactions seront ensuite transcrites en signaux mesurables, par exemple dans le cas d'un l'AFM standard, par l'intermédiaire d'une déformation mécanique du microlevier qui porte la sonde. A partir de ce modèle, différents types de microscopie sont apparus, qui différent principalement par le type d'interactions considérées, et parmi lesquels on peut citer la microscopie à Force Atomique (AFM) [14] et Magnétique (MFM), la microscopie optique à champ proche (ou SNOM), la Microscopie par Résonance Ferromagnétique (MRFM) ou encore la Microscopie à Force Electrique (EFM)

L'outil expérimental utilisé dans le cadre de cette thèse est basé sur microscope mixte AFM/MFM. La MFM est un dérivée de l'AFM : on utilise le même type de pointes qui permettent de mesurer les forces atomiques, mais on les rend préalablement magnétiques afin de pouvoir mesurer leur interaction dipolaire avec le champ de fuite d'un échantillon ferromagnétique. Le principe d'opération du microscope reste à cette différence près quasiment identique. Nous commencerons donc par rappeler les principes de fonctionnement d'un AFM avant de donner les bases théoriques de l'interprétation d'une image de MFM. Nous finirons en détaillant le développement réalisé afin d'utiliser ce microscope sous un champ magnétique, à l'intérieur d'un électroaimant.

1.1 Principes de la Microscopie à Force Atomique

Afin d'exposer les principes généraux de l'AFM, il semble utile de rappeler son mode de fonctionnement le plus simple, c'est à dire le mode contact statique, ce qui nous permet aussi d'introduire quelques notions essentielles. Cependant, le mode de fonctionnement le plus utilisé est le mode oscillant, nous le présenterons donc plus en détails par la suite.

1.1.1 AFM en mode statique

La détection d'une force à l'échelle nanométrique avec un AFM en mode statique repose sur un principe similaire à la détection d'un poids avec une balance : on utilise un microlevier dont la réponse mécanique est équivalente à celle d'un ressort, de raideur connue k. Sa déformation Δz permettra de remonter à la force qu'il subit à travers la relation $F = k.\Delta z$. Pour transcrire la déformation du levier, la technique la plus utilisée consiste à envoyer un faisceau laser sur son extrémité. La déflection de ce faisceau est ensuite transcrite en signal électrique à l'aide d'un photodétecteur à deux cadrans.

Le levier porte une micro-pointe généralement conique ou pyramidale dont seule l'extrémité, de quelques atomes, joue le rôle de capteur des forces de surface et conditionne la résolution latérale de la mesure.

La figure 1.1 montre le fonctionnement d'un AFM en mode statique lorsque la pointe est balayée au contact de la surface de l'échantillon.

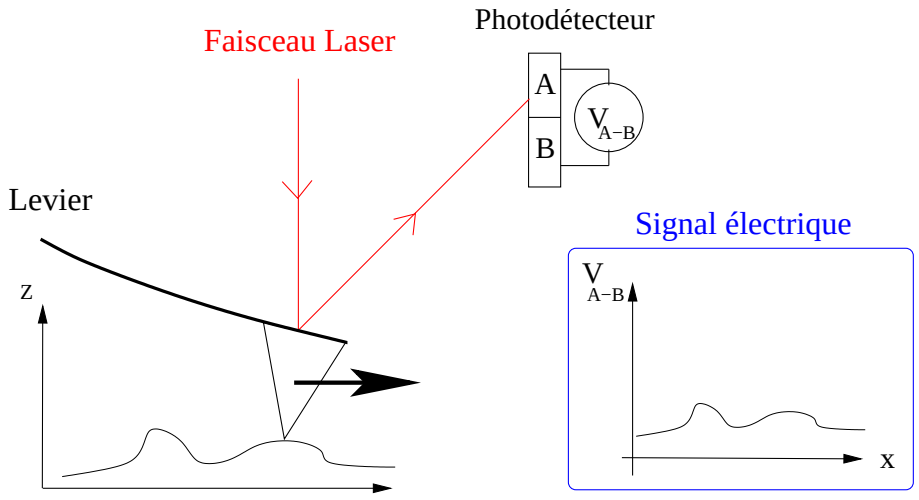


FIG. 1.1 – Principe de fonctionnement d'un AFM en mode statique. Alors que la pointe est balayée au contact de la surface le levier subit une déformation. Celle-ci est transcrite en signal électrique par l'intermédiaire de photodétecteurs.

Le mode de fonctionnement statique au contact présente le désavantage d'induire une forte interaction répulsive entre pointe et échantillon ce qui présente des risques d'altération de l'un ou de l'autre. On peut aussi balayer la pointe à une hauteur suffisante pour qu'elle n'entre pas en contact avec la surface, tout en étant suffisamment proche (de l'ordre de quelques nanomètres) pour mesurer les interactions

attractives à longue portée de la surface comme les forces de Van der Waals. Il est néanmoins très compliqué d'interpréter précisément le signal de déflection en terme de profil topographique de l'échantillon.

Mode de fonctionnement asservi

Alternativement, il est possible d'asservir la hauteur du porte-échantillon de manière à conserver une déflection constante du faisceau laser. Le signal de commande de la boucle d'asservissement, c'est à dire la tension appliquée sur le tube piézoélectrique contrôlant la distance verticale pointe-échantillon, est alors une mesure directe de la topographie. Notons néanmoins qu'une boucle d'asservissement n'est jamais parfaite et que son utilisation peut induire des artefacts spécifiques sur le signal comme des dépassements de consigne et des auto-oscillation du levier.

1.1.2 AFM en mode oscillant

Nous allons d'abord présenter le modèle de l'oscillateur harmonique qui permet de modéliser le comportement d'un microlevier oscillant, puis le mode d'opération en modulation d'amplitude, et comment le signal obtenu peut être interprété qualitativement. Enfin nous verrons le cas du mode modulation de fréquence, qui permet une compréhension plus quantitative du signal.

1.1.2.1 L'oscillateur harmonique

Considérons le levier d'AFM comme un oscillateur entretenu à la pulsation ω par l'excitation d'un bimorphe piézoélectrique. Il possède alors deux degrés de liberté : son amplitude d'oscillation A et sa phase ϕ.

La relation fondamentale de la dynamique nous donne l'équation régissant la position d'un levier de masse m, sachant qu'il est soumis à une dissipation par les frottement fluides avec un paramètre Γ.

$$m\ddot{z}(t) + \Gamma\dot{z}(t) + kz(t) = kA_{exc}cos(\omega t)$$

Nous définirons $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$ la pulsation propre du levier et $Q = \frac{m\omega_0}{\Gamma}$ le facteur de qualité mécanique ; nous pouvons alors écrire :

$$\ddot{z}(t) + \frac{\omega_0}{Q}\dot{z}(t) + \omega_0^2 z(t) = A_{exc}\omega_0^2 cos(\omega t)$$

Après un régime transitoire dont la constante de temps est $\tau = \frac{\Gamma_0}{2Q}$, s'établit un régime permanent d'oscillation du levier :

$$z_1(t) = A\cos(\omega t + \phi(\omega))$$

Il est important de noter que la constante de temps du régime transitoire peut s'avérer contraignante dans le cas d'un levier dont le facteur de qualité est très élevé, ce qui se produit notamment lorsqu'un AFM est opéré dans un enceinte sous vide. Ainsi, pour une fréquence de travail de 100kHz un facteur de qualité mécanique Q typique de 10000 conduit à une temps de réponse de 30ms, il faudrait donc plusieurs

heures pour balayer une zone avec 256*256 points. Les pointes de AFM/MFM utilisées dans le cadre de thèse ont toutes une fréquence de travail entre 50 et 100kHz et un facteur de qualité de 150 à 200, ce qui correspond à des constantes de temps de 0.6ms plus compatibles avec un temps de balayage inférieur à une demi-heure.

L'amplitude et la phase de l'oscillation en fonction de la fréquence d'excitation ω sont données respectivement par les relations 1.1 et 1.2 :

$$A(\omega) = \frac{A_{exc}.Q.\omega_0^2}{\sqrt{\omega^2\omega_0^2 + Q^2(\omega_0^2 - \omega^2)^2}} \tag{1.1}$$

$$\varphi(\omega) = \begin{cases} -\arctan\left(\frac{\omega.\omega_0}{Q.(\omega_0^2-\omega^2)}\right) & \omega < \omega_0 \\ -\frac{\pi}{2} & \omega = \omega_0 \\ -\pi - \arctan\left(\frac{\omega.\omega_0}{Q.(\omega_0^2-\omega^2)}\right) & \omega > \omega_0 \end{cases} \tag{1.2}$$

Pour les facteurs de qualité usuels dans l'air à la pression atmosphérique, on obtient des facteurs de qualité Q de l'ordre de 200, donc le décalage du maximum de la courbe de résonance $\omega_0^* = \omega_0\sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2}}$ par rapport à la pulsation propre ω_0 est négligeable. Ces deux valeurs seront donc confondues par la suite et on désignera $f_{res} = \omega_0/2\pi$ la fréquence de résonance du levier.

Nous allons désigner par la suite l'amplitude d'oscillation et la fréquence de résonance comme les **variables internes** du système. Celles-ci ne peuvent être que mesurées par l'opérateur. A contrario, nous parlerons de **variables externes** pour la fréquence et l'amplitude d'excitation qui sont les paramètres que l'opérateur est à même d'ajuster.

1.1.2.2 Limite de sensibilité du levier

La limite de sensibilité d'un microlevier est toujours conditionnée par son bruit thermomécanique, c'est à dire par les phonons qui y sont excités à toute température T non nulle de son environnement. Le théorème de fluctuation/dissipation permet de relier la densité spectrale S_{th} de ce bruit thermique au coefficient de dissipation γ :

$$S_{th} = 4\Gamma k_B T = \frac{4k_B T}{\omega_0 Q} \tag{1.3}$$

k_B étant la constante de Boltzmann.

Pour une détection dans une bande spectrale B, la plus petite force détectable est donc :

$$F_{min} = \sqrt{S_{th}B} = \sqrt{\frac{4k_B T k B}{\omega_0 Q}} \tag{1.4}$$

Si le microlevier est modélisé comme une poutre fixée à une de ses extrémités [18], cette force minimale détectable peut être reliée à sa longueur L, à sa demi-épaisseur c et à sa largeur w :

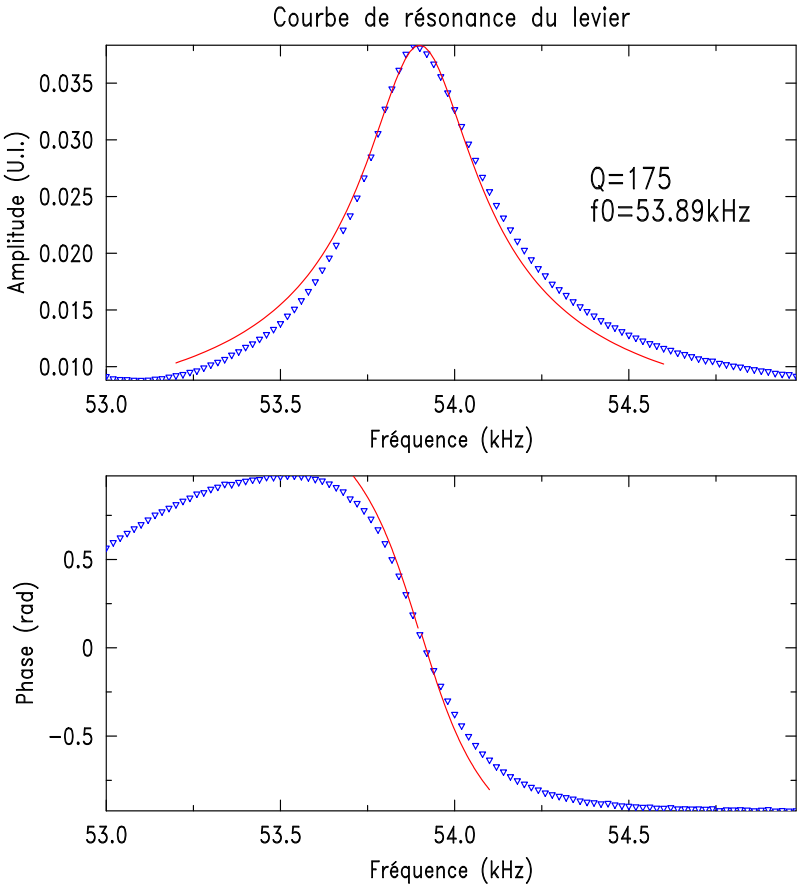


FIG. 1.2 – Courbe de résonance d'un levier de MFM Nanosensors™, les symboles correspondent aux points expérimentaux, les traits continus rouges correspondent aux équations de l'oscillateur harmonique avec Q=175 et f_0=53.89kHz. L'écart sur la courbe de phase peut s'expliquer par la présence d'une autre résonance proche avec un très faible facteur de qualité.

$$F_{min} \propto c\sqrt{\frac{w}{L}}\frac{1}{Q} \tag{1.5}$$

Pour obtenir une meilleure sensibilité, il faut donc travailler avec des leviers fins et longs possédant un facteur de qualité élevé.

1.1.2.3 Interaction avec l'échantillon

Pour inclure l'effet des forces exercées par la surface étudiée dans les équations précédentes, il suffit de considérer, comme schématisé sur la figure 1.3, que la pointe est attachée à deux ressorts : celui du levier dont nous avons fait état, mais aussi le ressort effectif modélisant l'effet des interactions avec l'échantillon, de constante de raideur équivalente $k_{ps} = \frac{\partial F_{ps}(z)}{\partial z}$ (F_{ps} étant la force totale exercée par la surface sur la pointe). La raideur de ce ressort entre pointe et surface varie en fonction de la position, il faudra donc la moyenner sur un cycle d'oscillation du levier pour que cette valeur prenne un sens constant.

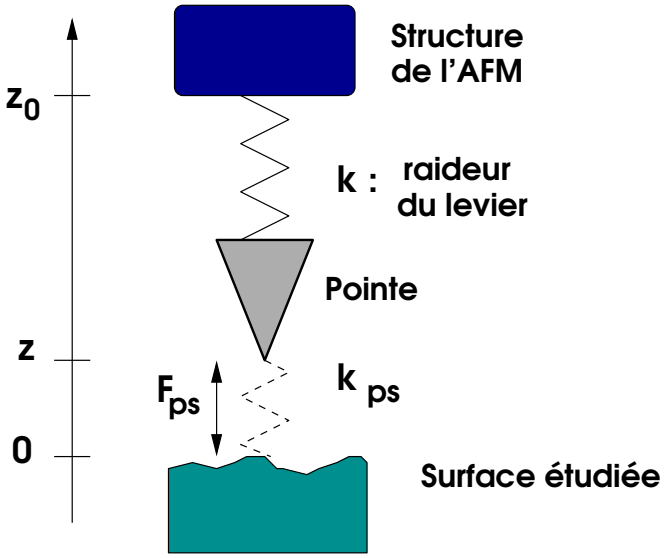


FIG. 1.3 – Représentation de l'interaction pointe/surface en considérant un ressort équivalent k_{ps} correspondant au gradient de la force d'interaction de la surface sur la pointe F_{ps}

Le système est donc soumis désormais à l'équivalent de deux ressorts en série, ce qui donne une raideur totale $k_{total} = k - k_{ps}$. Cela va conduire à un déplacement de la pulsation de résonance propre $\Delta\omega$ qui, dans l'hypothèse où ce déplacement reste négligeable devant ω_0, s'exprime par la relation :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{1}{2k}\left\langle \frac{\partial F_{es}}{\partial z} \right\rangle_{cycle} \tag{1.6}$$

$\Delta\omega$ peut être mesuré par l'intermédiaire de l'amplitude ou de la phase dans le cas du mode modulation d'amplitude ou directement dans le cas du mode modulation de fréquence. Il est essentiel de noter qu'un AFM opéré en mode oscillant ne donne accès qu'au **gradient de la force**, moyenné sur un cycle d'oscillation et pas directement à la force comme dans le cas de l'AFM opéré en mode statique.

L'autre conséquence de l'interaction de la pointe avec la surface est une modification de la dissipation d'énergie du levier : $\Gamma_{totale} = \Gamma + \Gamma_{ps}$. Celle-ci affecte directement le facteur de qualité et par voie de conséquence les variables A et Φ de l'oscillateur.

1.1.2.4 Rigidité de levier et saut au contact

Un des problèmes majeurs de la microscopie à force atomique tient dans l'existence possible de sauts de la pointe au contact lorsque les forces attractives de la surface excède la force de rappel due à la rigidité du levier. Ces sauts peuvent conduire à une destruction de l'extrémité de la pointe voire à une dégradation de l'échantillon.

Ce phénomène est assez simple à appréhender dans le cas du mode statique en considérant le profil des forces à courte portée exercées sur la pointe, de type

Lehnard-Jones, c'est ce que nous présentons sur la figure 1.4.

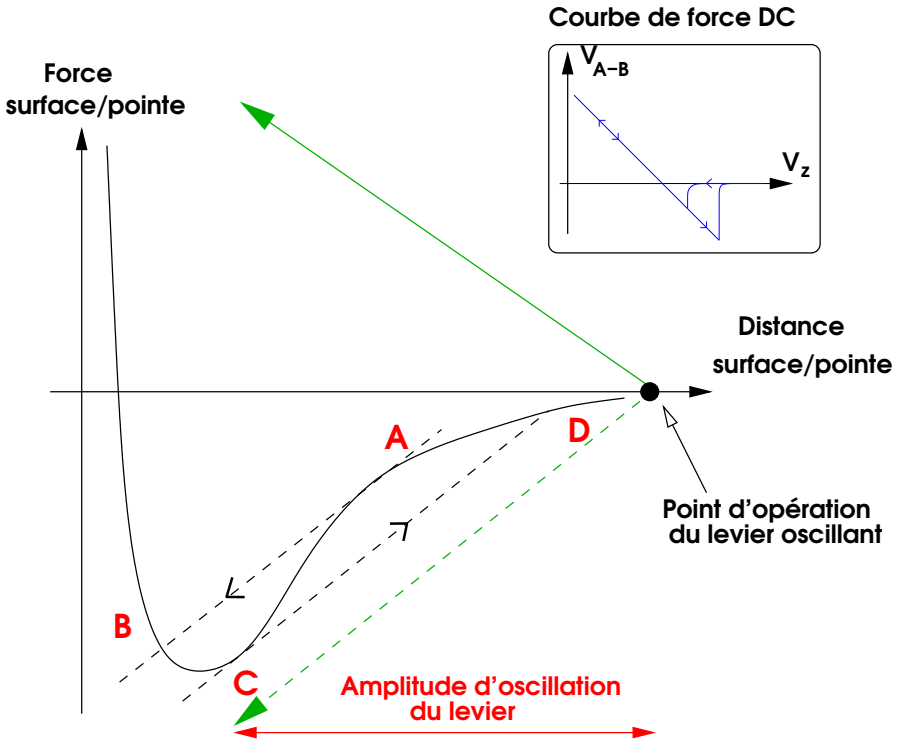


FIG. 1.4 – Forme générale des forces perçues par la pointe en fonction de sa hauteur z par rapport à la surface. Les courbes pointillées noires montrent le saut au contact dans le cas d'un levier de raideur k opéré en mode **statique**, la pente étant donné par k ; les lettres A,B et C,D marquant la position de ces sauts respectivement à l'approche et au retrait de la pointe. En insert : courbe de force obtenue en mode statique. La courbe verte continue représente la force de rappel du fait de la même raideur k du levier pour un AFM opéré en mode **oscillant**, (la courbe pointillée verte est la courbe opposée pour une meilleure comparaison). Le point d'opération est suffisamment éloigné de la surface pour que la force de rappel excède en tous points les forces d'attraction, prévenant le saut au contact.

Lorsque la pointe est approchée de la surface, elle ressent en premier lieu l'effet de forces attractives de type van der Waals. Tant que celles-ci sont contrebalancées par la raideur du levier, la déformation de la pointe et donc le signal V_{A-B} suit le profil de la courbe de force. Néanmoins, au point A, le gradient de force $\frac{\partial F_{ps}}{\partial z}$ excède k, il se produit alors une instabilité. Pour tout rapprochement supplémentaire δz de la pointe, les forces d'attraction augmentent plus rapidement que la force de rappel, le levier se déforme donc brutalement jusqu'au point B, la pente de la courbe pointillée étant donnée par la constante de raideur k du levier. C'est ce que l'on appelle le **saut au contact**. Lors du retrait de la pointe le même phénomène se produit entre les points C et D. Comme nous l'avons déjà dit, ce phénomène d'instabilité mécanique peut endommager pointes et échantillons, et ne permet pas d'explorer la partie de la courbe située entre les points A et C.

Pour résoudre ce problème on peut utiliser des pointes très rigides, vérifiant la

relation $k > |\frac{\partial F_{ps}}{\partial z}|_{\forall z}$. Cela affecte néanmoins la sensibilité de la mesure, celle-ci diminuant quand k augmente.

Une autre méthode consiste à tirer partie du mode oscillant : on voit sur la même figure 1.4-(courbes vertes), que pour des amplitudes d'oscillation suffisantes, on peut à la fois explorer la courbe $F_{ps}(z)$ jusqu'au maximum d'attraction, tout en conservant une force de rappel qui excède toujours les forces attractives : il faut pour cela se placer à un point d'opération éloigné de la surface. Le fait que le levier soit en extension permet d'augmenter sa raideur apparente et d'obtenir une bonne stabilité mécanique. Néanmoins, cet avantage est obtenu au prix d'amplitudes d'oscillations importantes, de l'ordre 10 à 100 nm, qui excèdent largement la portée des forces de surface ; par conséquent l'interprétation quantitative du signal est rendue plus difficile.

Nous allons maintenant brièvement présenter les deux modes d'opération les plus couramment utilisés en force atomique et magnétique : le mode dit de **modulation d'amplitude** (AM) et le mode dit de **modulation de fréquence** (FM).

1.1.2.5 Mode Modulation d'amplitude

Ce mode, autrement désigné *tapping-mode*, est celui le plus souvent rencontré sur les microscopes à sonde locale en mode oscillant de part sa simplicité. Son principe de fonctionnement, schématisé sur la figure 1.1, est le suivant :

- Le levier est excité à une fréquence f_{exc} proche de sa fréquence de résonance libre f_0.
- On détecte à l'aide d'un détecteur synchrone la composante à f_{exc} sur le signal des photodiodes V_{A-B}, ce qui nous donne accès aux variables internes A et ϕ du système.
- Dans le cas du mode AM asservi, l'amplitude, ou plus rarement, la phase de ce signal est comparée à la consigne, et le signal d'erreur ainsi obtenu est utilisé pour asservir la distance pointe-échantillon, par l'intermédiaire d'un PID qui ajuste la tension sur le tube piézoélectrique.

Limite des faibles amplitudes Dans la limite d'une faible amplitude d'oscillations et d'une interaction faible avec la surface, le signal de phase peut être exprimé simplement pour $\omega = \omega_0$ par l'expression :

$$\Delta\phi = -\frac{Q}{k}\left\langle \frac{\partial F_{ps}}{\partial z} \right\rangle_{cycle} \tag{1.7}$$

De même, toujours pour une excitation à la fréquence de résonance, on peut obtenir l'effet de la dissipation par une mesure de la variation d'amplitude qu'elle induit à travers le facteur de qualité.

$$\frac{\Delta A}{A}|_{f_{exc}\simeq f_0} = \frac{\Delta Q}{Q} \tag{1.8}$$

Hormis dans ce cas précis, et notamment dès qu'on va considérer les amplitudes d'oscillations réelles, l'interdépendance des degrés de liberté A et ϕ rend toute interprétation analytique du signal impossible. L'incapacité à séparer force et dissipation en condition de fonctionnement réel constitue la principale limitation du mode AM.

Courbes de forces réelles Nous avons vu au paragraphe 1.1.2.4 qu'une bonne stabilité mécanique du levier supposait en général d'utiliser des amplitudes d'oscillations importantes. Durant une période d'oscillation, la pointe va alors être soumise à des forces de valeurs très différentes, il faudra donc tenir compte de la convolution entre la courbe $F_{ps}(z)$ et la trajectoire de la pointe. Comme ces forces affectent la fréquence de résonance du levier, son amplitude d'oscillations à la fréquence d'excitation f_{exc} s'en trouve aussi modifiée. Cela affecte en retour la convolution des forces et de la trajectoire, et ainsi de suite. L'interdépendance des variables internes du levier conduit donc non seulement à un mélange des effets de force et de dissipation, mais aussi à une réponse non linéaire du levier au profil de force $F_{ps}(z)$.

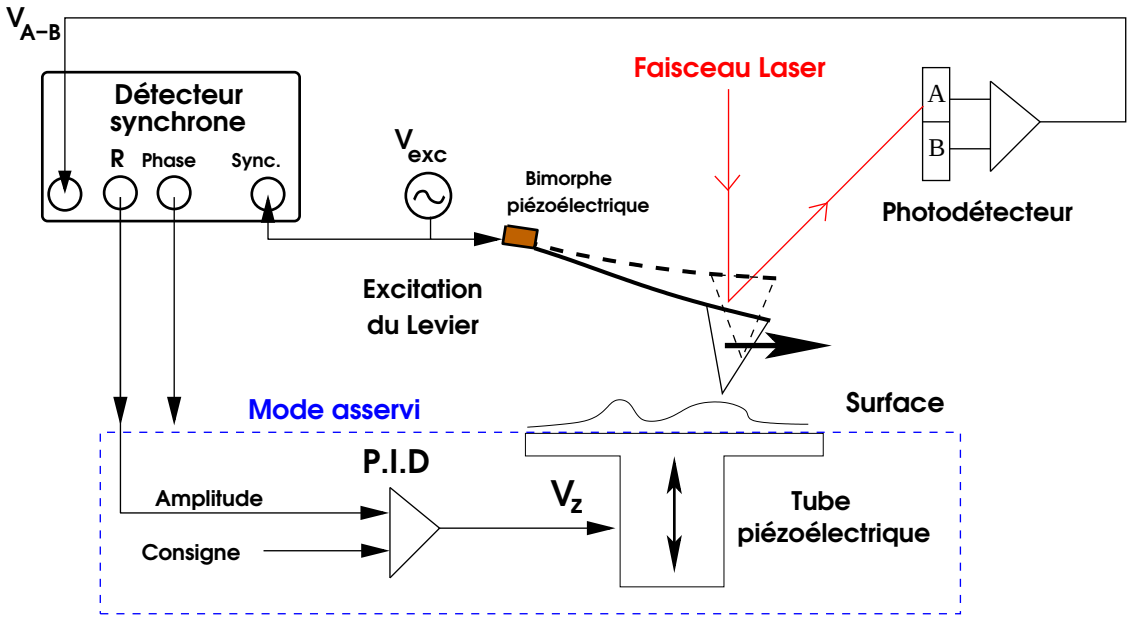


FIG. 1.5 – Principe de fonctionnement d'un AFM en mode AM. Le levier est excité, à l'aide d'un bimorphe piézoélectrique, à une fréquence proche de sa fréquence de résonance. Le module du signal synchrone sur la tension A-B est proportionnel à l'amplitude d'oscillation du bout du levier. Dans le cas d'un fonctionnement asservi, celui-ci est utilisé comme signal d'entrée pour le circuit PID qui contrôle la tension V_z envoyée sur le tube piézoélectrique.

L'étude des courbes de force expérimentales, ainsi que des simulations numériques montrent que pour une plage de position z, il existe deux régimes distincts d'oscillations bi-stables : le mode de **contact intermittent** et le mode **attractif pur**. Ce phénomène de bi-stabilité est à l'origine de l'hystérésis observée sur les courbes de force présentées sur la figure 1.6 ; il conditionne aussi le choix de la gamme de fréquences d'excitation à employer.

. Lorsque la pointe est excitée à une fréquence inférieure à la fréquence de résonance libre, $f_{exc} < f_0$: alors que la pointe est approchée, elle ne perçoit pour commencer que des forces attractives qui diminuent la fréquence de résonance et donc conduisent à une augmentation de l'amplitude. Celle-ci, à son tour conduit, à une augmentation de l'effet des forces attractives : cette instabilité conduit très vite la pointe à ressentir les effets des forces répulsives , c'est à dire à passer dans le mode de contact intermittent.

. Dans le cas d'une excitation à une fréquence supérieure : $f_{exc} > f_0$, l'effet des forces attractives est de diminuer l'amplitude, la gamme de stabilité du mode attractif pur est donc plus large. Lorsque la pointe est suffisamment rapprochée, cependant, elle finit par percevoir les forces répulsives et il se produit aussitôt une instabilité puisque le sens de variation du décalage en fréquence s'inverse. Lors du retrait de la pointe, le mode de contact intermittent subsiste beaucoup plus loin de la surface jusqu'à ce que l'effet des forces attractives dépasse celui des forces répulsives, conduisant à une réduction brutale de l'amplitude d'oscillations.

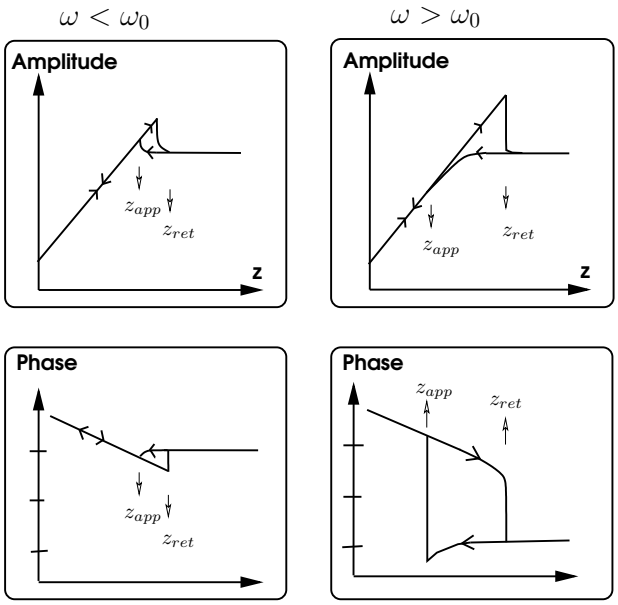


FIG. 1.6 – Courbes de force schématiques en mode AM, pour deux fréquences d'excitation inférieure et supérieure à la fréquence de résonance. z_{app} et z_{ret} indiquent respectivement la distance système/échantillon pour laquelle l'oscillation passe du mode attractif pur au mode de contact intermittent lors de l'approche et du mode de contact intermittent au mode attractif pur lors du retrait. Entre ces deux valeurs, le système est bi-stable. D'après [13]

Le mode attractif pur est beaucoup moins destructif que le mode de contact intermittent, il est donc toujours préférable de travailler à une fréquence $f_{exc} \geq f_0$. Même dans ce cas il faut régler les paramètres d'excitation et d'asservissement pour rester dans le bon mode ; la phase de l'oscillation peut être utilisée comme un bon paramètre de contrôle pour s'en assurer.

1.1.2.6 Mode Modulation de fréquence

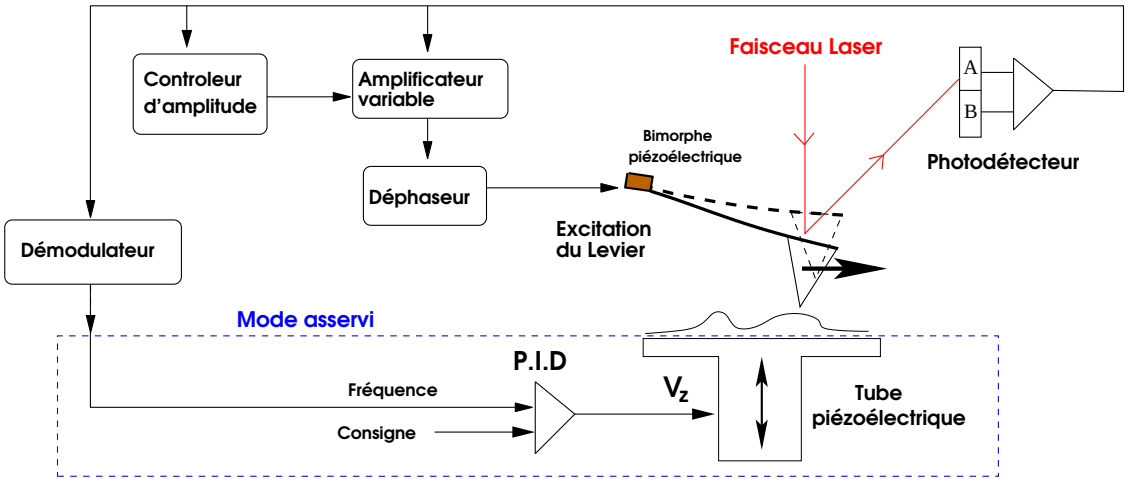


FIG. 1.7 – Principe de fonctionnement d'un AFM en mode FM. Le levier est maintenu à sa fréquence de résonance par une auto-excitation avec un déphasage de 90 °. Le contrôleur d'amplitude assure une amplitude d'oscillations constante, en modifiant l'amplification de l'auto-excitation. Le signal de contrôle est la fréquence de résonance ; elle est utilisée comme signal d'entrée pour le circuit PID qui contrôle la tension V_z envoyée sur le tube piézoélectrique.

Dans ce mode, le levier est toujours maintenu en auto-oscillation à sa fréquence de résonance, ce qui est obtenu en déphasant le signal des photodétecteurs V_{A-B} de 90° et en l'utilisant comme source d'excitation du levier. La fréquence de résonance effective du levier est mesurée en permanence par un démodulateur.

Le contrôleur d'amplitude ajuste la tension d'excitation de manière à maintenir l'amplitude d'oscillation constante ; en mesurant le gain nécessaire pour maintenir constante l'énergie de l'oscillateur, on obtient directement une mesure du facteur de qualité du levier. Les nouveaux degrés de liberté f_{res} et Q du levier sont donc parfaitement orthogonaux : c'est le grand avantage du mode modulation de fréquence.

Dans la limite linéaire on peut exprimer simplement la variation de fréquence avec la relation 1.6.

Pour des amplitudes d'oscillation importantes, on a cette fois une expression analytique du signal en fonction de la courbe de force $F_{ps}(z)$:

$$\Delta f = \frac{f_0}{\sqrt{2}\pi \cdot kA^{3/2}} \cdot \int_z^\infty \frac{F_{ps}(x)}{\sqrt{x-z}} dx$$

En mesurant Δf à différentes altitudes z, on peut donc reconstituer l'intégralité de cette courbe de force, ce qui est impossible en mode Modulation d'Amplitude.

1.2 Théorie du contraste en Microscopie à Force Magnétique

La technique de Microscopie à Force Magnétique fut dérivée directement de l'invention de l'AFM, dès l'année qui suivit [39, 48]. Son principe est en fait identique, hormis le fait que la pointe est recouverte d'un matériau magnétique et que l'interaction considérée est l'interaction dipolaire magnétique pointe/échantillon. L'image MFM est traditionnellement interprétée comme une cartographie du champ de fuite de l'échantillon, en considérant généralement que l'aimantation de pointe est modélisable par un dipôle ou un monopôle ponctuel [25][1] Il nous semble néanmoins plus pertinent de considérer, à l'instar de A. Hubert [27], que le MFM réalise une **cartographie des charges magnétiques** d'un échantillon. Nous allons de même distinguer trois catégories principales de contrastes magnétiques :

. le contraste de charges dans la limite d'une interaction faible
. le contraste de susceptibilité qui provient des modifications réversibles de la configuration magnétique de l'échantillon
. le contraste hystérétique qui provient des modifications irréversibles de cette configuration magnétique, induites par la pointe

1.2.1 Contraste de charges

Nous nous plaçons pour commencer dans la limite de l'interaction faible, c'est-à-dire dans le cas où les aimantations de la pointe et de l'échantillon peuvent être considérées comme parfaitement rigides. L'énergie d'interaction magnétique peut s'exprimer comme l'intégrale, sur le volume de la pointe, du produit du champ de fuite de l'échantillon H_e et de l'aimantation de la pointe M_p, ou réciproquement, comme l'intégrale, sur le volume de l'échantillon, du produit du champ de fuite de la pointe H_p et de l'aimantation de l'échantillon M_e :

$$E_{int} = \mu_0 \iiint_{\text{pointe}} \vec{M_p} \cdot \vec{H_e}\, dV = \mu_0 \iiint_{\text{éch.}} \vec{M_e} \cdot \vec{H_p}\, dV \tag{1.9}$$

On peut réécrire simplement ces intégrales en fonction des charges de volume ρ_e et de surface σ_e de l'échantillon et du potentiel magnétique de la pointe Φ_p défini par $\mu_0 \vec{H_p} = -\overrightarrow{\text{grad}}\Phi_p$:

$$E_{int} = \int\!\!\oint_{\text{éch.}} \sigma_e \Phi_p\, dS + \iiint_{\text{éch.}} \rho_e \Phi_p\, dV \tag{1.10}$$

Rappelons que les charges de volume et de surface de l'échantillon s'expriment à partir de l'aimantation de l'échantillon :

$$\rho_e = -\text{div}\vec{M_e} \quad \text{et} \quad \sigma_e = \vec{M_e} \cdot \vec{n}$$

où $\vec{n}$ est la normale à la surface de l'échantillon, pointant vers l'extérieur.

1. De nombreux auteurs ont aussi proposé de modéliser la pointe par des modèles de charges étendues, citons notamment S.McVitie [41] et H.J.Hug [28].

L'intérêt de la formule 1.10 par rapport son autre expression 1.9 est qu'elle est complètement scalaire ce qui facilite considérablement l'interprétation.

Nous avons vu précédemment que l'information pertinente avec un AFM en mode oscillant était le gradient des forces de surface ; ce résultat reste bien sûr vrai avec un MFM mais en considérant désormais la force d'origine magnétique. Dans la limite étudiée de l'interaction faible, les charges magnétiques de l'échantillon ne dépendent pas de la position z de la pointe, on va donc mesurer un gradient de force :

$$\frac{\partial F_{int}}{\partial z} = -\oint\!\!\!\!\!\!\int_{\text{éch.}} \sigma_e \frac{\partial^2 \Phi_p}{\partial z^2}\, dS - \iiint_{\text{éch.}} \rho_e \frac{\partial^2 \Phi_p}{\partial z^2}\, dV \tag{1.11}$$

Cette expression n'est bien sûr valide que dans la limite de faibles oscillations du levier. Les forces magnétiques étant à plus longue portée que les forces atomiques, nous considérerons par la suite que cette condition est toujours vérifiée.

1.2.1.1 Potentiel scalaire de la pointe

L'équation 1.11 nous apprend que l'image MFM obtenue en mode oscillant, sera en fait le produit de convolution de la dérivée seconde du potentiel $\frac{\partial^2 \Phi_p}{\partial z^2}$ de la pointe par les charges de volume et de surface de l'échantillon balayé. L'extension latérale au niveau de l'échantillon de $\frac{\partial^2 \Phi_p}{\partial z^2}$ va donc imposer la résolution spatiale de l'image. Une bonne caractérisation du potentiel magnétique de la pointe est donc nécessaire pour avoir une bonne base de compréhension des images MFM.

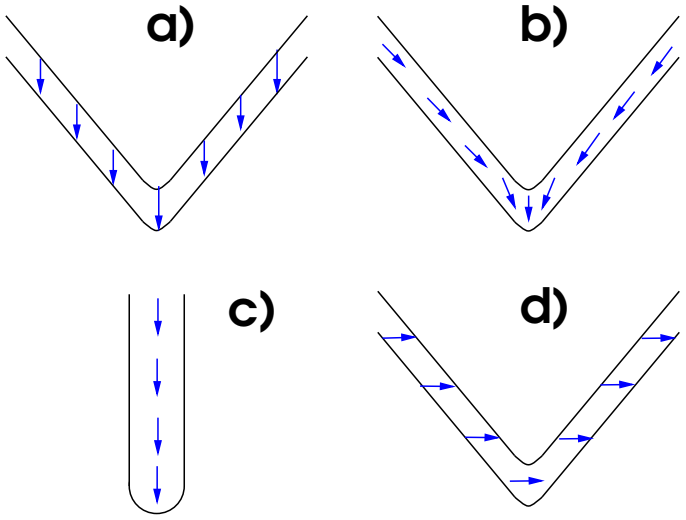


Fig. 1.8 – Formes de pointes magnétiques et leurs configurations, considérées par Hubert dans [27] pour le calcul du potentiel scalaire et ses dérivées. a) : Dépôt sur pointe conique à aimantation verticale et saturée. b) Dépôt sur pointe conique à aimantation non saturée. c) Pointe allongée. d) Dépôt sur pointe conique à aimantation saturée latéralement.

Il est possible [27, 26] de modéliser le potentiel scalaire pour les différents types de pointes couramment employées et que nous présentons sur la figure 1.8. Les pointes aimantées parallèlement à leur axe facile (pointes a) b)et c) sur la figure 1.8)

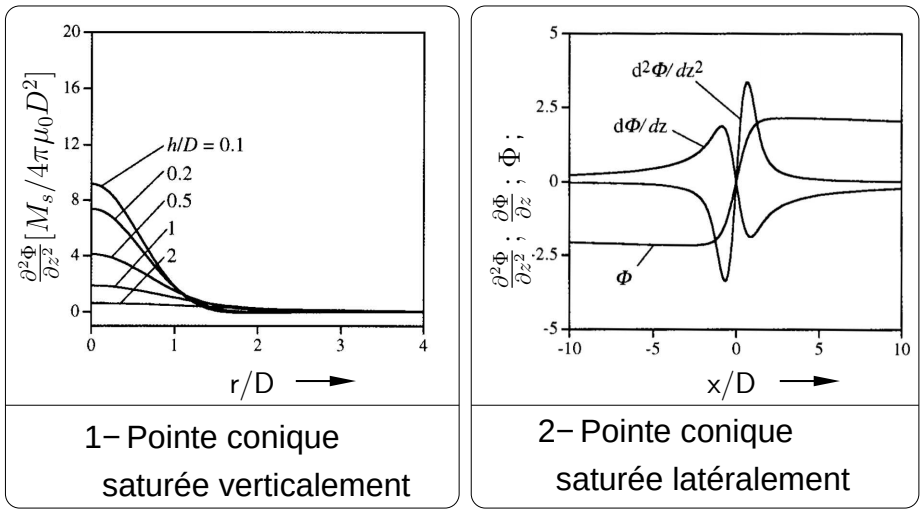


FIG. 1.9 – Potentiels magnétiques et ses dérivées pour différentes aimantations d'une pointe conique arrondie. 1 - Dérivée seconde du potentiel d'une pointe de type a) saturée perpendiculairement à la surface, en fonction de la distance radiale r à son axe de révolution et calculée à différentes hauteurs h. D est l'épaisseur de couche magnétique déposée sur la pointe. 2 - Potentiel magnétique et ses dérivées pour une pointe aimantée latéralement suivant la direction x, calculés à une hauteur $h/D = 0{,}1$.D'après [27]

présentent des dérivées de potentiel $\frac{\partial \Phi_p}{\partial z}$ de formes similaires ; c'est surtout leur largeur à mi-hauteur qui varie. La pointe c) donne la largeur la plus faible à épaisseur de matériau magnétique constant.

Dans le cas du mode oscillant, les paramètres pertinents sont les largeurs caractéristiques de la dérivée **seconde** de potentiel $\frac{\partial^2 \Phi_p}{\partial z^2}$. De manière intéressante, celles-ci deviennent indiscernables pour les divers types de pointe (en considérant à chaque fois la même épaisseur D de dépôt magnétique) et sont plus faibles que dans le cas des dérivées premières.

On peut voir sur la figure 1.9 que ces largeurs caractéristiques sont de l'ordre de l'épaisseur de dépôt magnétique D pour le cas usuel d'une distance pointe/échantillon proche de D.

Le fonctionnement en mode oscillant offre donc théoriquement l'avantage d'une meilleure résolution et d'une interprétation du signal peu dépendante du type de pointe utilisée.

1.2.1.2 Échantillons à aimantation perpendiculaire

En Microscopie à Force Magnétique, le contraste de charges le plus simple à interpréter concerne l'imagerie des échantillons présentant une forte anisotropie perpendiculaire, par exemple certains grenats dont nous parlerons au chapitre 2, mais aussi la phase $L1_0$ de l'alliage Fer-Palladium [34]. Dans ces divers cas, le contraste a pour origine les charges de surfaces :

$$\sigma_e = \vec{M}_e \cdot \vec{n} = M_s|_e$$

$M_s|_e$ étant l'aimantation à saturation de l'échantillon magnétique. Pour des échantillons dont l'épaisseur d est supérieure à la distance caractéristique de décroissance de $\frac{\partial^2 \Phi_p}{\partial z^2}$ avec la hauteur z, on va pouvoir considérer que l'effet des charges de la surface inférieure est négligeable. L'image MFM obtenue sera alors simplement une cartographie de la composante M_z de l'aimantation normale à la surface supérieure (convoluée bien sûr par la dérivée seconde du potentiel de la pointe).

Si la couche magnétique est beaucoup plus fine que la distance caractéristique de décroissance, il faut prendre en compte l'effet des charges de la surface inférieure, et celles-ci étant opposées, comme schématisé sur la figure 1.10, le signal va s'en trouver réduit. Dans la limite où l'extension latérale d'un domaine magnétique peut être considérée comme infinie comparée aux autres longueurs caractéristiques (comme l'épaisseur de la couche magnétique, ou la largeur caractéristique de $\frac{\partial^2 \Phi_p}{\partial z^2}$), on arrive à une complète disparition du signal, l'effet des charges opposées s'annulant [27]. Cette prédiction se comprend aussi avec la formulation 1.9 de l'énergie d'interaction : le champ de fuite d'une couche continue, considérée comme infinie et aimantée perpendiculairement étant nul, il ne peut y avoir d'interaction avec la pointe, et donc pas de contraste MFM. Nous verrons cependant au paragraphe 1.2.2, que l'on peut expliquer l'existence d'un contraste de domaines dans ces couches ultra-minces, par des considérations de susceptibilité de l'échantillon.

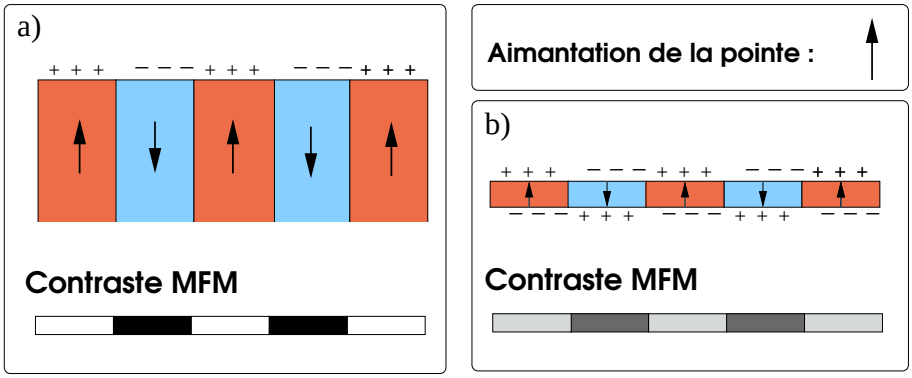


FIG. 1.10 – Configurations magnétiques et contraste MFM résultant, dans le cas de domaines magnétiques à aimantation perpendiculaire et une pointe orientée vers le haut. a) Pour une couche magnétique épaisse. b) Pour une couche magnétique fine par rapport à longueur de décroissance de $\frac{\partial^2 \Phi_p}{\partial z^2}$. Un contraste clair correspond par convention à une interaction attractive soit $\frac{\partial F_{int}}{\partial z} > 0$.

1.2.1.3 Échantillons à aimantation planaire

Dans le cas d'échantillons magnétiques dont l'aimantation est planaire, ce sont les charges de volume $\rho_e = -\text{div}\vec{M}_e$ qui vont représenter la contribution principale au contraste[2]. L'exemple typique d'un tel contraste de charges de volume se trouve

2. Toutefois, pour des structures magnétiques lithographiées et sous champ, il va apparaître aussi des charges sur les surfaces latérales.

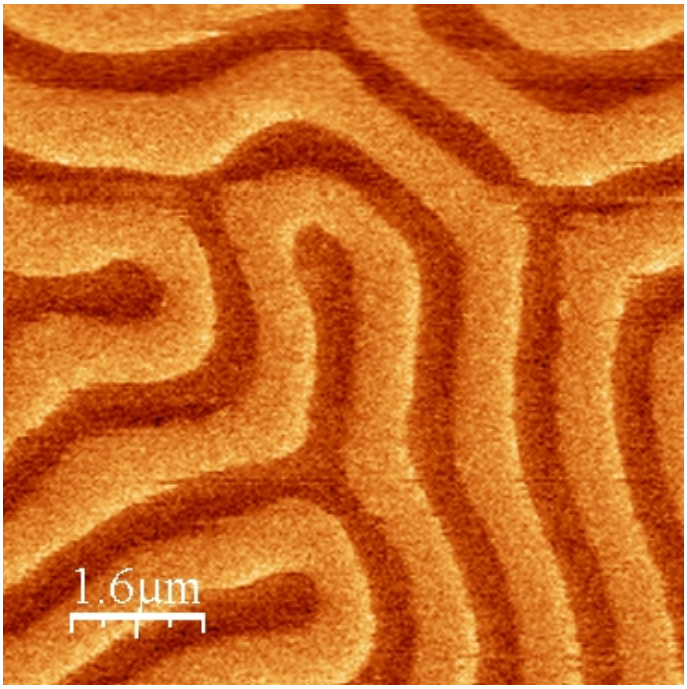


FIG. 1.11 – Domaines magnétiques labyrinthiques dans un grenat à aimantation perpendiculaire, observés avec une pointe de faible aimantation. Les zones claires correspondent aux charges de surface sur les domaines orientés parallèlement à l'aimantation de la pointe.

dans l'observation des structures microniques dans l'alliage $Ni_{80}Fe_{20}$ ou Permalloy. Il a été montré [27] qu'il avait un très bon accord entre les images MFM théoriques de carrés de Permalloy de 2 microns de côté et la distribution des charges de volume simulée numériquement à l'aide d'un code de calcul micromagnétique. La configuration magnétique est celle d'une fermeture de flux en quatre domaines ou structure de Landau. Une comparaison avec des mesures expérimentales est présentée sur la figure 1.12.

Notons que les parois de domaine du Permalloy sont légèrement déformées dans l'image MFM, ce qui montre qu'il se produit une interaction entre pointe et échantillon, comme décrit dans [21] et dont nous reparlerons. Néanmoins l'essentiel du contraste est bien attribuable à une image des charges magnétiques du Permalloy.

1.2.1.4 Analyse quantitative des mesures MFM

L'analyse quantitative des résultats obtenus en Microscopie à Force Magnétique a constitué depuis son invention, une tâche particulièrement ardue. Cela tient d'abord à la difficulté de s'affranchir des forces à courte portée d'origine non magnétique, ce qui suppose en fait une surface plane et sans impuretés. Ensuite, remplir la condition de faible oscillation limite le rapport signal sur bruit de la mesure et rend possible des sauts au contact. Il faut enfin parfaitement connaître le potentiel de la pointe utilisée, ce qui suppose de le mesurer précisément, par exemple en imageant un

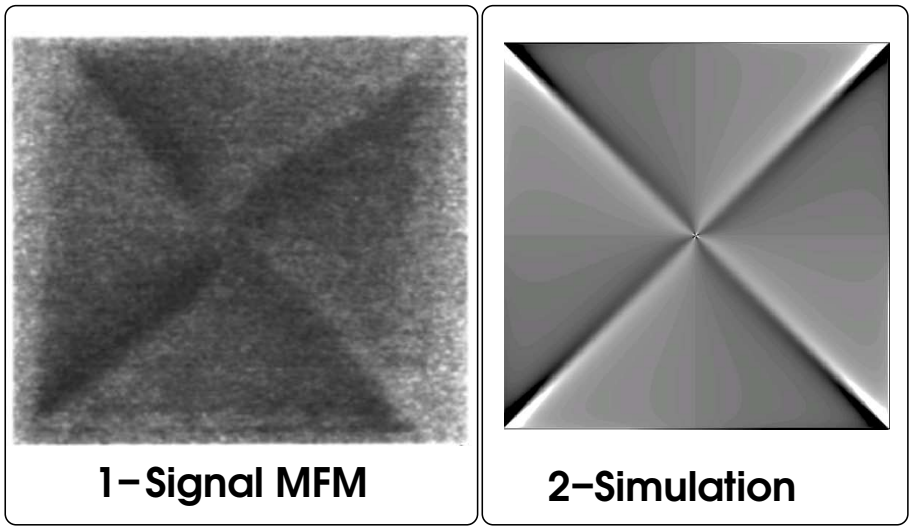


FIG. 1.12 – Images MFM d'un carré de Permalloy de 2μm×2 μm×16nm. 1-Image MFM avec une hauteur de balayage h de 45 nm, repris de [21]. 2-Simulation micromagnétique OOMMF, avec des cellules de dimension latérale de 4 nm. La divergence de l'aimantation, correspondant aux charges de volume, est représentée.

défaut magnétique ponctuel sur une couche mince de Fer-Palladium[3]. Du fait des faibles dimensions d'une pointe MFM il est impossible d'obtenir une très bonne reproductibilité du processus de fabrication, le processus de caractérisation devra donc être réalisé pour chaque pointe..

Hug *et al.* ont proposé une méthode permettant de calibrer directement la pointe en réalisant l'image MFM d'un échantillon à aimantation perpendiculaire aimanté uniformément dans l'épaisseur [28, 57]. Leur procédure de calibration est la suivante :

- A partir de l'image MFM obtenue, on déduit la configuration magnétique de l'échantillon en discriminant deux contrastes et en les attribuant aux deux orientations possibles de l'aimantation.
- A partir de la configuration en domaines, on déduit le champ de fuite de l'échantillon et sa dérivée $\frac{\partial H_e}{\partial z}$, que l'on exprime dans l'espace de Fourier pour simplifier le traitement numérique.
- Sachant que le signal MFM peut aussi être exprimé par une relation dérivée de l'équation 1.9 :

$$\frac{\partial F_{int}}{\partial z} = \iiint_{\text{pointe}} \vec{M}_p \cdot \frac{\partial \vec{H}_e}{\partial z}\, dV \tag{1.12}$$

  on peut déconvoluer à partir de l'image MFM obtenue, l'équivalent d'une fonction de réponse magnétique de la pointe.

Ce processus peut ensuite être répété plusieurs fois, en utilisant la nouvelle fonction de réponse de la pointe pour améliorer la discrimination de la structure en domaines de l'échantillon. On obtient ainsi une bonne calibration de la pointe, que l'on peut ensuite utiliser pour obtenir qualitativement l'aimantation d'autres échantillons

3. Cela a aussi été réalisé sur des pointes commerciales Nanosensors, notamment en microscopie de Lorentz [41] et en mesurant imageant le champ de fuite de microbobines de courant [37].

à partir de leur image MFM. Cette méthode a été utilisée avec succès notamment pour la mesure de la quantité de spins non compensés à l'interface antiferromagnétique(AF)/ferromagnétique(FM) CoO/Co [31].

1.2.2 Contraste de susceptibilité

1.2.2.1 Effet des charges magnétiques images

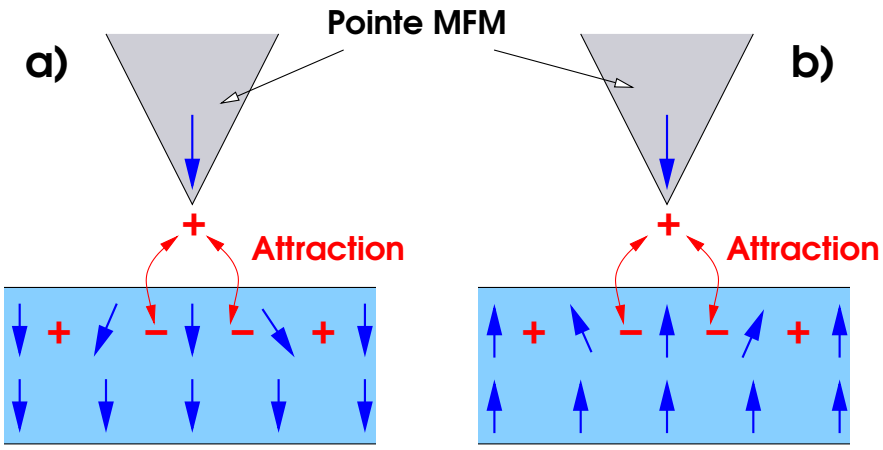


FIG. 1.13 – Charges images de volume (en rouge) induites par la pointe dans une couche magnétique d'aimantation parallèle (a) et anti-parallèle (b) à celle de la pointe. Dans les deux cas l'interaction résultante est **attractive**, elle le serait toujours en renversant l'aimantation de la pointe.

Nous allons désigner *Contraste de Susceptibilité* la composante d'une image MFM qui provient des charges induites, de manière réversible, par le champ de fuite de la pointe dans l'échantillon. Sur la figure 1.13 est schématisée la formation de charges induites par la pointe dans une couche magnétique ou **charges images**. Leur extension verticale est limitée par celle du champ de fuite de la pointe et par la façon dont ce champ de fuite est écranté ; elles vont donc jouer *a priori* un rôle plus important dans les couches magnétiques de faible épaisseur.

L'attraction pointe-échantillon conduit toujours au premier ordre à l'existence d'un biais **attractif** sur le signal MFM lorsqu'on image des matériaux magnétiques, quelles que soient les orientations relatives des aimantations de la pointe et de la couche.

Afin de réaliser une analyse plus quantitative, on peut réexprimer les équations précédentes en tenant compte cette fois de la variation des charges magnétiques de l'échantillon en fonction de la position de la pointe. Nous nous limiterons au cas des charges de volume. L'équation 1.11 devient :

$$\frac{\partial F_{int}}{\partial z} = -\iiint_{\text{éch.}} \rho_e \frac{\partial^2 \Phi_p}{\partial z^2}\, dV - \iiint_{\text{éch.}} \frac{\partial \Phi_p}{\partial z} \frac{\delta \rho_e}{\delta z}\, dV \qquad (1.13)$$

où $\frac{\delta \rho_e}{\delta z}$ est la variation des charges de volume induite par un déplacement δz de la pointe par rapport à l'échantillon. Cette valeur est très délicate à obtenir car elle

dépend à la fois de la configuration magnétique de l'échantillon et du potentiel de la pointe.

Le cas du carré micronique de Permalloy présentant une structure de Landau peut être repris, en considérant ce type d'une influence forte de la pointe. Thiaville *et al.* [21] ont réalisé l'image MFM d'un carré de 2×2 μm^2 ; on constate que pour une faible distance de vol, la structure de Landau théorique apparaît déformée. Ceci s'explique par l'interaction entre les charges de volume associées aux parois, et les charges images de la pointe. Lorsque l'aimantation de la pointe est inversée, l'effet de déformation est opposé : les parois précédemment attirées sont maintenant repoussées puisque les charges images sont du signe opposé. Les auteurs ont réalisé des simulations numériques confirmant cette explication, en considérant le champ de fuite d'une pointe modélisée par un monopole magnétique, et en réalisant la simulation des charges de volume pour différentes positions de la pointe, dans la plan (x,y) parallèle à la surface l'échantillon mais aussi en z. Cela leur permet de calculer $\frac{\partial \rho_e}{\partial z}|_{x,y}$. Ils sont parvenus ainsi à expliciter parfaitement le profil MFM obtenu.

Il est à noter que la meilleure façon d'extraire dans une image MFM les contrastes de différentes origines est de réaliser deux images de la même zone de l'échantillon avec des aimantations opposées de la pointe, puis de soustraire ou d'additionner les résultats ce qui donne respectivement le contraste de charge et le contraste de susceptibilité [4].

1.2.2.2 Couches ultra-minces à aimantation perpendiculaire

Pour le cas des couches ultra-minces à aimantation perpendiculaire, nous avons déjà expliqué pourquoi une imagerie de charges ne devrait pas conduire à un contraste de domaines. Un tel contraste a pourtant déjà été observé dans des couches ultra-minces de cobalt [5], nous proposons donc ici une explication basée sur le modèle d'Abraham et McDonald [2].

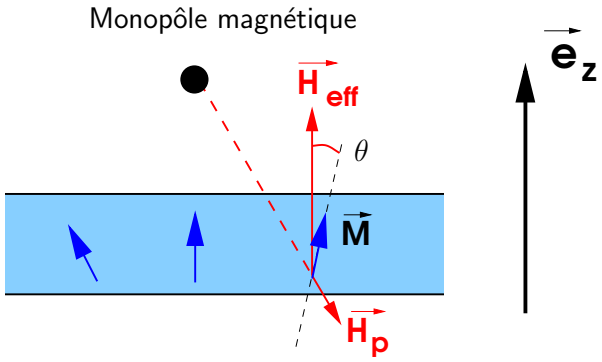


FIG. 1.14 – Perturbation induite par une pointe magnétique (modélisée par un monopôle) sur un échantillon à aimantation perpendiculaire dans le cadre du modèle de Abraham et McDonald.

Considérons une couche magnétique ultra-mince, d'anisotropie perpendiculaire effective $K_{eff} > 0$, qui perçoit le champ magnétique $\vec{H}_p$ de la pointe, suffisant pour

4. A condition toutefois que le contraste de susceptibilité soit au premier ordre et pas au second, comme présenté au paragraphe 1.2.2.2 dans le cas des couches ultra-minces

perturber son aimantation mais négligeable devant le champ d'anisotropie $H_{eff} = 2K_{eff}/\mu_0 M_e$. En négligeant le terme d'échange, l'énergie volumique s'exprime alors :

$$w = -\mu_0 \vec{M}_e \cdot \vec{H}_p + K_{eff} \sin^2 \theta$$

où θ est l'angle formé entre l'aimantation $\vec{M}_e$ et l'axe d'anisotropie $\vec{e_z}$. On va considérer les faibles perturbations et se placer dans le cas où l'aimantation est orientée vers la pointe, on peut donc réecrire la valeur locale de l'énergie sous la forme suivante :

$$w = 2K_{eff} - \left(\mu_0 \vec{M}_e \cdot (\vec{H}_p + H_{eff}\vec{e_z})\right)$$

L'aimantation va donc s'aligner localement avec le vecteur $\vec{H}_p + H_{eff}\vec{e_z}$ pour minimiser l'énergie.

Lorsqu'on intègre cet effet sur tout le volume de l'échantillon, on obtient une expression analytique pour le gradient de force exercé sur la pointe située à une hauteur z de la surface, du fait des charges induites par la courbure de l'aimantation :

$$\frac{\partial F_{ps}}{\partial z} = \mu_0 M_e H_{eff} \alpha^2 d \left(\frac{3}{8z^4} \mp \frac{2}{7}\frac{\alpha}{z^6}\right) \tag{1.14}$$

avec d l'épaisseur de la couche et $\alpha = M_e A_m / K_{eff}$ (A_m étant la valeur du monopôle magnétique simulant la pointe). Le terme de droite dans la parenthèse est négatif lorsque pointe et échantillon ont des aimantations alignées, positif dans le cas contraire.

. Le terme en $1/z^4$ ne dépend pas des directions d'aimantation relatives de la pointe et de l'échantillon. Il s'agit en fait du terme attractif dû aux charges images que nous avions décrit qualitativement sur la figure 1.13.

. Le terme en $1/z^6$ change par contre de signe lorsqu'on inverse l'aimantation de la pointe ou de l'échantillon. Il peut donc expliquer l'existence du contraste de domaine observé dans ce type de couches ultra-minces. Comme décrit sur la figure 1.15, on peut interpréter cet effet comme une diminution des charges de surface induite par l'apparition d'un angle α.

Néanmoins, il faut remarquer que le signe du gradient de force est tel que les domaines alignés parallèlement à l'aimantation de la pointe conduisent à un signal MFM moins attractif que les domaines alignés antiparallèlement, ce qui est contraire aux observations que nous avons réalisées dans des microstructures de Pt/Co/Pt, comme nous le verrons au chapitre 4.

1.2.3 Contraste d'hystérésis

Cette dernière catégorie de contraste a pour origine des phénomènes irréversibles affectant l'aimantation de la pointe ou de l'échantillon. On peut citer par exemple les phénomènes de nucléation/annihilation de domaine et de dépiégeage de paroi. Il existe aussi de nombreux processus dissipant l'énergie magnétique mais répétables et donc susceptible d'être exploités. Nous avons déjà indiqué au paragraphe 1.1.2.6 qu'il était possible d'avoir accès au signal d'origine purement dissipative en utilisant le mode oscillant-FM. Cette technique a été proposée par Grütter *et al.* [24] et a

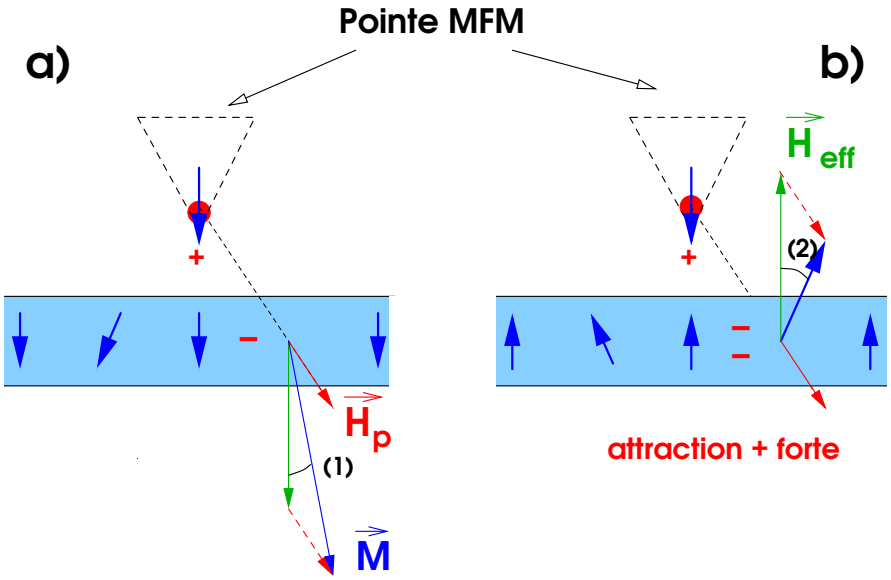


FIG. 1.15 – Influence au second ordre de la pointe sur des couches à aimantation perpendiculaire. On constate que l'angle (2) est plus grand que l'angle (1). Les charges de volume sont donc plus importantes dans le cas où les aimantations de la pointe et de la couche sont opposées (b), ce qui conduit à un signal plus attractif que dans le cas d'aimantations parallèles (a).

aussi été utilisée pour observer la dissipation au niveau des parois de domaines de grenats à aimantation perpendiculaire [45]. La compréhension de ces phénomènes reste très délicate, et la limite de forte interaction doit donc, en règle générale, être évitée au maximum. Elle peut néanmoins représenter un intérêt spécifique, par exemple en combinaison avec des mesures locales de transport, qui apportent des informations complémentaires à l'imagerie MFM. Nous verrons ainsi au chapitre 2 comment la pointe peut être utilisée comme un excitateur magnétique local des parois d'un grenat ferrimagnétique.

1.3 Développement d'un Microscope à Force Magnétique sous champ

Afin de pouvoir étudier l'effet des hétérogénéités magnétiques sur le transport électrique, il est apparu nécessaire de développer un dispositif original combinant à la fois imagerie MFM, mesures de transport électriques dans des micro ou nanostructures et application d'un champ magnétique extérieur permettant de contrôler les configurations magnétiques des échantillons. La réalisation de ces objectifs impose des conditions strictes, d'abord sur les matériaux utilisés pour la conception du microscope qui doivent être aussi peu magnétiques que possible, mais aussi en terme d'encombrement spatial, puisque toutes les fonctions traditionnelles d'un MFM doivent tenir dans l'entrefer d'un électroaimant. Nous disposions déjà dans le laboratoire d'un microscope à force atomique/magnétique mis au point par Olivier Klein, que nous avons donc pu adapter pour nos usages spécifiques. Nous utilisons une électronique de contrôle `Nanoscope` de DIGITAL INTRUMENTS. Les deux grands axes du développement effectué ont donc été la réalisation d'un nouveau système de positionnement pointe/échantillon et le dispositif d'insertion dans un électroaimant.

1.3.1 Mode MFM utilisé

Le mode MFM que nous avons utilisé est le mode oscillant en modulation d'amplitude, le plus simple à mettre en oeuvre. Les mesures AFM seront en outre réalisées en mode *interleave/lift* géré par l'Électronique de contrôle `Nanoscope` de *Digital Instruments*.

Ce mode *interleave* consiste à réaliser pour chaque ligne de l'image deux balayages consécutifs :

. Pour le premier passage, le tube piézoélectrique est asservi de manière à maintenir l'amplitude d'oscillation de la pointe constante : cela nous permet d'obtenir le profil topographique de l'échantillon dans l'hypothèse où les forces à courtes portée non magnétiques ne varient pas trop entre les différents surfaces.

. Lors du deuxième passage, le tube piézoélectrique est commandé de façon à reproduire le profil déjà enregistré, mais avec une hauteur pointe-échantillon augmentée d'une valeur choisie par l'opérateur. Cette hauteur est appelée la hauteur de vol h.

Cela permet de s'affranchir du signal d'origine topographique. En fait nous savons que la hauteur réelle pointe-échantillon sera différente de cette consigne h, puisque l'amplitude d'oscillation va augmenter lorsque l'on va éloigner la pointe (nous travaillons à $f_{exc} \geq f_0$), et que des fortes variations sur la topographie peuvent conduire à des artefacts sur les images de phase MFM.

Durant le deuxième balayage, le signal enregistré sera le signal de phase, celui-ci ayant l'avantage d'être une fonction monotone en fonction de $\frac{\partial F_{ps}}{\partial z}$ pour toutes les fréquences d'excitation, ce qui garantie toujours une bonne polarité du signal.

Notre MFM est opéré à une fréquence d'excitation telle que le levier oscille à sa fréquence de résonance durant le balayage non asservi enregistrant le signal magnétique. La sensibilité de la phase est alors maximale à $f_{exc} = f_{res}$ et s'exprime, dans la limite des faibles amplitudes d'oscillation, comme :

$$-\Delta\phi = -\frac{Q}{k}\left(\frac{\partial F_{ps}}{\partial z}\right)$$

En outre, nous avons vu que travailler proche de f_{res} permet de réaliser qualitativement une séparation entre les contrastes de charges et de susceptibilité mesurés surtout par la phase, et le contraste de dissipation surtout visible sur l'amplitude d'oscillation.

Nous mesurons l'opposé du signal de phase du détecteur synchrone de manière à ce qu'un **signal positif** corresponde à une **interaction pointe-échantillon attractive**. Par la suite les domaines à aimantation perpendiculaire apparaissant en clair sur les images MFM correspondront donc toujours à une direction d'aimantation parallèle à celle de la pointe, du moins dans le cadre d'un contraste de charges.

1.3.2 Système de positionnement

Pour pouvoir imager des structures magnétiques individuellement, il faut pouvoir balayer la pointe sur la surface de manière précise, reproductible et linéaire : cette fonction est assurée par des tubes piézoélectriques. D'autre part il faut être à même de placer précisément la pointe au dessus de la structure, avec une précision supérieure à la taille maximale du balayage : c'est le rôle dévolu dans notre dispositif aux moteurs piézoélectriques.

1.3.2.1 Balayage micrométrique avec tubes piézoélectriques

La figure 1.16 indique le principe retenu pour le balayage micrométrique pointe-échantillon. Notre système est constitué de deux cylindres piézoélectriques imbriqués, dont les axes piézoélectriques sont disposés de manière à convertir une tension appliquée entre les faces extérieur et intérieur en élongation verticale.

Sur le cylindre extérieur, les tensions V_z et $-V_z$ sont appliquées uniformément sur les électrodes intérieure et extérieure, elles contrôlent donc la position verticale de l'échantillon. Au contraire, le tube intérieur est segmenté en quatre parties sur lesquelles on applique des tensions V_x, $-V_x$, V_y et $-V_y$, l'électrode centrale étant à la masse. L'élongation d'un côté du tube, accompagnée de la contraction du côté opposé conduit à un déplacement latéral du porte-échantillon, comme décrit sur la figure 1.17-b).

Ce système de déplacement permet une amplitude de balayage limitée dans notre cas à $\pm 20\mu$m dans chaque direction latérale, et à $\pm 3\mu$m verticalement. Ces valeurs dépendent de la longueur et de l'épaisseur des tubes et des constantes piézoélectriques des céramiques utilisées. Nous avons choisi ce système de double tube afin de gagner en débattement vertical tout en conservant un faible encombrement. L'utilisation d'un tube piézoélectrique pour le balayage induit des non-linéarités dans la fonction de la position en fonction des tensions appliquées. Cet aspect peut néanmoins être corrigé sur le système `Nanoscope` par une procédure de calibration spécifique.

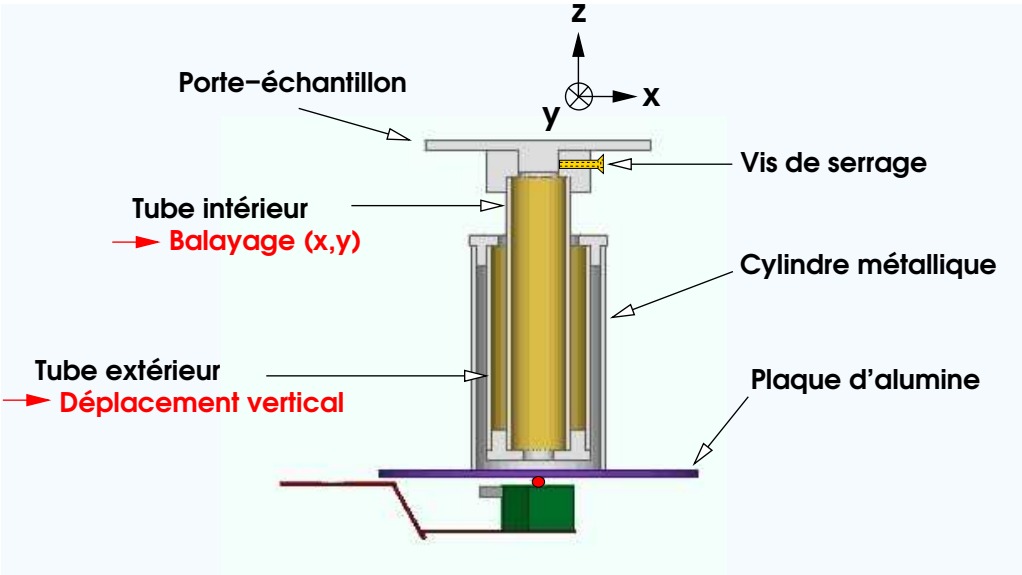


FIG. 1.16 – Vue schématique en coupe des tubes piézoélectriques assurant les balayages micrométriques (x,y) et z.

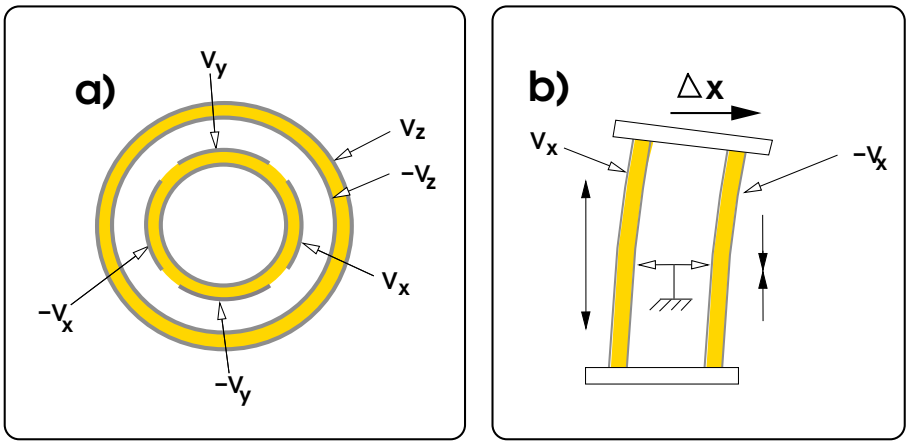


FIG. 1.17 – Schéma de principe des tubes piézoléctriques. a) Vue de dessus des deux tubes avec électrodes et branchements électriques. b) Principe du déplacement latéral avec un tube segmenté.

1.3.2.2 Moteurs piézoélectriques

Ces moteurs sont nécessaires pour le positionnement sous la pointe des nanostructures à observer ; l'utilisation de moteurs pas à pas traditionnels étant impossible parce qu'ils sont intrinsèquement magnétiques, nous avons utilisé des moteurs dont le principe de fonctionnement repose sur le phénomène de *stick-slip*. Les tubes piézoélectriques de balayage, portant le porte-échantillon, sont collés sur une plaque d'alumine. C'est cet ensemble que les moteurs font bouger, la pointe restant toujours fixe.

La plaque d'alumine est donc fixée, comme il est représenté sur la figure 1.18, entre quatre sphère de rubis que portent des empilements piézoélectriques : trois au dessus et un en dessous porté par une plaque métallique en précontrainte. Cela assure que la plaque reste dans un plan à une altitude z fixée.

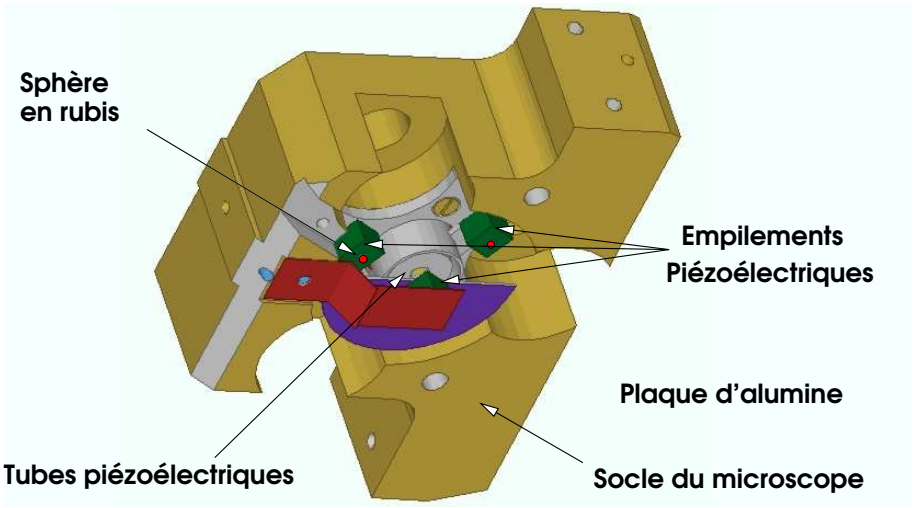


FIG. 1.18 – Vue schématique du dessous du socle du microscope. Les empilements piézoélectriques (représentés en vert) assurent le positionnement de la plaque d'alumine portant l'échantillon par rapport à la pointe, par un principe de *stick-slip*.

Une rotation de la plaque autour de l'axe z est empêchée par un système dit ortho-contraigneur, constitué d'un cylindre coudé à angle droit coulissant dans des pièces orthogonales ajustées, et non représenté sur la figure. Les deux degrés de liberté possibles de la plaque sont donc les translations suivant x et y, qui reposent sur les empilements piézoélectriques. Ceux-ci sont constitués de deux céramiques piézoélectriques, ayant des axes décalés de 90 °autour de l'axe z, et délimités par trois électrodes, (*cf* la figure 1.19). On applique entre deux électrodes une rampe de tension lente, typiquement de quelques dixièmes de millisecondes, ce qui déplace la sphère de rubis par rapport au support (1.19-2). La plaque est entraînée par ce mouvement lent. On coupe ensuite brutalement (en une fraction de microseconde) la tension appliquée, ce qui ramène les sphère de rubis à leur position d'origine. L'ensemble {plaque +les tubes piézoélectriques} dont la fréquence de résonance mécanique est beaucoup plus basse que celle des empilements piézoélectriques, ne répond pas à cette excitation à haute fréquence : il reste à la même position. Au cours d'un cycle la plaque s'est donc déplacée d'une fraction de micron correspondant

au débattement des empilements piézoélectriques. En répétant l'opération un grand nombre de fois on peut déplacer rapidement l'échantillon par rapport à la pointe sur un millimètre. L'amplitude du mouvement est en fait limitée à ± 1 mm uniquement par le socle du microscope qui bloque le déplacement des tubes.

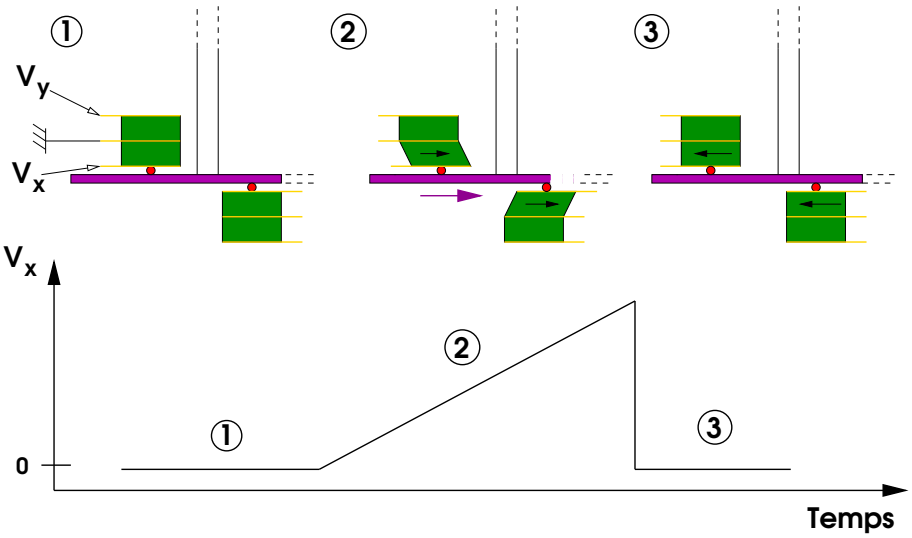


FIG. 1.19 – Principe de fonctionnement des moteurs piézoélectriques. La plaque d'alumine (en violet) est serrée par les sphères de rubis portées par des empilements piézoélectriques (1). Lorsqu'on applique une rampe de tension V_x sur les céramiques piézoélectriques, celles-ci se déplacent en entraînant la plaque (2). La tension est ensuite coupée brutalement se qui ramène les sphères de rubis à leur position originelle mais sans déplacer la plaque. Cet incrément de translation est répété pour effectuer le déplacement. en dessous trace de la tension appliquée au cours du cycle.

Les tensions de commande, de plusieurs centaines de volts, sont générées par un contrôleur commercial *Omicron*. L'opérateur effectue l'alignement point/échantillons avec un contrôle optique à l'aide d'une monoculaire.

1.3.3 Microscope à Force Magnétique sous champ

1.3.3.1 Motivations

Pouvoir appliquer un champ magnétique extérieur important est un atout considérable lorsqu'on réalise de la Microscopie à Force Magnétique. Cela permet bien sûr d'imager les configurations magnétiques d'un échantillon sur différents points de sa courbe d'aimantation $\vec{M} = f(\vec{H})$ au lieu de se contenter de l'observation du seul état rémanent. Cela a déjà été réalisé, par exemple dans notre groupe sur des couches minces de Fer-Palladium [34] mais pour des champs magnétiques appliqués plus faibles.

Couplée avec des mesures de transport électrique dans des nanostructures, cette capacité prend encore une autre dimension car on peut tout à la fois modifier la configuration magnétique de l'échantillon, observer la nouvelle configuration et la corréler avec des mesures locales de résistance de Hall ou de résistance longitudinale.

De telles mesures combinant MFM et mesures de résistivité ont déjà permis de déterminer la valeur de la résistance intrinsèque d'une paroi individuelle dans le Fer-Palladium, toujours au sein de notre groupe [19]. Encore les mesures MFM étaient-elles faites à rémanence, et les mesures de transport sous champ effectuées séparément, ce qui rendait la démonstration un peu moins directe.

Notre nouveau dispositif permet maintenant de réaliser tout cela simultanément ; les mesures de transport et les images MFM peuvent être effectuées au sein d'un électroaimant dont le champ maximal (1,9T) excède le champ de saturation de la plupart des matériaux ferromagnétiques, à l'exception notable du Fer.

1.3.3.2 Insertion dans un électroaimant

L'électroaimant utilisé est un ancien aimant de RMN, alimenté soit à l'aide d'une alimentation DRUSCH de forte puissance pour les forts champs, soit par une alimentation Kepco bipolaire, pour des balayages de plus faible champs magnétiques. Lors de son placement dans l'électroaimant, le microscope est suspendu à un tube à vide, en caoutchouc. D'une part l'utilisation d'un tel tube est compatible avec les principes de l'isolation vibratoire d'un microscope de champ proche à balayage[30], qui imposent un lien mécanique avec l'environnement aussi souple que possible et une raideur mécanique la plus élevée possible entre les différentes parties (pointe et porte-échantillon) du microscope. D'autre part, nous avons en projet, comme amélioration ultérieure, de permettre l'utilisation d'une enceinte à vide englobant le microscope afin d'améliorer le facteur de qualité du levier, et de protéger la surface de l'environnement des impuretés et de l'oxydation.

Nous disposons de deux jeux de pièces dipolaires pour l'électroaimant, correspondant à une largeur de l'entrefer respectivement de 100mm et 80mm. Pour la largeur d'entrefer la plus grande, il est possible de faire tourner l'ensemble du microscope par rapport au champ magnétique appliqué. Les pièces polaires représentées sur la figure 1.20 permettent d'atteindre un champ de 1,9 Tesla, mais dans ce cas, seule les configurations de champ perpendiculaire et planaire sont possibles.

On peut voir sur la figure 1.21, la variation de l'aimantation dans une bande de Permalloy de 70nm d'épaisseur, 2,5μm de large et 20μm de long, sous champ magnétique planaire.

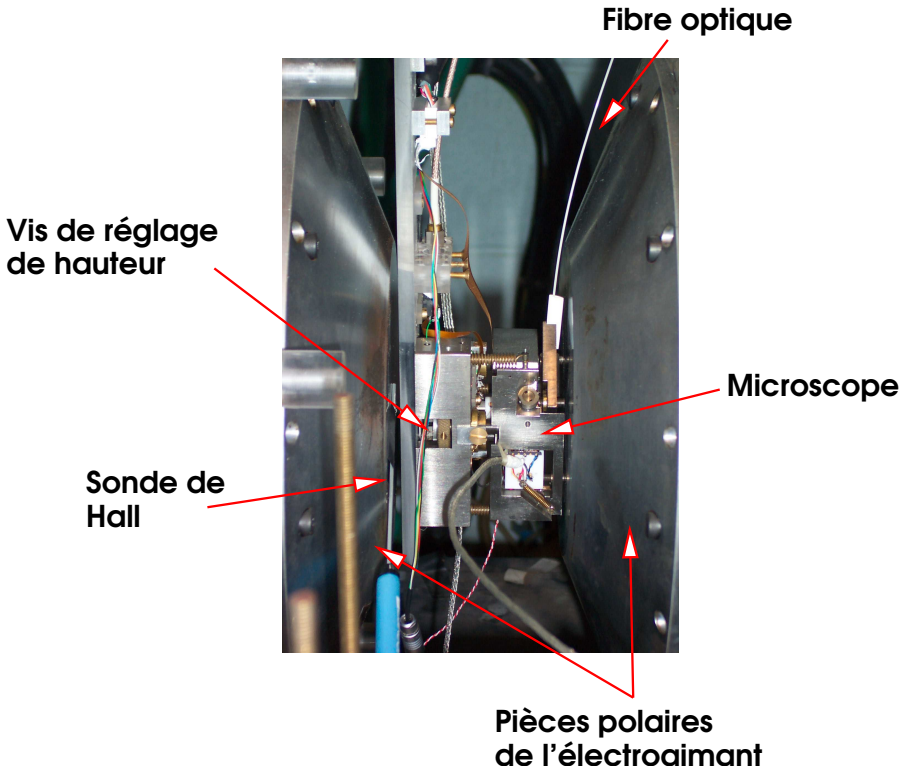


FIG. 1.20 – Photographie du Microscope à Force Magnétique en position suspendue dans l'électroaimant, dans la configuration de champ appliqué perpendiculaire.

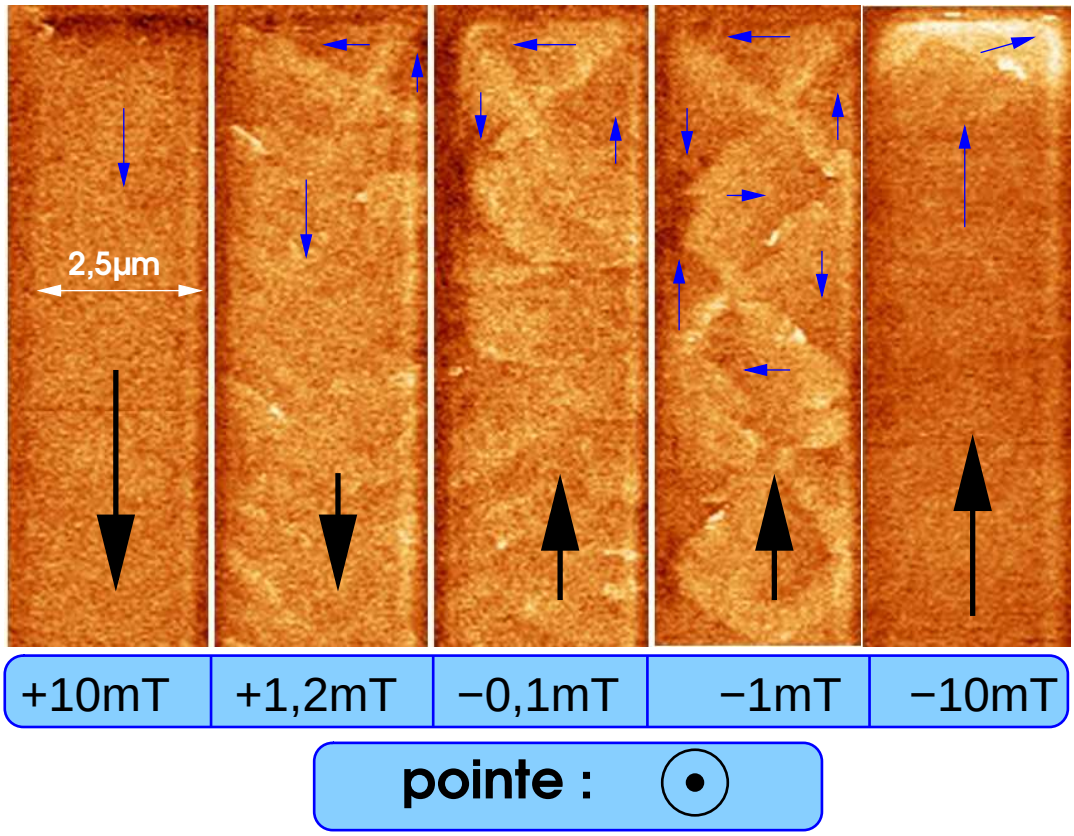


FIG. 1.21 – Images MFM sous champ planaire sur une bande de Permalloy (épaisseur 70nm). Les flèches noires indiquent la direction du champ magnétique planaire appliqué, les flèches bleues l'aimantation des domaines déduits du contraste planaire. Du fait de l'aimantation de la pointe un contraste clair sur l'image correspond aux charges de volume positive.

Résumé

Nous avons présenté les principes de fonctionnement d'un Microscope en Force Atomique et Magnétique en montrant les points communs dans leur fonctionnement et les points spécifiques à l'observation magnétique.
Le MFM est maintenant une technique largement employée sur laquelle nous disposons d'un recul scientifique important. Nous avons vu que pour interpréter une image MFM, il est crucial de comprendre quel type d'interaction est mis en jeu entre la pointe et l'échantillon : faible interaction, création réversible de charges images dans l'un ou dans l'autre, ou encore interaction forte et dissipative d'énergie.
Enfin nous avons décrit le développement d'un nouveau dispositif de MFM sous champ magnétique, et comment des obstacles spécifiques d'encombrement et de résistance aux champs magnétiques importants ont été surmontés.

Chapitre 2

Couplage à l'interface ferri-ferromagnétique

Dans cette partie nous montrerons comment notre dispositif expérimental est adaptée à l'étude d'un système magnétique complexe, à savoir une bicouche grenat/nickel.

Nous avons d'abord utilisé la Microscopie à Force Magnétique sous champ pour caractériser la couche de grenat, le nickel n'ayant pas d'influence sur le contraste. Par ailleurs, des mesures de magnétotransport sous champ, conduit dans le nickel sur grenat ainsi que dans le nickel sur substrat de GGG non magnétique, ont permis d'en mesurer les propriétés magnétoélectriques. Nous avons aussi pu, par comparaison, en déduire l'influence de la sous-couche de grenat, et déterminer l'amplitude d'un éventuel couplage d'échange perpendiculaire à son interface avec le nickel.

Nous avons enfin étudié de manière originale et locale, grâce à notre dispositif complet MFM/transports, le couplage qui s'est avéré principalement magnétostatique, entre les domaines du grenat et le nickel.

2.1 Caractérisation du grenat ferrimagnétique

2.1.1 Propriétés magnétiques

Le grenat ferrimagnétique que nous allons étudier a été réalisé par Jamal Ben Youssef au laboratoire de magnétisme de Bretagne. Il est déposé en phase liquide sur un substrat de Grenat de Gadolinium Gallium (GGG) et avec une composition $(SmLuBi)_3(Fe)_5O_{12}$ qui assure un accord de maille presque parfait avec le substrat puisque le désaccord est de l'ordre de 0,01Å. Ses propriétés principales sont résumées dans le tableau 2.1, son aimantation à saturation et son anisotropie perpendiculaire ayant été été mesurées à l'aide d'un Magnétomètre à échantillon vibrant (VSM), avec un champ appliqué planaire[1].

Épaisseur (nm)	5400
Constante d'échange (J/m)	$3{,}5 \times 10^{-12}$
Aimantation à saturation (A/m)	140×10^3
Constante d'anisotropie perpendiculaire (J/m^3)	$2{,}7 \times 10^4$
Rapport d'anisotropie Q	2,3

TAB. 2.1 – Paramètres du grenat ferrimagnétique utilisé pour les études de couplage à l'interface avec le nickel.

La figure 2.1 présente la courbe d'aimantation du grenat sous champ magnétique perpendiculaire mesurée au VSM. Sa forme est caractéristique d'un échantillon à anisotropie perpendiculaire avec un rapport d'anisotropie $Q = 2K_\perp/\mu_0 M_s^2 > 1$, présentant une structure en domaine périodique. La zone hystérétique pour des champs proches de la saturation (indiquée en insert sur la figure 2.1) a pour origine les processus de disparition des derniers domaines minoritaires sous un champ croissant en valeur absolue, et de nucléation de domaine minoritaire sous champ décroissant qui se produisent en général sur des défauts [35]. Cette zone irréversible est assez réduite dans ce grenat (à peu près de 120 à 150 mT) comparée à d'autres systèmes à aimantation perpendiculaire comme le Fer Palladium déposée en couche mince dans la phase $L1_0$ [34, 22] ce qui peut s'expliquer par une grande densité surfacique d'impuretés du fait de la très grande épaisseur de la couche de grenat.

Nous avons calculé la courbe d'aimantation théorique pour les valeurs présentées dans le tableau 2.1, dans le cadre du modèle de Kooy et Enz [35].

2.1.1.0.1 Modèle de Kooy et Enz Ce modèle s'applique au cas d'un échantillon de surface infinie présentant une anisotropie uniaxiale avec une direction préférentielle d'aimantation perpendiculaire à la surface. Il permet de déterminer dans l'hypothèse d'une structure en domaines périodiques à une dimension, l'aimantation relative de l'échantillon, ainsi que les tailles respectives d_1 et d_2 des domaines ma-

1. Lors de ces mesures, une couche continue de nickel est présente à la surface de l'échantillon, mais, du fait de sa faible épaisseur, son aimantation totale ne représente pas plus de 1% de celle du grenat, elle sera donc négligée.

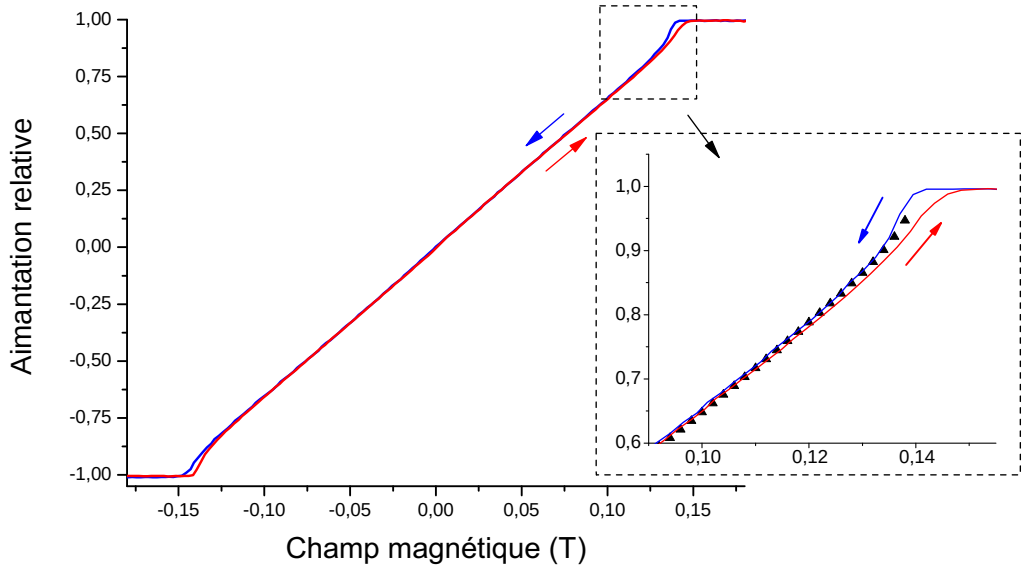


FIG. 2.1 – Courbe d'aimantation du grenat non compensé sous champ magnétique perpendiculaire, mesurée au VSM. Les courbes rouge et bleue correspondent respectivement à un champ croissant et décroissant. La composante paramagnétique du substrat de GGG a été retirée. Les triangles noires indiquent les résultats de la simulation numérique dans le cadre de la théorie de Kooy et Enz

joritaires et minoritaires, pour tout champ perpendiculaire appliqué. Pour cela trois énergies doivent être comparées, dont nous donnons l'expression en annexe B :

- L'énergie de paroi
- L'énergie Zeeman associée à la présence d'un champ extérieur perpendiculaire.
- L'énergie démagnétisante propre à cette structure en domaines.

Le rapport d'anisotropie Q du grenat est suffisant pour exclure la présence de domaines de fermeture à la surface des parois de Bloch séparant les domaines, mais le modèle prend en compte une légère inclinaison de l'aimantation par rapport à la direction perpendiculaire (μ-*method*), et ce de manière perturbative.

Le résultat de la simulation est présenté sur la figure 2.1, sous la forme de triangles noirs. L'accord avec les résultats expérimentaux est bon dans la zone réversible de la courbe. Les phénomènes de nucléation/annihilation des domaines ne sont pas pris en compte, ce qui rend le modèle non pertinent au dessus de 120 mT.

2.1.2 Mesures MFM sous champ

Des mesures MFM sous champ perpendiculaire permettent de vérifier une autre prédiction du modèle, qui concerne la périodicité de la structure de domaines.

Sur la figure 2.2, sont présentées les images MFM à des champs de 130, 100, 50 et 0 mT, avec une largeur de balayage de 18 μm. A partir de ces images, nous avons estimé la période $T = d_1 + d_2$ en fonction du champ. Les résultats, ainsi que les prédictions du modèle de Kooy et Enz sont présentés sur la figure 2.3. Les valeurs à 130 mT montrent un écart important mais compréhensible puisque l'on se trouve, pour ce champ appliqué, dans la zone irréversible de la courbe d'aimantation et que

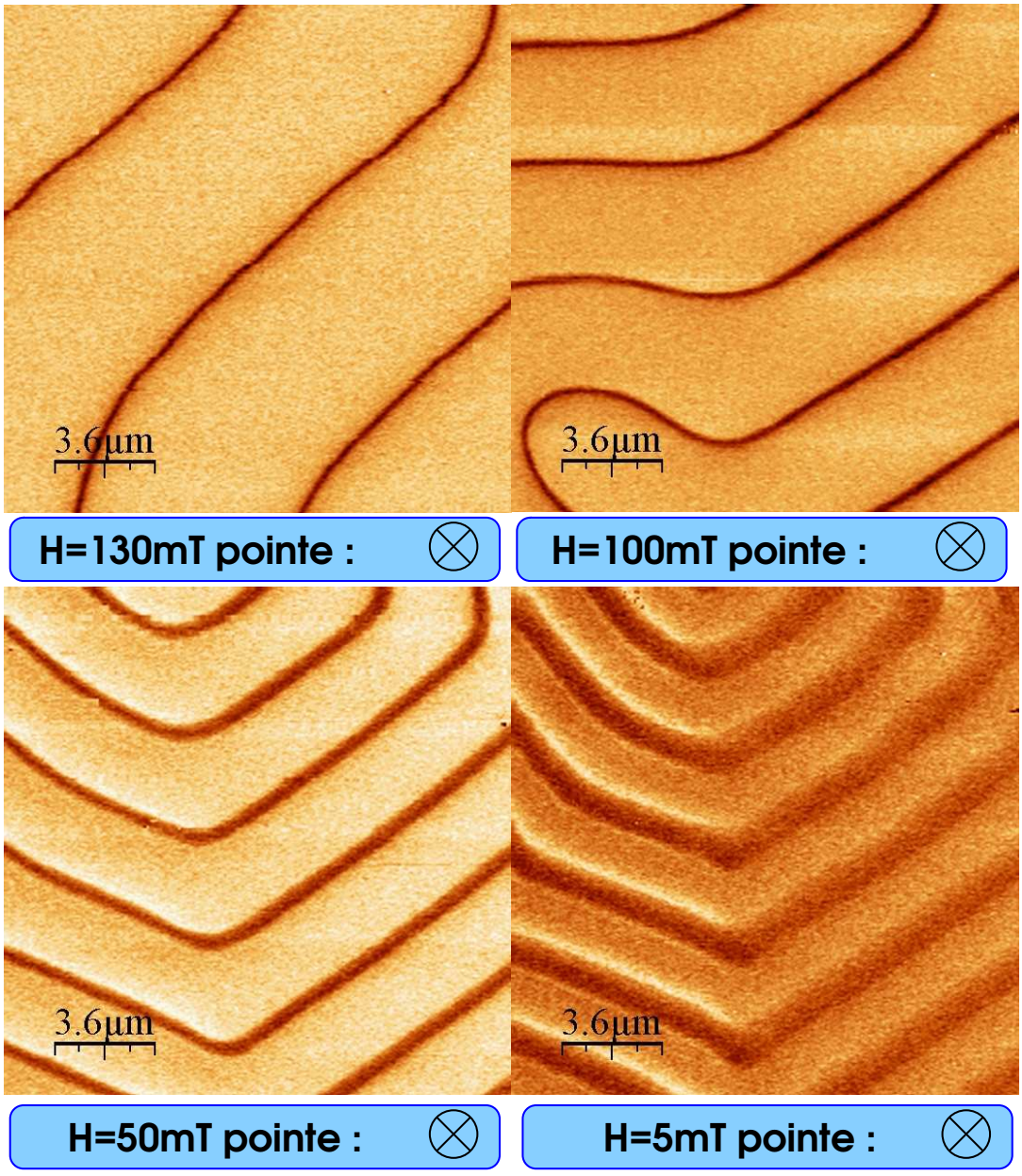


FIG. 2.2 – Images MFM sur l'échantillon de grenat pour différents valeurs du champ magnétique perpendiculaire appliqué. La même zone de l'échantillon est balayée, et le champ est diminué de la saturation (0,5T) à 130mT puis aux valeurs inférieures dans l'ordre décroissant.

donc les phénomènes de nucléation (notamment par la pointe) peuvent avoir un effet critique. De plus le faible nombre de domaines observés à ce champ rend l'incertitude sur la mesure de T importante.

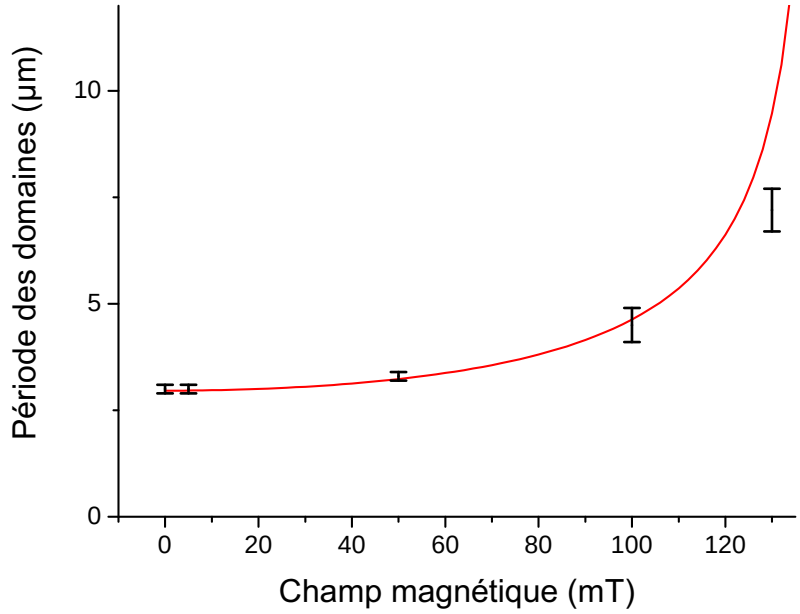


Fig. 2.3 – Variation de la périodicité du réseau de domaines dans le grenat en fonction du champ perpendiculaire appliqué. La ligne rouge indique le résultat de la simulation numérique, les points expérimentaux et leurs marges d'erreur proviennent notamment des images MFM de la figure 2.2. La forte augmentation de l'incertitude à haut champ provient de la taille réduite des images MFM.

Nous pouvons donc conclure que nous avons une bonne connaissance des propriétés magnétiques de ce grenat, ce qui nous servira dans la suite pour réaliser des simulations micromagnétiques, ou encore pour calculer la largeur des domaines minoritaires à certaines valeurs de champ magnétique.

2.2 Mesures de transport sous champ dans des nanostructures de nickel

Afin de déterminer les effets de la couche de grenat ferrimagnétique sur l'aimantation d'une couche de nickel déposée à sa surface, nous ne pouvons nous appuyer que sur la Microscopie à Force Magnétique. En effet, étudier des effets d'interface suppose d'utiliser une couche de nickel fine (nous avons choisi ici une couche de 10 nm), et le contraste MFM de cette couche de nickel, qui plus est à aimantation planaire, est négligeable par rapport à celui provenant des domaines magnétiques à aimantation perpendiculaire du grenat. Ceci peut se vérifier sur la figure 2.4 où aucun contraste dû à la couche de nickel n'est apparent sur le signal magnétique, du fait du fort contraste dû au grenat.

L'information magnétique sur le nickel peut tout de même être obtenue. La solution consiste à réaliser une mesure de résistivité dans le nickel, en s'assurant

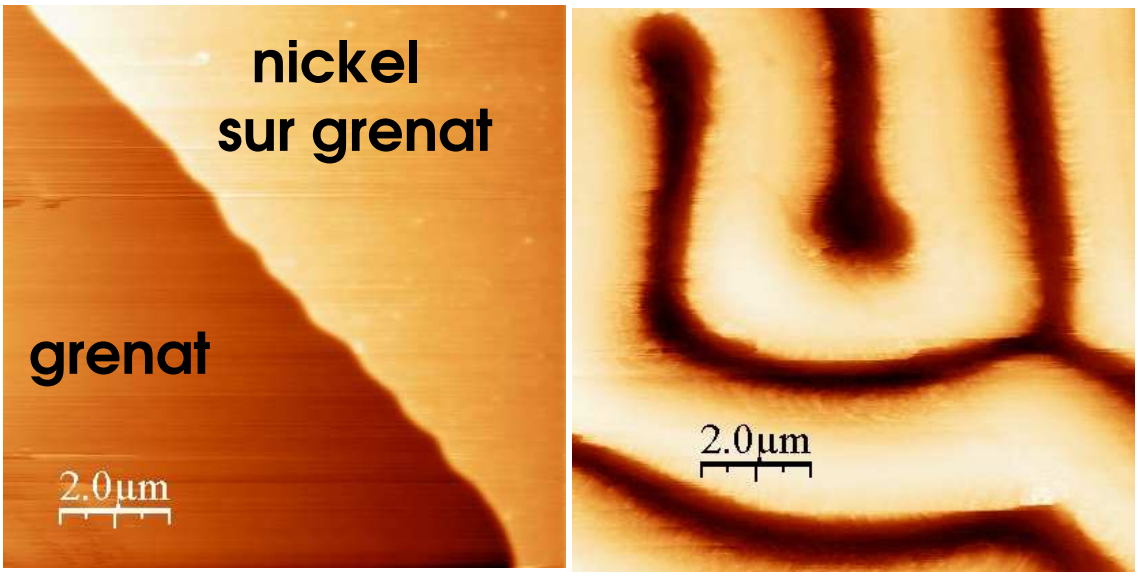


FIG. 2.4 – Images AFM topographiques (a) et MFM de phase avec une hauteur de vol h=50nm (b) au niveau d'une marche de la structure de nickel.

que cette mesure soit la plus locale possible. Ceci est réalisé par une lithographie de la couche mince en une géométrie de croix submicroniques. Nous pourrons ainsi observer comment la position des domaines et des parois du grenat, déterminée avec le MFM, affecte l'aimantation dans la partie de la nanostructure dont la résistivité est mesurée.

La première étape de cette étude consiste à comprendre comment on peut relier le signal de résistivité à l'aimantation du nickel. Pour cela nous avons réalisé une nanostructure de nickel identique, mais déposée directement sur le substrat non magnétique de GGG. Après avoir rappelé les expressions phénoménologiques de la résistivité dans un ferromagnétique, nous présenterons les mesures de transport effectuées sous un champ magnétique extérieur et montrerons qu'elles permettent de déduire les paramètres pertinents à notre étude. Enfin, nous verrons comment dans l'échantillon complet la couche ferrimagnétique modifie ces mesures de magnétotransport.

2.2.1 Expressions phénoménologiques de la résistivité dans le nickel

Nous allons nous contenter dans cette partie de donner les expressions phénoménologiques du magnétotransport, en faisant une première distinction entre les effets normaux, présents dans tous les matériaux et les effets spécifiques aux matériaux ferromagnétiques.

2.2.1.1 Effets de magnétotransport dans les matériaux non magnétiques

2.2.1.1.1 Effet Hall Dans l'effet de transport normal, un champ électrique transverse apparaît quand un champ magnétique est appliqué perpendiculairement

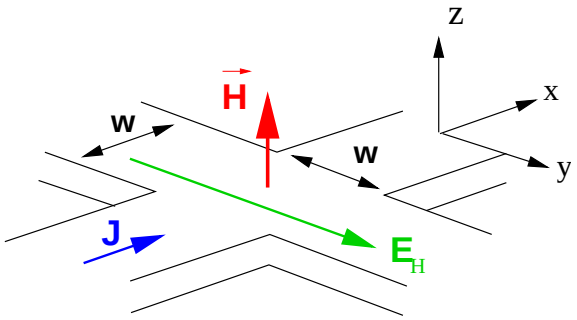


FIG. 2.5 – Notations pour les mesures d'effet Hall dans des matériaux non magnétiques. $\vec{J}$ est le vecteur densité de courant, H le champ magnétique appliqué, E_H le champ électrique mesurée latéralement sur la croix de Hall, h et w respectivement l'épaisseur et largeur de la structure.

au plan de l'échantillon, comme indiqué sur la figure 2.5 :

$$E_H = r_{HN}(\vec{j} \times \mu_0 \vec{H}) \tag{2.1}$$

Cet effet est simplement le résultat des forces de Lorentz, on peut donc relier la valeur du coefficient de Hall normal ρ_{HN} à la densité n des porteurs de charge du matériau :

$$r_{HN} = \frac{1}{nq}$$

où q est la charge des porteurs.

2.2.1.1.2 Magnétorésistance Cet effet est le pendant de l'effet Hall pour les mesures de résistances longitudinales, il s'explique classiquement par l'augmentation de la longueur de la trajectoire des porteurs due aux forces de Lorentz. On peut dériver, à l'aide de considérations géométriques simples sur le parcours des porteurs [43] la relation dire de Kohler liant la résistivité au champ magnétique :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \propto \left(\frac{H}{\rho}\right)^2 \tag{2.2}$$

L'effet de magnétorésistance conduit normalement dans le nickel à une augmentation de résistance avec la valeur absolue du champ mais cet effet est contrebalancé à température ambiante par la réduction de la diffusion des électrons par les magnons.

2.2.1.2 Effets de magnétotransport dans les ferromagnétiques

2.2.1.2.1 Réduction de l'interaction électron-magnon Au delà du champ de saturation du nickel, les courbes de magnétorésistance obtenues présentent en fait une réduction linéaire de la résistivité avec le champ. Cette réduction correspond à une diminution de la diffusion électron-magnons quand le désordre magnétique de l'échantillon est réduit par l'application d'un champ fort. Raquet et al. ont montré [46] que cette diminution suit en fait une loi approchée $\Delta\rho \propto B\ln(B)$ pour une température donnée.

Nous avons donc extrait la variation à haut champ des courbes de magnétorésistance, considérées simplement linéaires en champ. Le coefficient linéaire est de l'ordre de $0{,}02 \mp 0{,}005$ $\mu\Omega$.cm/T.

Les différents phénomènes présentés jusqu'à maintenant dépendent uniquement du champ extérieur appliqué, et sont très faibles dans la gamme de champs qui nous intéresse pour laquelle les aimantations du nickel et du grenat ne sont pas saturées. Pour obtenir une mesure de l'aimantation, les effets de résistivité associés à l'effet spin-orbite sont par définition plus directs.

2.2.1.2.2 Effet Hall Anormal Cet effet a exactement la même symétrie que l'effet Hall normal, l'aimantation prenant la place du champ magnétique appliqué.

Le champ électrique transverse E_{HA} peut s'exprimer comme :

$$\vec{E}_{HA} = r_{HA}\mu_0 \vec{M} \times \vec{j} \tag{2.3}$$

où ρ_{HA} est la constante de Hall Anormale

Expérimentalement, dans les matériaux homogènes, on peut vérifier que ce terme peut s'exprimer en fonction de la résistance longitudinale moyenne ρ_{av} comme :

$$r_{HA} = a\rho_{av} + b\rho_{av}^2$$

Pour une justification théorique, voir [51] et [7]. Le coefficient linéaire a correspond à un terme de diffusion gauche ou *skew scattering* qui domine à basse température quand le libre parcours moyen des électrons associé au spin-orbite est beaucoup plus grand que leur longueur de Fermi. On peut le voir comme une déviation des fonctions d'onde électroniques, par les centres diffuseurs associés au spin-orbite. Le coefficient quadratique est associé au phénomène de *side-jump* qui domine à température ambiante. Il correspond, pour simplifier, à un saut latéral des fonctions d'onde sur les centres diffuseurs associés au spin-orbite.

Dans les matériaux ferromagnétiques, l'effet Hall normal est toujours négligeable à bas champ par rapport à cet effet. Dans les mesures que nous présenterons par la suite, la contribution normale a été mesurée par une interpolation linéaire à haut champ, c'est à dire au dessus du champ de saturation perpendiculaire du nickel, et soustraite à l'ensemble de la courbe.

2.2.1.2.3 Magnétorésistance anisotrope De la même façon que pour l'effet Hall Anormal, la magnétorésistance anisotrope ou AMR est l'équivalent de l'effet normal, en substituant le couplage spin-orbite à la force de Lorentz [50].

L'AMR est positive dans le nickel, c'est à dire que la résistance $\rho_{\parallel}$, qui correspond au cas où le vecteur densité de courant et l'aimantation sont alignés, est supérieure à la résistance $\rho_{\perp}$ dans le cas où les deux vecteurs sont perpendiculaires.

2.2.1.2.4 Expression générale La loi d'Ohm dans un matériau ferromagnétique peut finalement s'exprimer, en négligeant les effets dépendants directement du champ magnétique, par la relation générale suivante :

$$\vec{E} = \vec{m}(\vec{J} \cdot \vec{m})[\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}] + \rho_{\perp}\vec{J} + \rho_{HA}\vec{m} \times \vec{J} \tag{2.4}$$

où $\vec{m}$ est le vecteur unitaire de l'aimantation, et $\rho_{HA} = \mu_0 M_s r_{HA}$ est la résistivité de Hall anormale. Nous définirons par la suite le vecteur $\vec{m}$ uniquement par la donnée de la composante perpendiculaire de l'aimantation m_z et de l'angle θ, défini par le vecteur densité de courant $\vec{J}$ et la composante planaire de l'aimantation, comme sur la figure 2.6.

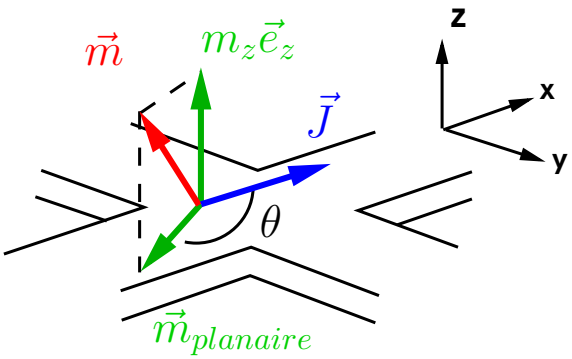


FIG. 2.6 – Notations pour les mesures de Hall dans un matériau ferromagnétique.

Dans le cas d'une mesure de Hall, le champ électrique mesuré est donc :

$$E_H = E_y = [\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}] J \cdot (1 - m_z^2) \sin 2\theta + \rho_{HA} J \cdot m_z \tag{2.5}$$

Le premier terme provient de l'effet d'AMR, c'est l'**effet Hall planaire** ; le second est le terme d'effet Hall anormal. La symétrie spécifique de l'effet Hall planaire est indiquée sur la figure 2.7.

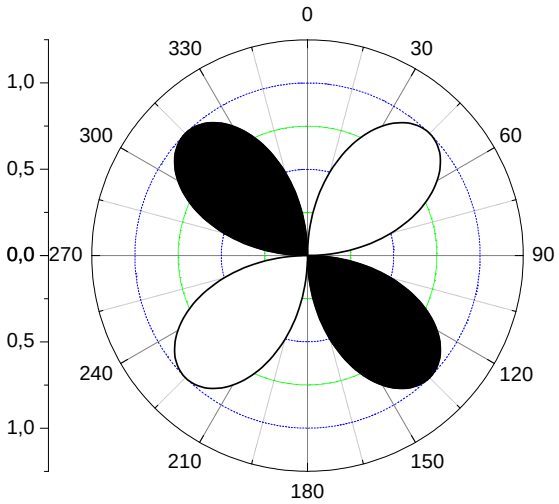


FIG. 2.7 – Symétrie de l'effet Hall planaire. L'amplitude relative de l'effet est indiquée en fonction de l'angle planaire θ entre l'aimantation et le courant. Les zones blanches (respectivement noires) indiquent une valeur positive (négative) de l'effet Hall planaire.

Dans le cas d'une mesure de résistance longitudinale, on mesure :

$$E_L = E_x = \rho_\perp + [\rho_\parallel - \rho_\perp](1 - m_z^2)\cos^2\theta \tag{2.6}$$

L'effet Hall extraordinaire n'apparaît pas dans cette expression car il est compensé par l'apparition de charges sur les côtés de la bande de matériau ferromagnétique.

2.2.2 Mesures de résistivité sous champ

Nous allons maintenant présenter les mesures de magnétotransport de la couche de nickel étudiée. Celle-ci a été déposée en pulvérisation cathodique sur un substrat de GGG et sur le grenat ferrimagnétique, avec une épaisseur de 10 nm et avec une couche supérieure de protection de 2 nm d'or. Afin d'obtenir une interface propre entre la couche de nickel et le grenat, une légère gravure est effectuée avant le dépôt du nickel. La figure 2.8 présente une image AFM de la structure de nickel réalisée à partir d'une lithographie électronique suivant le procédé lithographique de transfert de masque décrit en annexe A.

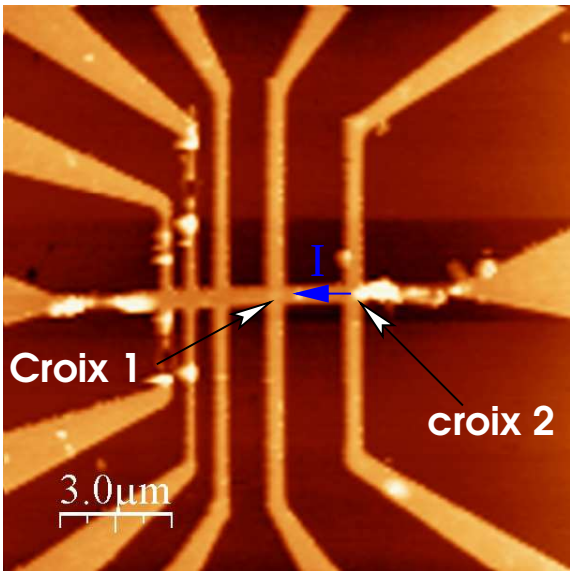


FIG. 2.8 – Image MFM de la nanostructure de nickel sur grenat. La forme de la nanostructure de nickel sur GGG est identique ainsi que les conventions concernant le sens du courant et les croix de Hall. Les rubans de nickel ont largeur de l'ordre de 350 nm et une épaisseur de 10 nm.

Les lignes de nickel ont une largeur mesurée à l'AFM de l'ordre de 350 nm. Les mesures de Hall présentées ne concernent que la croix n°1 et les mesures de magnétorésistance sont réalisées entre les croix n°1 et n°2 sauf exception ; la distance entre le centre de ces deux croix est de 1,7 μm. Ces mesures sont réalisées à l'ambiante et dans un électroaimant permettant d'appliquer des champs jusqu'à 2,5 T. Il nous est aussi possible d'appliquer un champ perpendiculaire ou dans le plan de la couche.

Pour toutes les mesures de Hall nous avons retiré la composante la résistance due au désalignement des lignes de mesures de tension. Cette résistance est de l'ordre de

l'Ohm, elle ne présentera donc pas de variation notable pour la gamme de champ considérée (nous verrons par la suite que la variation de l'AMR dans cette couche de nickel est inférieure à 1%).

2.2.2.1 Mesure sous champ planaire

L'intérêt de cette configuration est qu'elle permet, en faisant tourner un champ extérieur saturant, de varier l'angle θ et donc de mesurer les paramètres $\rho_{\parallel}$ et $\rho_{\perp}$.

La courbe 2.9 présente la magnétorésistance en fonction de l'angle d'application d'un champ planaire de 0,5T. La courbe rouge représente le meilleur accord en considérant la formule 2.6 et $m_z = 0$. Le léger décalage entre les points expérimentaux et l'interpolation s'explique par la présence d'une faible composante de champ perpendiculaire au plan de l'échantillon correspondant à un alignement imparfait du champ et qui entraîne l'apparition d'une composante m_z variant comme le cosinus de l'angle de rotation.

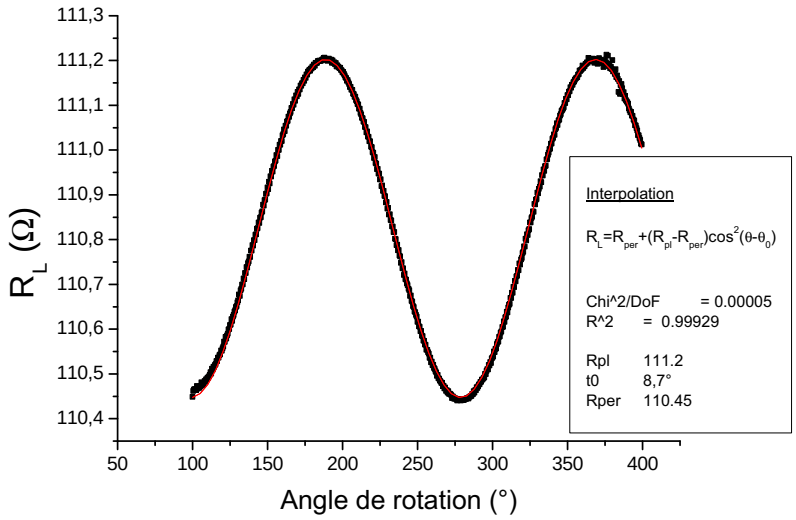


FIG. 2.9 – Courbe de résistance en fonction de l'angle du champ planaire appliqué ($\mu_0 H = 0{,}5T$). La courbe rouge montre la meilleure interpolation pour le signal de Hall planaire en considérant une composante de l'aimantation m_z nulle. La référence de l'angle de rotation est décalée par rapport à celle de l'angle θ.

Dans le cas de la figure 2.10, la mesure est réalisée sur la croix de Hall n°1, toujours avec un champ de 0,5T. Nous avons réalisé une interpolation avec la formule 2.5, mais cette fois en prenant en compte l'existence d'une composante perpendiculaire m_z non nulle. Encore une fois, c'est le désalignement du champ appliqué qui crée cette composante perpendiculaire de l'aimantation, elle varie donc comme le cosinus de l'angle de rotation du champ.

$$m_z = m_{z\,max} \cos(\theta - \theta_1)$$

A partir de la valeur de R_{HA} mesurée séparément (voir la courbe 2.12), nous pouvons en déduire une composante m_z maximale de 5,5% et un angle $\theta_1 = 246°$.

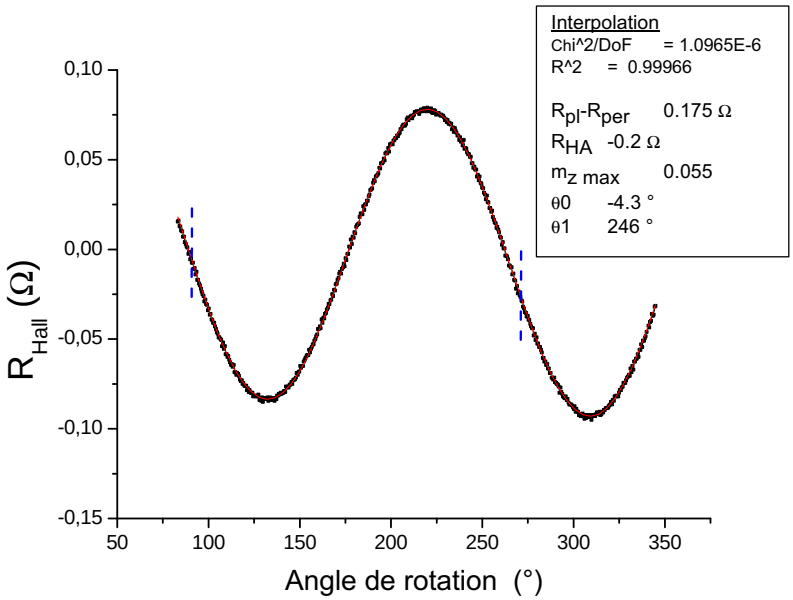


FIG. 2.10 – Courbe de Hall sur la croix 1 en fonction de l'angle planaire du champ appliqué ($\mu_0 H = 0{,}5T$). La courbe rouge présente une interpolation prenant en compte une composante de champ perpendiculaire qui modifie l'effet Hall Anormal au cours de la rotation. L'angle de rotation présente un décalage de 4°±180° avec l'angle θ

Il est possible de vérifier la pertinence de cette interpolation grâce à la figure 2.11 où le champ a été appliqué suivant un angle θ proche 90°. On peut y vérifier la présence d'une composante perpendiculaire importante donnant lieu à un signal d'effet Hall Anormal.

On peut comparer la valeur de l'effet Hall extraordinaire pour $\mu_0 H = \pm 0{,}5T$ sur la figure 2.11 avec la mesure aux angles 90° et 270° sur la figure 2.10 : on obtient bien le même résultat.

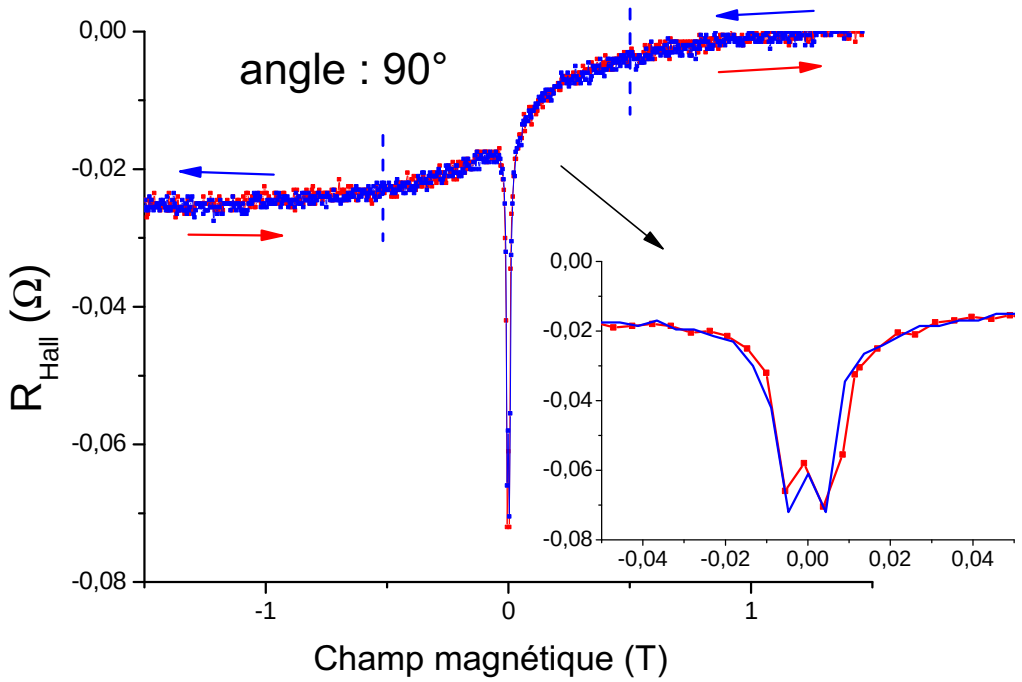


FIG. 2.11 – Courbe de Hall sur la croix 1 en fonction du champ planaire appliqué avec un angle de 90°. On constate qu'à faible champ, l'angle θ planaire moyen d'aimantation relaxe vers une valeur de -30°[180°].

2.2.2.2 Mesures sous champ perpendiculaire

La détermination du coefficient de Hall anormal est réalisée grâce à une mesure sous champ perpendiculaire, comme présenté sur la figure 2.12. La courbe obtenue peut être décomposée en trois parties :

1. Une zone hystérétique à bas champ ($|\mu_0 H|$>65mT)
2. Une zone intermédiaire (65mT<$|\mu_0 H|$<1T) où la composante de Hall anormale joue le rôle principal et où la résistance de Hall est réversible en champ.
3. Une zone à haut champ ($|\mu_0 H|$>1T) pour laquelle le nickel est saturé perpendiculairement. La seule composante de la résistance qui varie est l'effet Hall normal, déjà soustrait à la courbe.

Afin de séparer les effets de Hall anormal et planaire, nous avons extrait les composantes symétriques et antisymétriques des courbes d'aimantation par rapport à l'axe défini par $H = 0$. Un léger désalignement entre la direction d'application du champ et la direction perpendiculaire, pourrait conduire à l'apparition d'une composante planaire du champ qui s'inverse avec le champ appliqué. Mais de part la symétrie de l'effet Hall planaire, une inversion de la composante d'aimantation planaire conduit à un signal de résistance symétrique en champ. La partie **antisymétrique** de la courbe est donc entièrement attribuable à l'**effet Hall anormal** et la partie **symétrique** à l'**effet Hall planaire**.

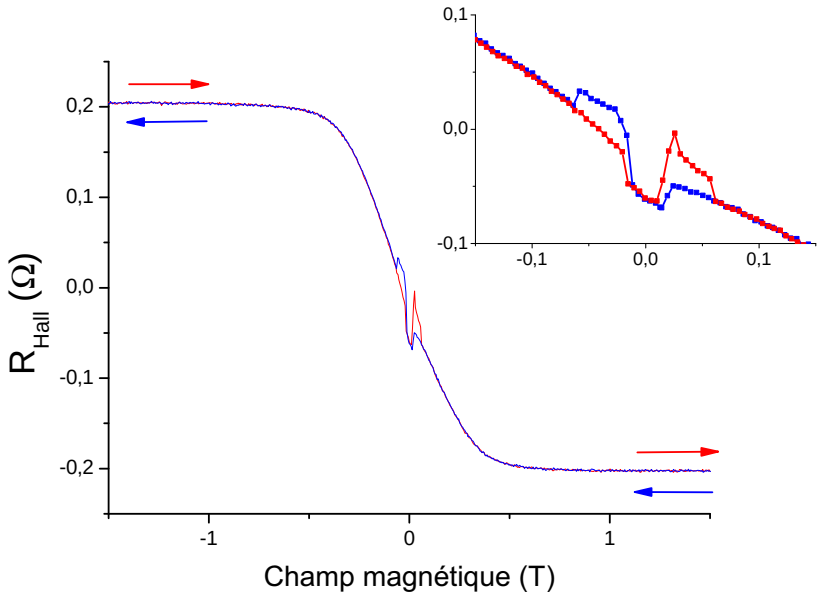


FIG. 2.12 – Résistance de Hall sur la croix n°1 de nickel sur GGG en fonction du champ magnétique perpendiculaire appliqué croissant (courbe rouge) et décroissant (courbe bleue). La résistance de désalignement ainsi que la composante due à l'effet Hall normal ont été retirées.

Effet Hall anormal Pour extraire la partie antisymétrique, nous avons effectué la moyenne de la courbe de Hall en champ croissant et de l'antisymétrique de la courbe en champ décroissant. On obtient alors la courbe 2.12 qui nous permet de déterminer le coefficient d'effet Hall anormal à partir de la valeur saturée de la résistance à haut champ. Nous pouvons aussi en déduire la valeur de la composante perpendiculaire de l'aimantation m_z en fonction du champ, hormis cependant pour la zone hystérétique de la courbe 2.16 entre -65 et +65mT.

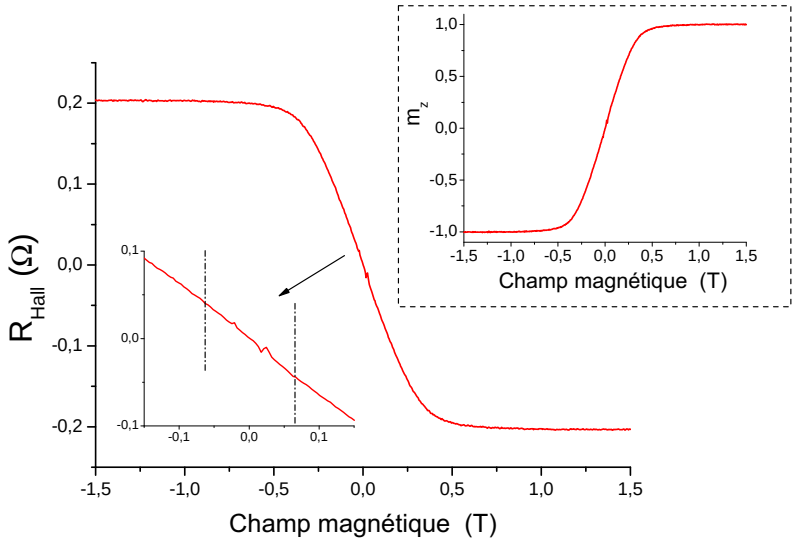


FIG. 2.13 – Résultat de la l'anti-symétrisation de la courbe 2.12 pour faire apparaître l'Effet Hall Anormal. Les traits pointillés de l'insert marquent la zone hystérétique (autour de H=0) de la courbe 2.12 pour laquelle les considérations de symétrie ne sont pas pertinentes. En insert : la courbe d'aimantation $m_z = f(H_z)$ correspondante.

Effet Hall planaire Lorsqu'on extrait la composante symétrique de la courbe, il est intéressant de conserver la contribution hystérétique due au retournement de l'aimantation de la croix, pour cela on dérive en fait deux courbes :

. la moyenne de la courbe en champ croissant et de la symétrique de la courbe en champ décroissant : cela nous donne la courbe d'effet Hall planaire sous champ croissant.

. la moyenne de la courbe en champ décroissant et de la symétrique de la courbe en champ croissant : cela nous donne la courbe d'effet Hall planaire sous champ décroissant.

Cette symétrisation permet d'observer le retournement de la composante planaire de l'aimantation, celui-ci étant contrôlé par le champ résiduel planaire dû au léger désalignement du champ appliqué avec la perpendiculaire au plan de l'échantillon. Cela suppose bien sûr de faire l'hypothèse que l'aimantation dans la croix reste globalement uniforme, comme il a été observé sur des simulations micromagnétiques de la croix de nickel.

Pour obtenir une information plus quantitative, nous avons extrait l'angle θ entre la composante planaire de l'aimantation et le vecteur densité de courant ; pour cela

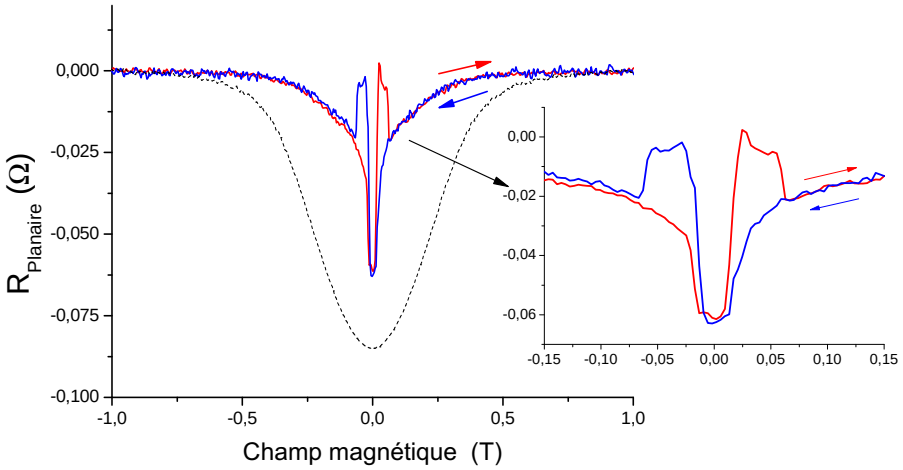


FIG. 2.14 – Résultat de la symétrisation de la courbe 2.12 pour faire apparaître l'effet Hall planaire. La courbe en traits pointillés indique l'amplitude maximum de l'effet Hall planaire, calculée à partir de la valeur de m_z en fonction du champ obtenue avec la courbe 2.13 et de la valeur de $\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$ obtenue avec la figure 2.11.

nous avons utilisé le cycle de m_z en fonction du champ extrait de la figure 2.13 et nous utilisons la relation :

$$\theta = \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{2R_{planaire}}{(R_{\parallel} - R_{\perp})(1 - m_z^2)}\right)$$

Considérons que nous partons de l'état saturé en perpendiculaire à -1,5T. A mesure que la valeur absolue du champ perpendiculaire est réduite, l'aimantation planaire s'écarte d'une des directions définies par les bras de la croix ($\theta = 0[90°]$). L'angle moyen θ augmente ensuite brusquement vers +15 mT pour s'aligner avec un axe facile de la croix de Hall, et finalement l'aimantation se retourne brutalement vers +65 mT, probablement par passage d'une paroi de domaines dans la bande de courant. Les deux sauts à +15 mT et +65 mT doivent correspondre au retournement de l'aimantation dans les bras de la croix de Hall. Lors de la diminution du champ, l'aimantation tourne dans le demi plan opposé, pour revenir finalement à la position initiale.

Des mesures de magnétorésistance entre les croix de Hall 1 et 2 sous champ perpendiculaire (sans bouger l'échantillon pour ne pas changer le désalignement éventuel) permettent de confirmer ce retournement à 25 mT. L'axe facile de la section de nickel considéré est aligné avec le courant du fait de l'anisotropie de forme. Sur la courbe 2.16 on voit que, en venant d'une saturation en champ perpendiculaire négatif, le signal d'AMR suit d'abord une loi parabolique en champ (courbe noire) de -150mT à -65mT, ce qui correspond à la diminution de la composante m_z linéairement avec le champ ; puis de -65 mT à +25 mT, l'angle θ change, l'aimantation s'éloigne de la direction du courant ; enfin à +25 mT l'aimantation se retourne dans le plan et ensuite se réaligne avec le courant. On peut faire l'hypothèse que l'aimantation dans la bande centrale de nickel s'éloigne de son son axe facile sous l'effet des croix de Hall elles-mêmes influencées par les bras de tension.

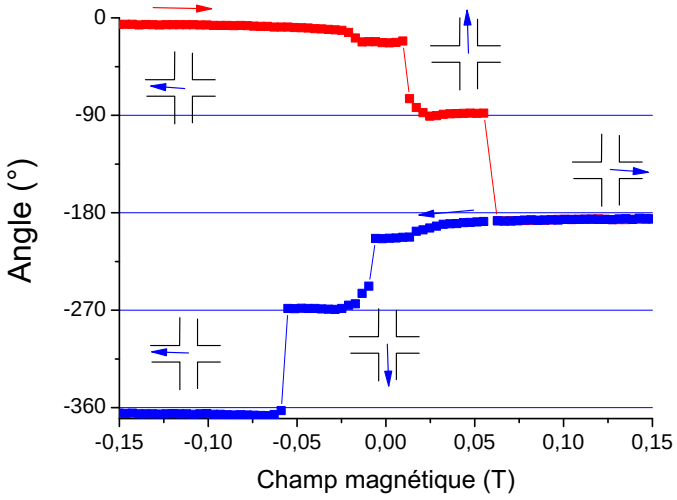


FIG. 2.15 – Valeur hypothétique de l'angle planaire θ pendant un cycle sous champ perpendiculaire déterminée à partir des figures 2.14 et 2.13. Cette valeur ne peut être déterminée que de manière ambivalente du fait de la symétrie de $\sin(2\theta)$, mais on associe les sauts sur la valeur de la résistance planaire à des changements d'intervalle de définition de cette fonction.

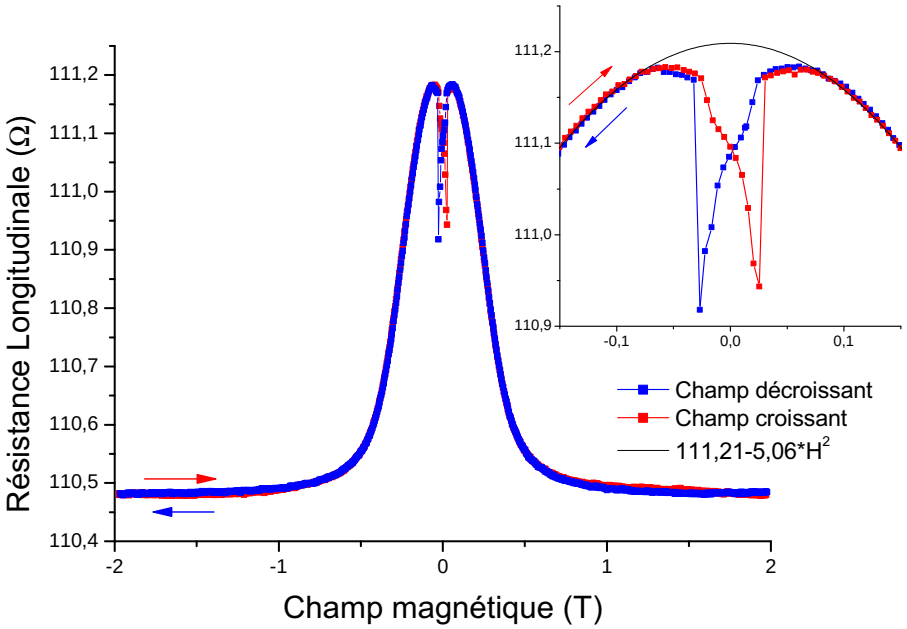


FIG. 2.16 – Courbe de résistance en fonction du champ perpendiculaire appliqué croissant (courbe rouge) et décroissant (courbe bleue). La courbe noire montre la meilleure interpolation du comportement parabolique de la résistance en fonction du champ pour des champs intermédiaires (entre 100 et 200mT).

	Hall (champ $\perp$)	MR (champ $\perp$)	MR sous angle
R_{HA} (Ω)	-0,203±0,002	-	-
ρ_{HA} (Ω.m)	-2×10^{-9}	-	-
$R_{\parallel} - R_{\perp}$ (Ω)	0,175	-	0,75
$\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$	-	$1{,}7 \pm 0{,}1 \times 10^{-9}$	

TAB. 2.2 – Valeurs des différentes composantes de la résistivité du nickel utilisé déterminées par les différentes mesures sous champ magnétique.

2.2.2.2.1 Récapitulatif Le tableau 2.2 présente les valeurs obtenues pour $\rho_{\perp}$ et $(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})$ à partir des différentes mesures. Pour la mesure de la résistivité à partir des résistances longitudinales, nous avons considéré que la longueur effective entre les deux contacts de mesures de tension était de 1,5μm.

En considérant une aimantation du nickel de 490×10^3 A/m, nous obtenons pour notre couche de nickel $-3{,}25 \times 10^{-9}$ Ω.m/T, mais il faut considérer que sa résistivité est de l'ordre de $2{,}6 \times 10^{-7}$ Ω.m (à comparer avec celle de la littérature : $1{,}07 \times 10^{-7}$ Ω.m).

Les conclusions à tirer de cette étude sont les suivantes :

- Il est possible à partir des mesures de magnétotransport, sous différentes orientations du champ de déterminer effectivement les paramètres intrinsèques pertinents de magnétotransport.
- Une fois ces paramètres déterminés, nous disposons avec la mesure de Hall d'une méthode de mesure de l'orientation de l'aimantation dans notre nanostructure à la fois précise et locale.
- La principale limitation de cette méthode tient en fait à la symétrie de l'effet Hall planaire, qui rend la méthode de mesure de l'angle planaire θ non bijective.
- Nous nous sommes appuyés pour cette étude sur l'hypothèse d'une aimantation globalement uniforme dans la croix de Hall. Réduire les dimensions latérales de la croix permettrait de la renforcer.

2.2.3 Modifications des mesures de transport sous champ sous l'effet du grenat

Lorsque la nanostructure de nickel est déposée sur le grenat ferrimagnétique décrit au paragraphe 2.1, cela affecte considérablement les courbes de magnétotransport. Il est bon de noter tout d'abord que celles-ci ne sont plus reproductibles pour différents cycles en champ, les événements aléatoires de nucléation dans le grenat devant conditionner sa structure en domaines et donc l'évolution de l'aimantation du nickel.

La courbe 2.17 présente ainsi le cycle de Hall sous champ perpendiculaire dans la croix n°1, équivalente à celle étudiée au paragraphe précédent. La valeur de la résistivité de Hall est égale à celle obtenue pour le nickel sur GGG à moins de 1% près. Nous considèrerons qu'il en est de même pour la valeur de $\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$ puisqu'il s'agit dans les deux cas de valeurs intrinsèques au nickel, et que l'épaisseur (qui modifie la résistivité quand elle devient comparable au libre parcours moyen des électrons) est

identique. Nous constatons notamment qu'entre les valeurs du champ de saturation du grenat : ±150 mT, le signal de Hall est fortement affecté, ce qui est dû à l'effet des domaines du grenat, comme nous pourrons le confirmer ultérieurement.

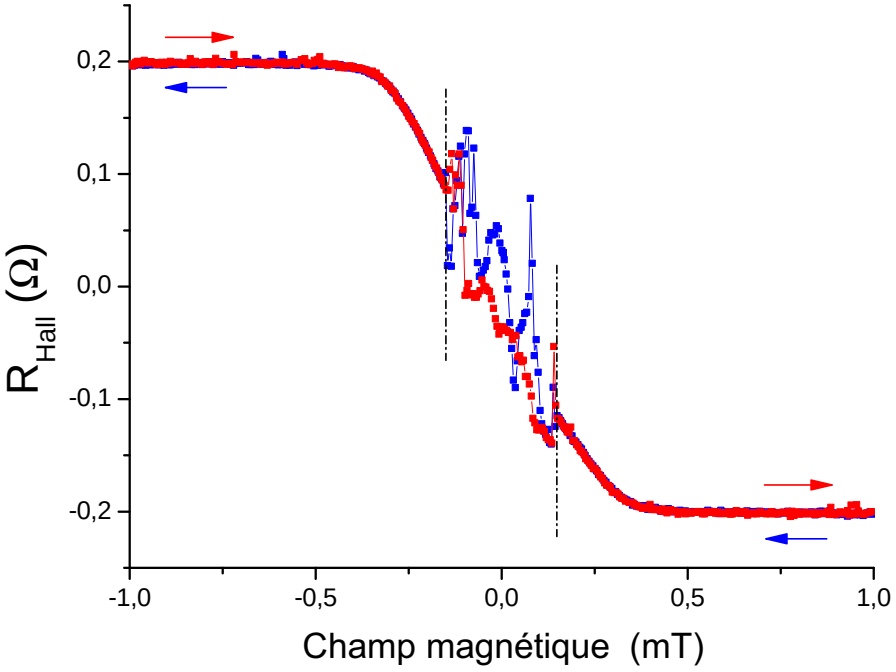


FIG. 2.17 – Résistance de Hall sur la croix 1 de nickel sur grenat ferrimagnétique en fonction du champ magnétique perpendiculaire appliqué croissant (courbe rouge) et décroissant (courbe bleue). La résistance de désalignement ainsi que la composante due à l'effet Hall normal ont été retirées.

Sur la courbe 2.18-a), nous regardons uniquement la résistance de Hall d'origine planaire ; pour simplifier nous considérons l'hypothèse suivant laquelle la composante m_z de l'aimantation répond linéairement au champ magnétique sur la gamme de champ entre $-0{,}15$ mT et $+0{,}15$ mT. La composante de Hall anormale correspondante est donc soustraite au signal, et nous pouvons aussi déduire l'amplitude maximale que peut atteindre l'effet Hall planaire, déterminée par $(1-m_z^2)(\rho_{\parallel}-\rho_{\perp})/2$. Il est à noter que la marge d'erreur sur l'estimation de la pente $m_z = f(H)$ est importante du fait la perturbation du signal de Hall dès -150mT. Néanmoins il apparaît au moins un point pour lequel le signal excède largement la valeur limite attribuée à l'effet Hall planaire : les domaines magnétiques du grenat peuvent donc avoir un effet sur la composante perpendiculaire de l'aimantation. On voit d'autre part que la courbe d'effet Hall planaire semble "frôler" la courbe limite, ce qui pourrait s'expliquer par une rotation continue de l'aimantation, avec un angle planaire θ effectuant plusieurs rotations durant le balayage en champ, toujours par l'effet des domaines du grenat.

Pour les mesures de magnétorésistance la modification des courbes de Hall en champ perpendiculaire est assez semblable : dans la gamme correspondant à la présence de domaines dans le grenat (entre les traits pointillés sur la figure 2.18-b) on voit apparaître des événements très corrélés à ceux observés sur l'effet Hall.

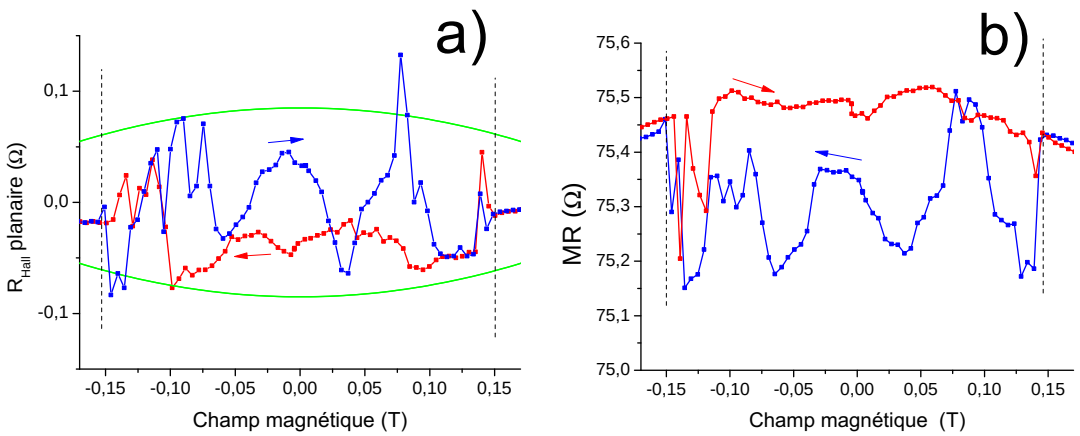


FIG. 2.18 – a) Résistance de Hall sur la croix 1 de nickel sur grenat ferrimagnétique en fonction du champ magnétique perpendiculaire appliqué croissant (courbe rouge) et décroissant (courbe bleue). La composante de Hall anormale a été retirée en supposant que la variation de m_z sur cette gamme de champ peut être considérée comme linéaire : $m_z = 0{,}35 * H(T)$. Les courbes vertes indiquent l'amplitude maximale que peut atteindre l'effet Hall planaire.
b) Courbe d'AMR sur la section de nickel située à gauche de la croix de Hall 1 sur la figure 2.8, mesurée en parallèle à la courbe a).

Un autre exemple de la modification de l'AMR par les domaines du grenat, sur la section de la bande de nickel située entre les croix 1 et 2, est donné sur la figure 2.19.

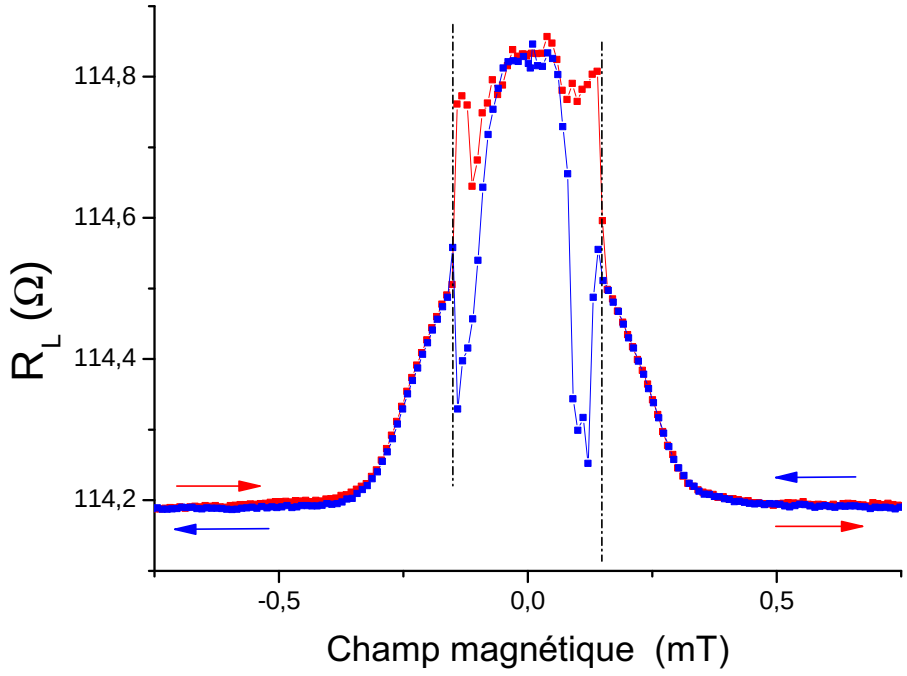


FIG. 2.19 – Résistance de Hall longitudinale dans le nickel sur grenat ferrimagnétique en fonction du champ magnétique appliqué perpendiculaire croissant (courbe rouge) et décroissant (courbe bleue). Les lignes pointillées verticales indiquent le champ de saturation du grenat.

2.2.4 Comparaison des courbes d'aimantation sous champ perpendiculaire

Afin de déterminer l'effet de couplage à l'interface entre le grenat et le nickel, nous nous plaçons dans la configuration la plus simple, c'est à dire dans le cas où le grenat ferrimagnétique est complètement saturé.

Nous avons tracé sur la figure 2.20 les courbes de saturation sous champ perpendiculaire de la croix de Hall n°1 de nickel sur grenat et sur GGG. Pour cela, nous avons réalisé l'antisymétrisation de courbes d'effet Hall suivant la méthode décrite au paragraphe 2.2.2.2. Les points expérimentaux ainsi obtenus sont représentés sous forme de triangles. Dans le cas du nickel sur grenat nous disposons de deux courbes correspondant à des alignements légèrement différents du champ appliqué avec la perpendiculaire de l'échantillon (triangles bleus et orange).

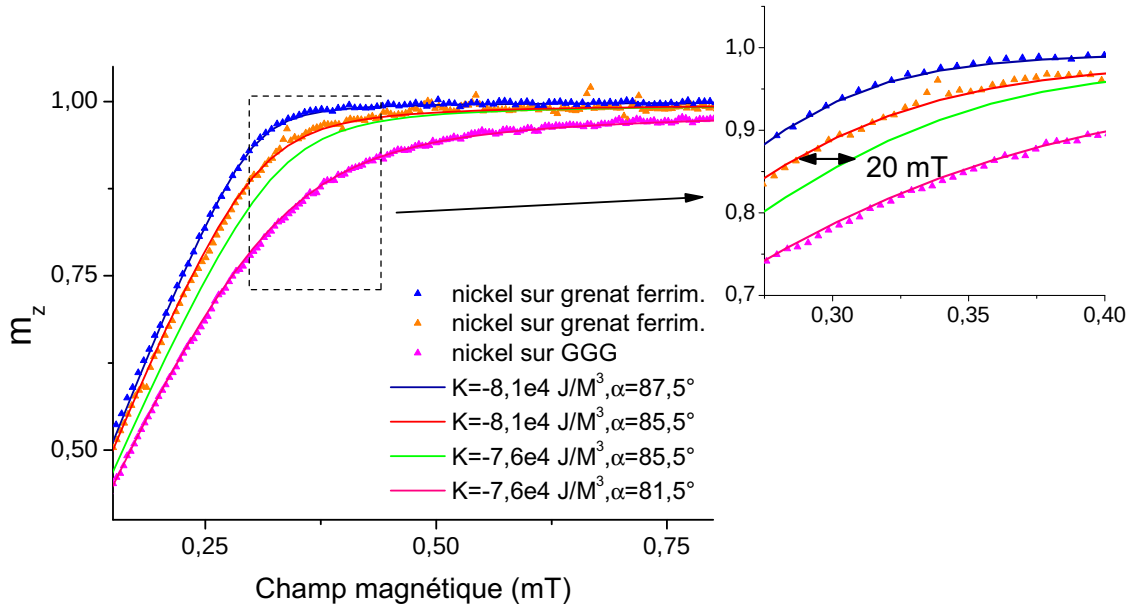


FIG. 2.20 – Courbes d'aimantation du nickel sous champ perpendiculaire. Les triangles bleus et orange correspondent aux valeurs expérimentales du nickel sur grenat, les triangles roses au nickel sur GGG. Tous ces points expérimentaux sont déterminés à partir des courbes d'effet Hall anti-symétrisées. Les lignes continues correspondent au résultat du modèle du paragraphe 2.2.4.1 en variant l'angle d'application du champ perpendiculaire et la constante d'anisotropie perpendiculaire effective.

Une interprétation quantitative de ces courbes d'aimantation suppose une étape d'analyse supplémentaire. En effet, une faible variation du désalignement entre le champ appliqué et la perpendiculaire de l'échantillon a des conséquences critiques sur les courbes d'aimantation, même pour quelques degrés. Malheureusement le montage expérimental ne permet pas un alignement du champ au degré près. Nous estimons à 5° la précision de l'appareillage.

2.2.4.1 Modèle d'aimantation perpendiculaire avec désalignement

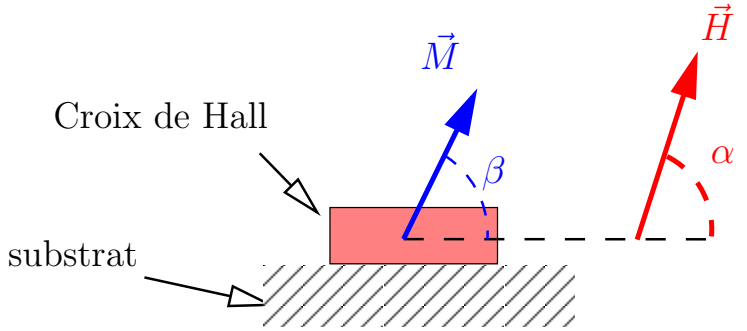


FIG. 2.21 – Définition des conventions pour le modèle de saturation

Nous proposons un modèle simple permettant de tenir compte du désalignement du champ appliqué H_{app}. L'énergie magnétique volumique e_m dans la croix de Hall, dans l'approximation où l'aimantation est modélisable par un macrospin, peut s'écrire en suivant les conventions de la figure 2.21 :

$$\begin{aligned} e_m &= e_{Zeeman} + e_{Demag} + e_{Anisotropie} \\ &= -\mu_0 M_s H_{app} \cos(\alpha - \beta) \\ &\quad + \frac{\mu_0 M_s^2}{2}(1-N)\sin^2\beta + \frac{N}{2}\frac{\mu_0 M_s^2}{2}\cos^2\beta \\ &\quad + K_\perp \sin^2\beta \end{aligned} \tag{2.7}$$

où N est le facteur démagnétisant planaire de la croix, supposé uniforme et $K_\perp$ la constante d'anisotropie perpendiculaire qui peut résulter d'une anisotropie volumique du nickel induite par une contrainte magnétostrictive, du couplage d'échange à l'interface avec le grenat ou encore d'une anisotropie d'interface dû au substrat cristallin. La position d'équilibre du macrospin est donnée par le minimum de cette énergie en fonction de l'angle β de l'aimantation.

$$\begin{aligned} \frac{de_m}{d\beta} = 0 \Rightarrow -\mu_0 M_s H_{app}\left(\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} - \frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\right) &= 2K_\perp + \mu_0 M_s^2\left(1 - \frac{3}{2}N\right) \\ \Rightarrow -\mu_0 M_s H_{app}\left(\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} - \frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\right) &= 2K_{eff} + \mu_0 M_s^2 \end{aligned} \tag{2.8}$$

K_{eff} contient l'effet du coefficient démagnétisant et des différents termes conduisant à une modification de l'anisotropie perpendiculaire du nickel, par exemple une anisotropie magnéto-cristalline, l'effet de la magnétostriction, un effet d'anisotropie d'interface ou encore le couplage d'échange à l'interface du grenat. Néanmoins lorsqu'on compare les couches de nickel sur GGG et de nickel sur grenat seul l'effet de couplage magnétique avec le substrat est modifié.

A partir des courbes de saturation données par ce modèle, nous avons déterminé l'angle de désalignement du champ appliqué α ainsi que la constante d'anisotropie effective K_{eff} qui donne le meilleur accord avec les points expérimentaux.

Sur la figure 2.20, nous présentons trois courbes expérimentales de la composante m_z de l'aimantation en fonction du champ.

. Les deux premières, en triangles bleus et oranges correspondent au nickel sur grenat ferrimagnétique. On trouve une bonne simulation de ces courbes de saturation avec notre modèle pour une constante d'anisotropie perpendiculaire effective de $8{,}1 \times 10^4$ J/m^3, et des angles α respectivement de 87,5° et 85,5°.

. Les triangles violets correspondent à la mesure du nickel sur GGG. Il faut considérer une anisotropie effective plus faible, $K_{eff} = 7{,}6 \times 10^4$ J/m^3, ainsi qu'un angle du champ appliqué plus petit $\alpha = 81{,}5$ °.

Pour comparer correctement les courbes de saturation de la croix de nickel, il est en fait nécessaire de s'affranchir de l'angle d'alignement α. Nous avons donc tracé sur la figure 2.20, la courbe de saturation donnée par le modèle avec une anisotropie effective $K_{eff} = 7{,}6 \times 10^4$ J/m^3 (nickel sur GGG), mais un angle de 85,5°(courbe verte). Cette courbe doit être comparée aux points expérimentaux oranges (même angle mais nickel sur grenat) : la différence qui équivaut à un champ de $20mT$, est attribuée à l'effet du grenat ferrimagnétique.

Il nous reste à expliciter l'origine de l'importante constante d'anisotropie perpendiculaire même dans le cas du nickel sur GGG. De part le rapport d'aspect de la croix de Hall (10 nm d'épaisseur pour une largeur et une profondeur de 350 nm), le coefficient démagnétisant planaire N est très faible de l'ordre de quelques pourcents. Donc la majeure partie de la constante d'anisotropie effective K_{eff} provient de l'anisotropie perpendiculaire $K_\perp$.

2.2.4.2 Origine de l'anisotropie perpendiculaire

Nous attribuons l'apparition d'une constante d'anisotropie perpendiculaire à un effet de **magnétostriction** lié à la technique de dépôt de nickel. En effet les coefficients de dilatation thermique du nickel et du GGG sont différents, ($\alpha_{nickel} = 13 * 10^{-6}$/K et $\alpha_{GGG} = 8{,}6 * 10^{-6}$ /K). Lors du refroidissement de l'échantillon après dépôt par *sputtering*, il apparaît donc une contrainte d'étirement sur le nickel.

Le coefficient de couplage magnétostrictif du nickel massif est $B_1 = 6{,}2MPa$. Pour obtenir une contribution magnétostrictive à l'anisotropie de l'ordre de $K_{perp} = 8 \times 10^4$, il faudrait donc que l'élongation relative $e = \frac{\Delta l}{l}$ du nickel dans le plan par rapport à son état d'équilibre soit de l'ordre de $e = K_\perp / 2B_1 \simeq 0{,}6\%$. Il s'agit d'un étirement important mais possible dans le cas d'une couche mince.

De plus, il a été montré [43] que la valeur de ce coefficient B_1 pour un matériau massif doit être corrigée dans le cas d'une couche mince en fonction de son épaisseur t par une expression du type : $B_{eff}(t) = B_{massif} + B_{surf}/(t - t_0)$ L'augmentation sur le coefficient de couplage magnétostrictif permettrait d'expliquer nos résultats avec une élongation plus faible du nickel. Quoi qu'il en soit, cet effet est identique pour le nickel sur grenat ferrimagnétique et le nickel sur GGG du fait de la grande ressemblance structurale des deux grenats. Pour la même raison, un éventuel effet d'anisotropie d'interface serait identique pour les deux couches de nickel.

La différence de coefficient d'anisotropie $K_\perp$ déduite des mesures vient donc de la proximité du nickel avec le grenat ferrimagnétique : il serait tentant d'attribuer cet effet à un échange direct à l'interface ferro/ferrimagnétique. Toutefois, les mesures

AFM montrent que la technique de lithographie par gravure ionique produit une surépaisseur du grenat de l'ordre de 30 nm sous la croix de nickel. Il s'agit donc d'évaluer les conséquences de cette structuration.

2.2.4.3 Champ de fuite local du grenat du à la gravure

La surépaisseur de 30 nm de la couche de grenat ferrimagnétique sous la croix de nickel induit un champ supplémentaire. Sur la figure 2.22, nous présentons une simulation à deux dimension du champ de fuite du grenat au niveau de la structure de nickel lorsque le grenat est saturé. En exploitant le principe de superposition, seule la partie de grenat en surépaisseur nécessite d'être simulée, le reste de la couche ne présentant pas de champ de fuite ; un champ perpendiculaire de 0,5T assure la saturation perpendiculaire du grenat durant la simulation.

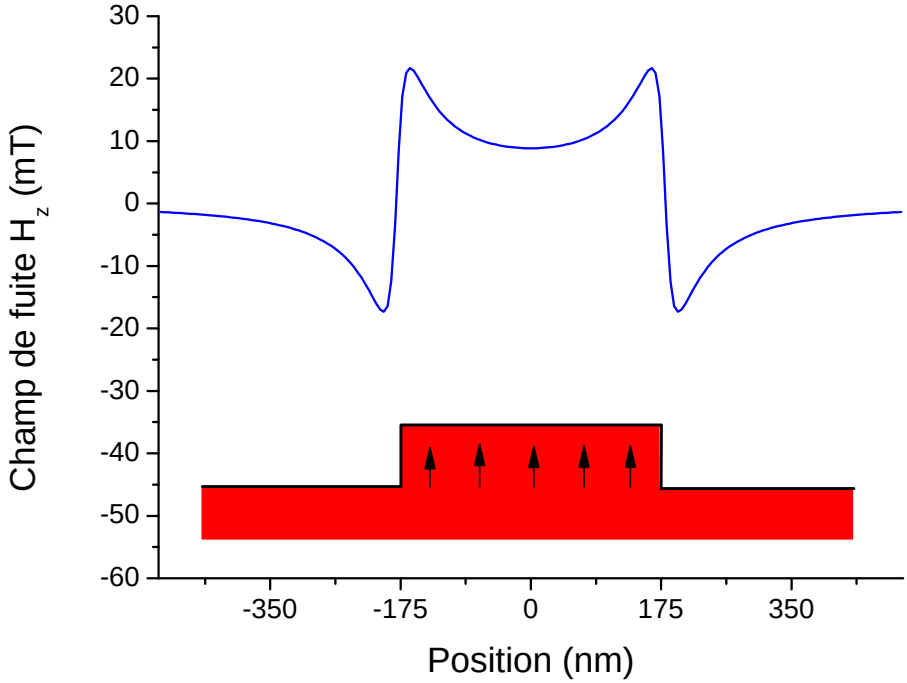


FIG. 2.22 – Champ de fuite du grenat provenant de la surépaisseur sous la structure de nickel. Ce champ est calculé à une hauteur de 7,5nm de la surface.

Le champ supplémentaire ressenti au niveau de la bande de nickel, et dû à cet effet de forme, est donc de l'ordre 15 mT en moyenne. Si nous considérions l'effet de forme à trois dimension, plus pertinent dans le croix de la croix, ce champ de fuite serait réduit.

En conclusion, l'écart sur les courbes d'aimantation, en corrigeant l'effet de désalignement du champ appliqué, est en grande partie attribuable au champ de fuite du grenat au niveau de la croix de Hall provenant de la gravure. L'effet de couplage d'échange entre grenat ferrimagnétique et nickel est donc faible et nous estimons, pour une épaisseur de nickel de 10 nm, le champ équivalent résultant à 5mT (soit une constante d'anisotropie surfacique $K_s = 2 \times 10^5$ J/m^2), mais avec une importante marge d'erreur liée au désalignement du champ appliqué.

L'utilisation de couches de nickel de plus faible épaisseur devrait permettre d'augmenter l'importance relative du couplage d'échange et d'apporter une conclusion plus définitive.

2.3 Système de double imageries magnétique locale

Pour mieux comprendre maintenant l'effet des domaines du grenat sur le nickel, tel qu'observé sur l'image 2.17, nous avons développé une nouvelle technique qui consiste à réaliser la mesure de l'effet Hall en parallèle avec la mesure MFM qui donne une information précise sur la position et la taille des domaines dans le grenat ferrimagnétique.

2.3.1 Principe des mesures simultanées MFM/résistivité

Le principe de la mesure est présenté sur la figure 2.23 : lors du balayage de la pointe au dessus de la surface, sont acquis en parallèle le signal magnétique et une mesure de transport dans une partie de la structure de nickel.

Dans la limite d'une interaction faible entre pointe et échantillon, ce signal de transport ne devrait pas varier au cours du balayage, mais nous allons nous placer à dessein dans le cadre d'une interaction forte, l'idéal étant même que la pointe induise des déplacements irréversibles des domaines du grenat ferrimagnétique : nous pouvons ainsi corréler ce déplacement et la variation d'effet Hall induite dans le nickel. Ainsi nous pouvons étudier l'effet des domaines du grenat localement sur l'aimantation du nickel. En règle générale, et c'est aussi vrai pour les mesures présentées sur la figure 2.23, nous appliquons un champ magnétique extérieur pendant la mesure afin de simplifier la structure en domaine du grenat. Un champ de l'ordre de 120 mT permet d'obtenir une périodicité des domaines de l'ordre de la dizaine de microns (voir le paragraphe 2.1 pour des valeurs plus précises), l'aimantation du grenat est donc homogène sous la section de nickel étudiée, sauf lorsqu'un domaine minoritaire se trouve à proximité.

2.3.2 Effet direct de la pointe sur la croix de Hall

Le champ de fuite de la pointe magnétique peut aussi interagir directement avec l'aimantation du nickel. Cette interaction pourrait dans le cadre d'une imagerie MFM seule constituer un handicap ; pour les mesures conjointes MFM/effet Hall cela peut constituer une opportunité en nous permettant de déterminer l'orientation planaire de l'aimantation dans la croix de nickel. Sur la figure 2.24 nous présentons les résultats de l'image de la résistance en fonction de la position de la pointe alors que le grenat est complètement saturé ($\mu_0 H = -200$ mT). La quantité représentée est en fait la variation de la résistance par rapport à une valeur de référence correspondant à une position de la pointe éloignée de la croix.

Connaissant l'aimantation de la pointe et la polarité de l'effet Hall planaire dans la croix, l'angle planaire θ lorsque la pointe se trouve loin de la croix peut être

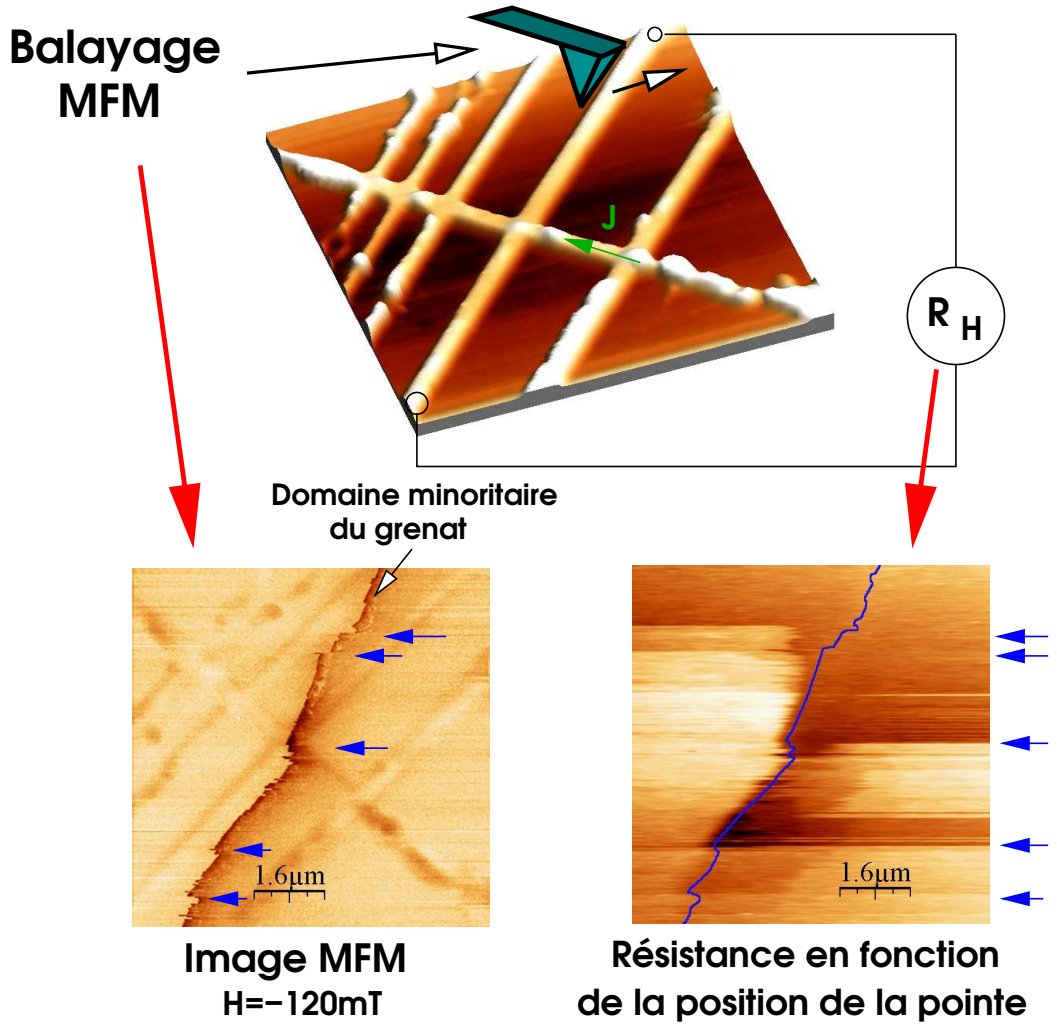


FIG. 2.23 – Principe du système de double imagerie magnétique. Durant le balayage MFM au dessus de la surface magnétique, la résistance de l'échantillon est mesurée pour chaque position de la pointe. On peut voir en comparant les images MFM et de résistance obtenues, la très forte corrélation entre le passage de la pointe sur le domaine minoritaire du grenat et la modification du signal de résistance. Les flèches bleues indiquent des déplacements irréversibles du domaine minoritaire du grenat et leur conséquences sur le signal de résistance. La ligne bleue du signal de résistance reproduit la position du domaine minoritaire dans le grenat. L'amplitude totale de variation de la résistance de Hall est de 0,07 Ω.

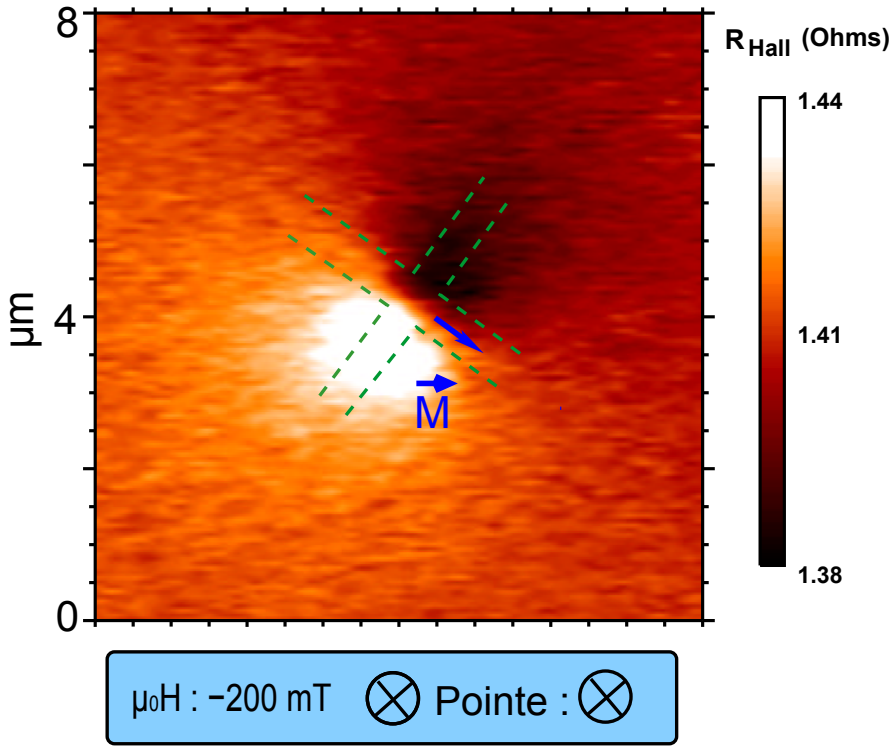


FIG. 2.24 – Imagerie de la résistance de Hall dans la croix 1 en fonction de la position de la pointe. Un champ appliqué de −200 mT assure que le grenat est complètement saturé. Les traits pointillés verts indiquent la position topographique de la croix de Hall 1, la flèche bleue indique la direction de l'aimantation que l'on peut déduire de la polarité du signal de Hall et de l'aimantation de la pointe.

déterminé totalement à l'aide de l'imagerie de résistance de Hall en fonction de la position de la pointe.

Nous allons considérer l'hypothèse suivant laquelle une partie importante de l'aimantation du nickel dans la croix se comporte comme un macro-spin susceptible de pivoter sous l'effet du champ de fuite de la pointe. On voit sur la figure 2.25 que lorsque la pointe, qui porte une aimantation sortant du plan (⊗) s'approche de la croix, son champ de fuite repousse l'aimantation ; cela affecte alors l'effet Hall planaire. Lorsque la pointe se trouve de l'autre côté de la croix, l'aimantation pivote dans l'autre sens, l'effet est donc antisymétrique par rapport à la position de la pointe.

L'axe d'anti-symétrie de cet effet donne logiquement la direction de l'aimantation dans la croix, la polarité de l'effet Hall planaire permet ensuite de déterminer l'angle de manière non ambiguë. Dans le cas de cette mesure, l'échantillon avait été saturé avec une légère composante de champ planaire pointant vers le bas de la structure (en bas à droite sur l'image 2.24) en inclinant légèrement le microscope dans l'électroaimant, la direction de l'aimantation déterminée par notre technique de mesure est donc conforme au résultat attendu.

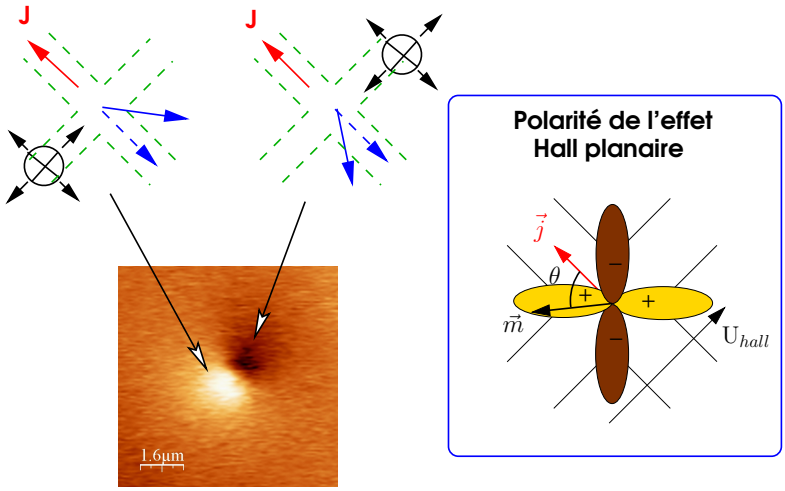


FIG. 2.25 – Détermination de l'orientation de l'aimantation dans une croix de Hall. Le champ de fuite de la pointe, symbolisée en noir, repousse l'aimantation de la croix (en bleu), ce qui modifie l'effet Hall planaire.

Détermination de l'origine du contraste de Hall

Si des considérations de symétrie sur le champ de fuite de la pointe et l'effet Hall nous donnent une bonne indication que le signal obtenu sur la figure 2.24 est bien de l'effet Hall planaire, cela peut être confirmé en modifiant la direction du courant électrique. En effet si nous permutons les branches de courant et de tension de la croix, la référence de l'angle θ change de 90°, ce qui revient à inverser la polarité de la résistance de Hall planaire. Par contre l'effet Hall Anormal, qui ne dépend que de la composante m_z de l'aimantation, n'est pas modifié.

Sur la figure 2.26 est présenté l'effet Hall en fonction du balayage de la pointe sur la croix de nickel, avec deux directions différentes pour le courant. On constate que l'effet principal du changement de la direction du courant est effectivement une inversion de la polarité de l'effet direct de la pointe sur l'effet Hall. Les deux images étant réalisées dans des conditions identiques par ailleurs, il est possible de réaliser des opérations de soustraction et d'addition qui permettent d'extraire respectivement l'effet Hall planaire et Anormal. Il se produit aussi un effet non négligeable de modification de la composante perpendiculaire de l'aimantation, visible sur le signal d'effet Hall anormal (L'effet (A) en bas de l'image correspond à la position du domaine minoritaire et est un artefact dû à un léger décalage sur la position de ce domaine entre les deux balayages).

La modification de l'effet Hall planaire correspondant au passage de la pointe sur un domaine minoritaire du grenat (ligne pointillée bleue sur les images) sera discutée au paragraphe suivant.

2.3.3 Effet de la position des domaines du grenat sur le nickel

Nous allons maintenant étudier l'effet local des domaines du grenat sur la croix n°1 de Hall du nickel. Il faut pour cela réaliser deux conditions :

1. Un domaine minoritaire du grenat doit se trouver à proximité de la croix de hall du nickel. Les autres domaines minoritaires doivent être suffisamment éloignés pour ne pas avoir d'influence. C'est pourquoi on se place sous un champ magnétique élevé par exemple $\mu_0 H = 120$ mT, pour lequel la périodicité des domaines est de 7μm.
2. L'interaction entre la pointe et les domaines du grenat doit être suffisamment forte pour qu'il se produise un mouvement des domaines au cours du balayage de la pointe. Grâce aux images MFM acquises simultanément on peut alors corréler balayage de la pointe, déplacement des domaines et modification du signal de Hall dans le nickel.

2.3.3.1 Interaction grenat-nickel

Nous avons simulé le champ de fuite du grenat au niveau du nickel à l'aide d'une simulation micromagnétique OOMMF à 2D, et sous un champ appliqué nul. Le résultat est présenté sur la figure 2.27, il montre que l'amplitude du champ de fuite est de l'ordre de l'aimantation à saturation du grenat. Comme prévu le champ de fuite planaire est maximal au niveau des parois de domaines.

Le couplage entre les domaines du grenat et l'aimantation du nickel provient *a priori* dans ce système de l'interaction entre les parois du grenat, au dessus desquelles le champ de fuite a une forte composante planaire, et la composante planaire de l'aimantation du nickel. Les résultats précédents montrent en effet que la susceptibilité planaire de l'aimantation est bien supérieure à la susceptibilité perpendiculaire, comme attendu.

Pour les résultats que nous présentons par la suite, il faut donc garder à l'esprit que la variable importante pour expliquer le changement de contraste sur l'effet Hall,

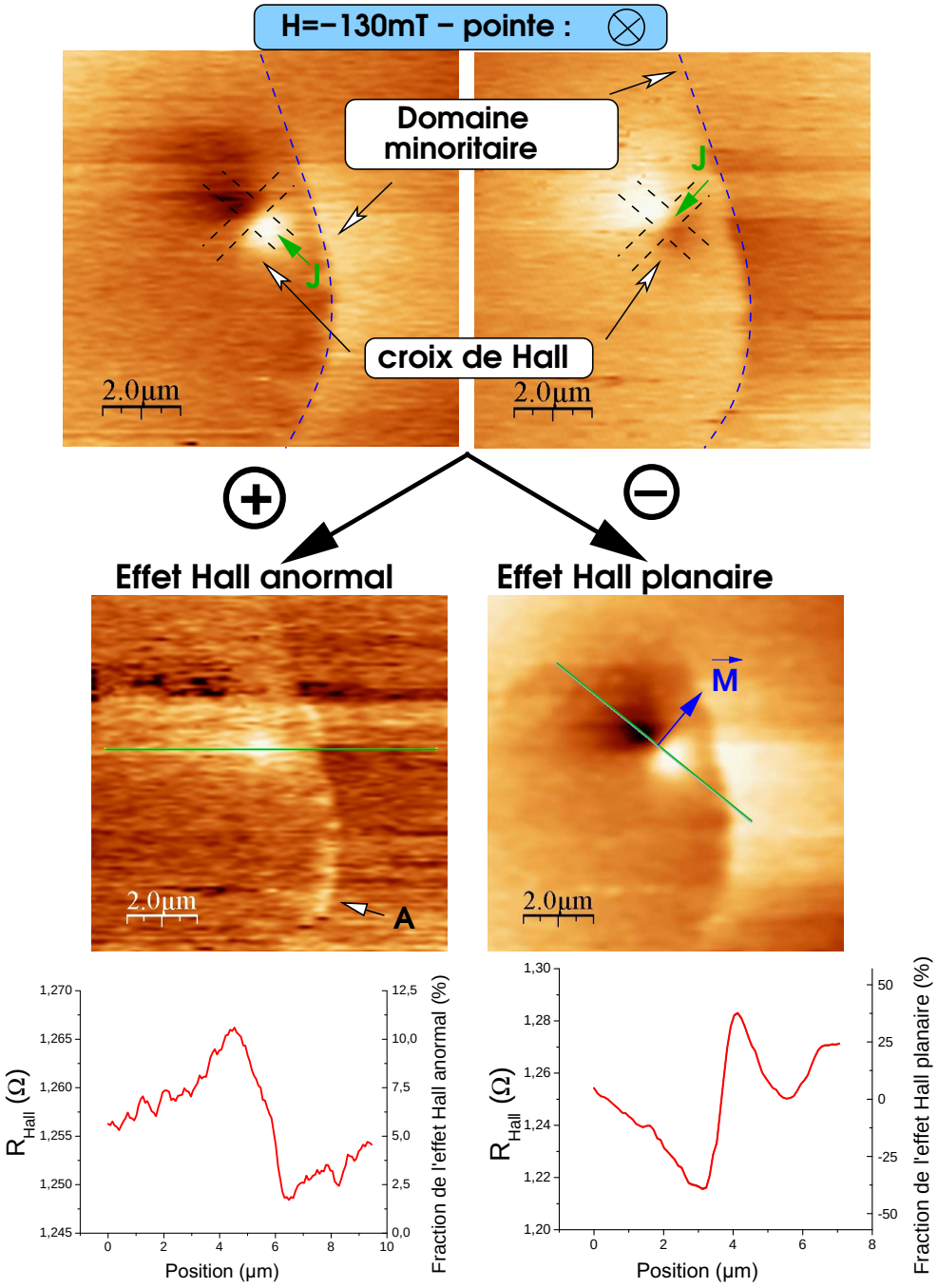


FIG. 2.26 – Extraction des différentes composantes de l'effet Hall en changeant la direction de l'injection du courant dans la croix. Le champ magnétique appliqué est de −130 mT. Les lignes pointillées bleues marquent la position d'un domaine minoritaire du grenat observé sur les images MFM. Les lignes vertes sur les images d'effet Hall planaire et anormal correspondent aux profils présentés en dessous. A : artefact dû à un décalage sur la position du domaine minoritaire entre les deux balayages.

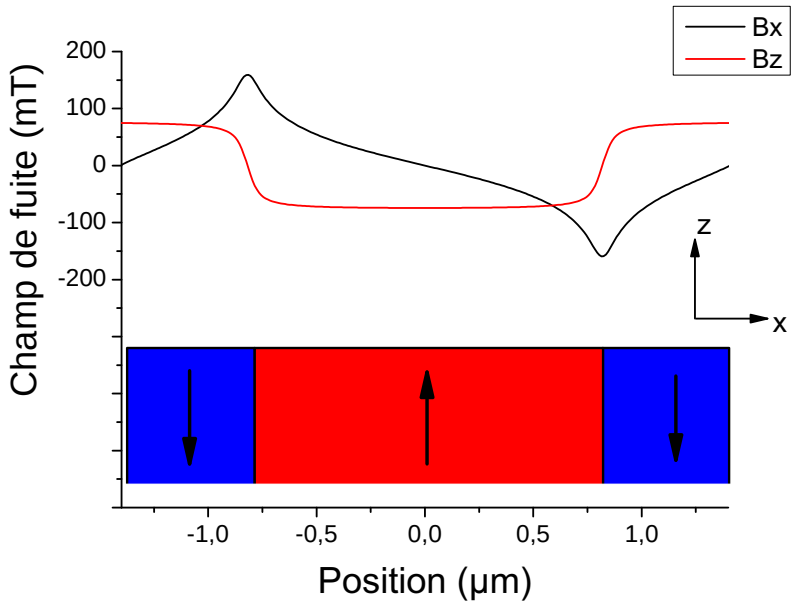


FIG. 2.27 – Champ de fuite du grenat ferrimagnétique, sous champ nul, au niveau de la couche de nickel, déterminé par une simulation OOMMF. En rouge est représenté le champ perpendiculaire, en noir le champ planaire.

est la distance entre les parois de domaines du grenat et la croix du nickel dont la résistance de Hall est mesurée.

2.3.3.2 Interaction pointe/grenat : déplacement des domaines

Dans la limite d'interaction forte entre la pointe et le grenat, le champ de fuite de la pointe peut induire un déplacement des parois et donc déformer localement le réseau périodique de domaines majoritaires et minoritaires.

Dans le cas d'une paroi unique, le champ de fuite de la pointe peut déplacer une paroi sur plusieurs microns de manière irréversible[2]. Au contraire, pour un réseau périodique de domaines à aimantation perpendiculaire, l'énergie d'anisotropie et l'énergie démagnétisante imposent globalement que les largeurs respectives des domaines minoritaire et majoritaires soient conservées.

Si le champ de fuite de la pointe peut entraîner localement une paroi, il existe donc l'équivalent d'une force de rappel élastique qui la ramène à sa position d'équilibre, celle-ci étant imposée par la forme de la paroi (allonger une paroi coûte de l'énergie d'échange), et la largeur des domaines qui conditionne l'énergie démagnétisante. La position de le paroi est donc confinée dans une zone de taille finie, à la manière de ce qui a été observée pour une paroi dans une constriction [36].

Dans notre cas, les deux parois qui délimitent un domaine minoritaire sont très rapprochées (700 nm d'après le modèle de Kooy et Enz, pour un champ appliqué de 120 mT), et elles vont probablement se déplacer ensemble afin de maintenir la largeur de ce domaine proche de sa largeur d'équilibre.

2. Un tel effet sera observé dans le cobalt à aimantation perpendiculaire au chapitre 4

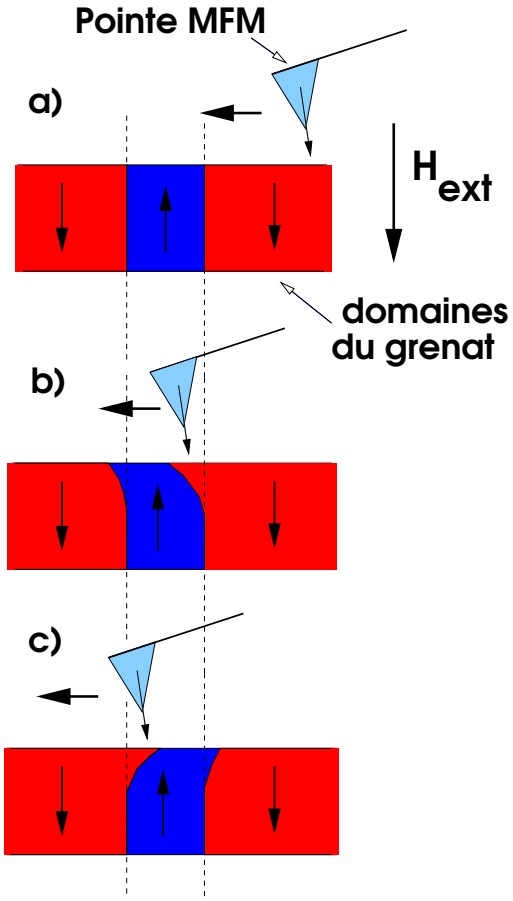


FIG. 2.28 – Effet de déplacement du domaine minoritaire dans le grenat "en taquet". a) La pointe est balayée au dessus du grenat dans le cas d'une interaction forte. b) A proximité d'un domaine minoritaire, la pointe entraîne la paroi de domaines, le domaine majoritaire grossit. c) Lorsque la pointe a franchi le domaine minoritaire, son champ de fuite provoque à nouveau un déplacement de la paroi dans le sens de l'élargissement du domaine majoritaire, mais il s'agit maintenant de la direction opposée. Entre les deux il se produit donc un basculement des parois marqué par un contraste de type répulsif sur les images MFM.

Au passage de la pointe sur un domaine minoritaire, nous proposons un mécanisme spécifique que nous appellerons *effet de taquet* et qui est décrit sur la figure 2.28. Lorsque la pointe est au dessus d'un domaine majoritaire et s'approche d'une paroi de domaines, elle tend par son champ de fuite à faire avancer la paroi, et donc à agrandir le domaine majoritaire. Passée de l'autre côté du domaine minoritaire, la pointe va cette fois repousser la paroi de domaines derrière elle.

Cela peut expliquer pourquoi sur nos images MFM la largeur des domaines minoritaires observée est très inférieure à la valeur théorique de 700 nm obtenue avec le modèle de Kooy et Enz pour un champ de 120 mT. Cela permet en outre d'expliquer une autre caractéristique observée sur toutes nos images de résistance de Hall en fonction de la position de la pointe : il apparaît une discontinuité sur le signal de Hall au moment où la pointe franchit un domaine minoritaire. D'après ce que nous avons expliqué au paragraphe précédent, cela peut s'interpréter comme une variation brutale de la distance paroi/croix de Hall quand se produit l'effet de *taquet*.

La comparaison entre deux images MFM réalisées pour des directions de balayage rapide opposées, par exemple les figures 2.29-a) et 2.29-b) ou des directions de balayage lent opposées, figures 2.31-a) et 2.31-c), montre en outre que la position de la ligne où le contraste est le plus foncé est presque inchangée. Nous interprétons ce résultat comme une preuve que la déformation du domaine minoritaire induite par la pointe n'excède pas la moitié de sa largeur (soit 350 nm sous un champ de 350 mT). : cette ligne sombre correspond au centre du domaine minoritaire lorsque la pointe est éloignée et marque le point où se produit l'effet de *taquet*. Par la suite, nous allons reporter sur les images de résistance la position de cette ligne de *taquet*, obtenue comme étant la ligne des minima sur l'image MFM correspondante.

2.3.3.3 Effet de proximité d'une paroi du grenat sur la croix de Hall

La figure 2.29 est une bonne illustration de l'effet de déplacement de paroi induit par la pointe, à proximité de la croix de nickel. Les lignes de *taquet* correspondant aux différents domaines minoritaires sont reportées en lignes bleues pointillées[3] sur les figures 2.29-c) et 2.29-d).

Nous observons que la variation d'effet Hall change de polarité avec la position de la pointe de part et d'autre du domaine minoritaire 1 situé à proximité de la croix. L'inversion brutale de contraste sur la résistance de Hall lorsque la pointe franchit le domaine 1 est due à l'effet de taquet évoqué précédemment : lors du passage de la pointe au dessus du domaine minoritaire, il se produit une inversion du sens de poussée des parois par la pointe ; ainsi sur l'image c) au centre de l'image, la pointe venant de la gauche pousse le domaine minoritaire 1 vers la droite, le rapprochant de la croix : l'effet Hall diminue. Dès que le domaine 1 est franchi, il est repoussé par la pointe vers la gauche, et l'effet s'inverse conduisant à une augmentation de l'effet Hall.

L'amplitude de cet effet est donnée par le profil présenté en dessous comme étant de $\pm 40\%$ de l'amplitude de l'effet Hall planaire, ce qui correspondrait à une rotation

3. Pour cela, nous avons tenu compte du décalage temporel induit par le filtre du détecteur synchrone qui induit un décalage de l'ordre de 300 nm et dont la direction change avec la direction de balayage rapide.

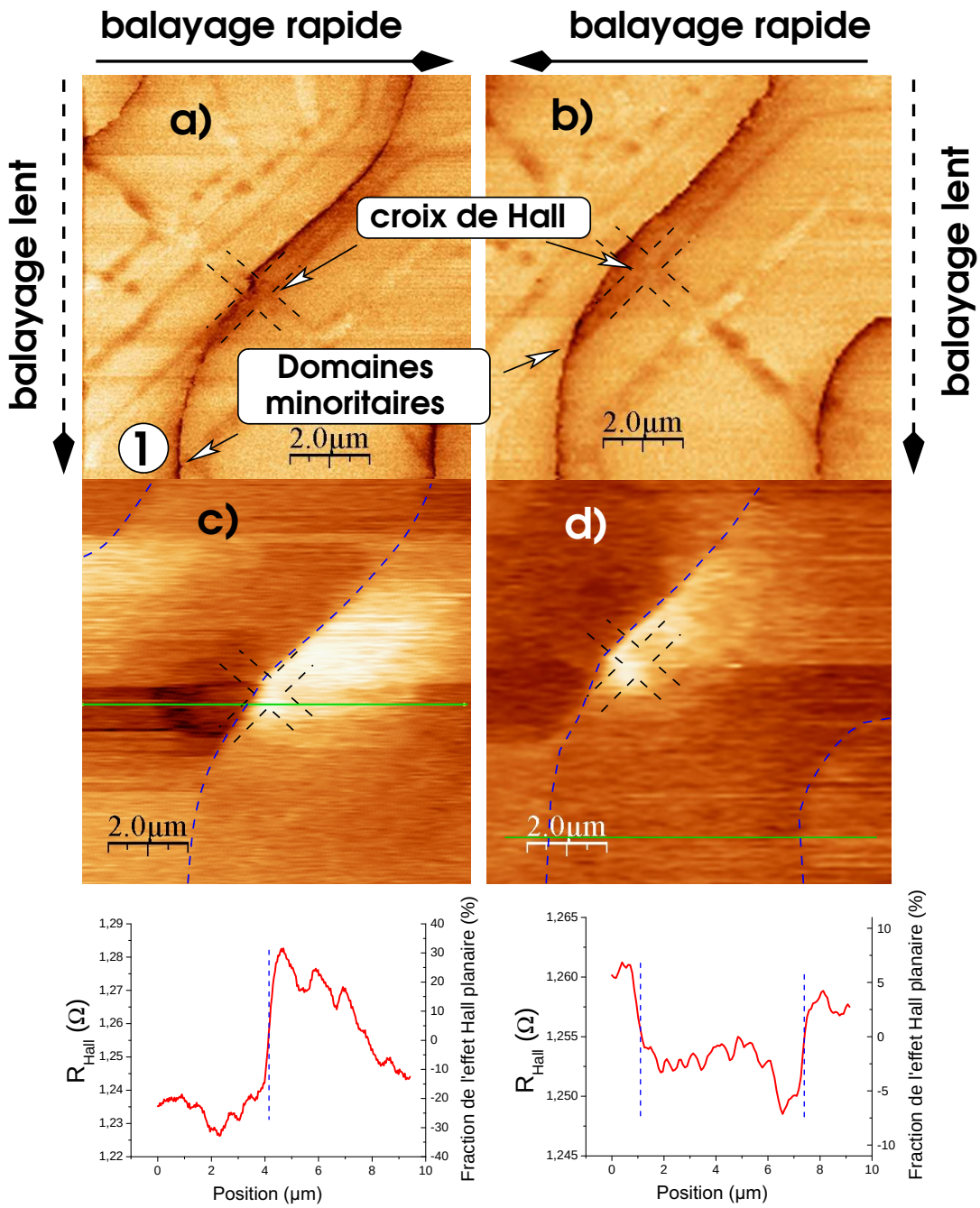


FIG. 2.29 – Effet de la pointe sur l'aimantation du nickel par l'intermédiaire des domaines du grenat. Le champ appliqué est de −120mT. a) et b) : Images MFM montrant la position des domaines minoritaires (lignes sombres). c) et d) Résistance de Hall dans la croix n°1 en fonction de la position de la pointe. En traits bleus pointillés, la position des domaines minoritaires du grenat dont le survol par la pointe provoque une modification de l'effet Hall sur la croix n°1. Les lignes vertes marquent la position des profils de résistance de Hall présentés sur les courbes en dessous.

de l'aimantation moyenne du nickel dans la croix de l'ordre de 20°.

On peut voir un autre exemple de cet effet sur la figure 2.30 où cette fois le balayage rapide de la pointe est parallèle aux parois de domaines près de la croix.

De même que pour la figure 2.29, on n'observe pas sur ces images de résistance l'effet direct du champ de fuite de la pointe sur la composante planaire de l'aimantation comme décrit au paragraphe 2.3.2. Cela s'explique par la proximité d'une paroi du grenat et donc par la présence d'un champ de fuite planaire intense, qui contrôle intégralement la direction de l'aimantation planaire du nickel dans la croix. On perçoit par contre nettement l'effet du champ de fuite de la pointe sur l'aimantation perpendiculaire du nickel (contraste clair sur R_{hall} juste au niveau de la croix de Hall).

La façon dont la position de la pointe affecte la position du domaine minoritaire et donc le signal de Hall est indiquée sur les inserts de la figure 2.30.

1. Quand la pointe est éloignée de la croix, c'est la paroi inférieure (celle située vers le bas de l'image) du domaine minoritaire qui influence l'aimantation planaire du nickel. Le fait que l'aimantation pointe globalement vers la droite de l'image est confirmé par la polarité de l'effet Hall planaire ; en outre il s'agit de la direction déterminée sur la figure 2.26[4].
2. Quand la pointe se rapproche de la croix, le domaine minoritaire est déplacé vers le bas de l'image, c'est donc la paroi supérieure qui influence l'aimantation planaire : l'effet Hall planaire diminue.
3. Quand la pointe passe en dessous de la croix, le domaine minoritaire est poussé vers le haut de l'image : l'influence de la paroi inférieure prédomine, l'effet Hall planaire augmente.
4. L'explication des minima de la résistance de Hall suppose de faire aussi intervenir l'effet hall anormal : lorsque la pointe est au dessus de la croix, mais pas trop proche, le domaine minoritaire se trouve juste en dessous de la croix de nickel, la composante perpendiculaire de son champ de fuite est maximale ce qui augmente m_z et diminue l'effet Hall anormal.

4. Entre ces deux mesures, la seule modification effectuée est une augmentation de la valeur absolue du champ appliqué de 120 mT à 130 mT qui a écarté le domaine minoritaire de la croix

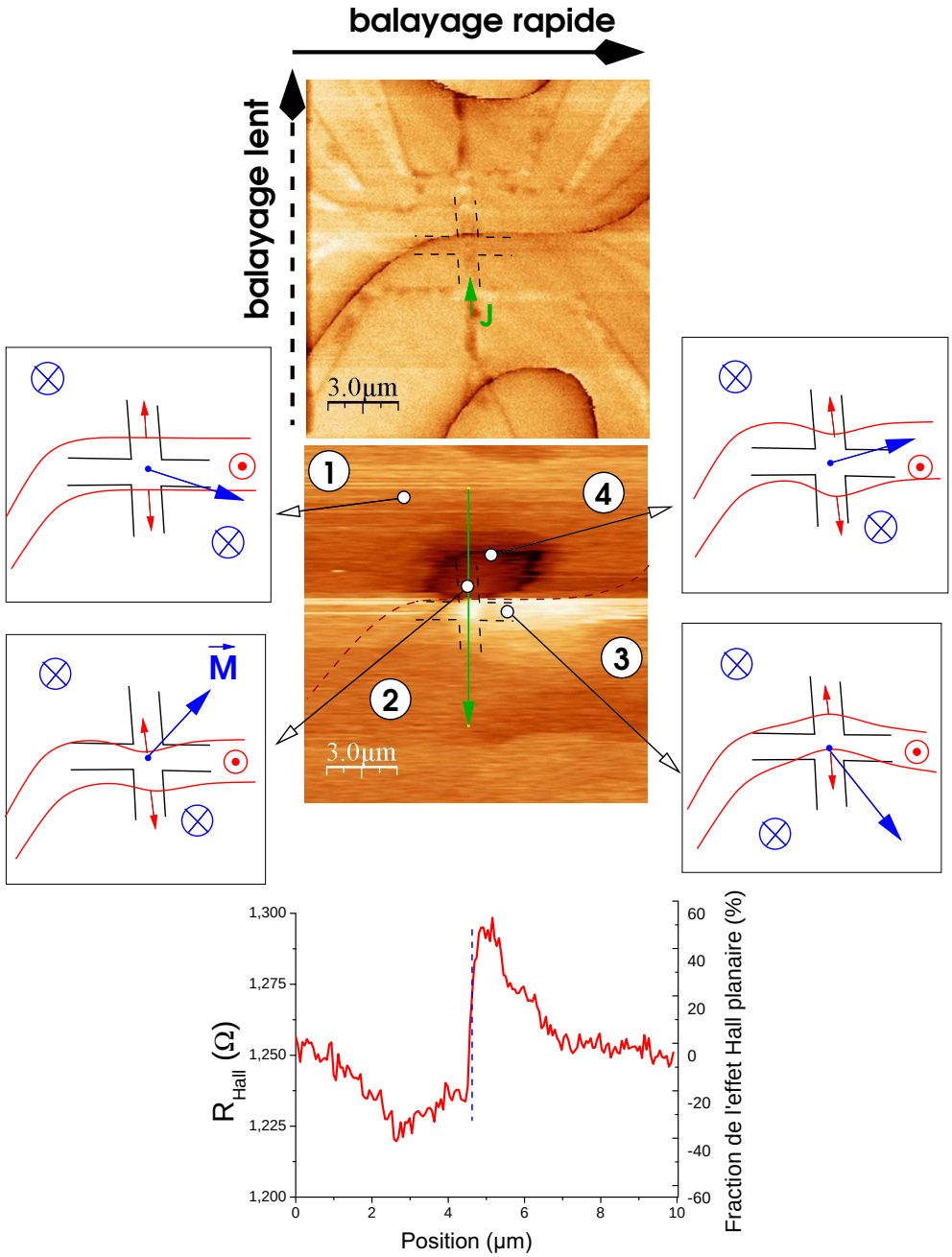


FIG. 2.30 – Effet des parois de domaines du grenat sur la croix de Hall de Nickel, avec un champ perpendiculaire appliqué de −120 mT. Image MFM (en haut), image de résistance en fonction de la position de la pointe (au centre), et profil sur l'image de résistance (en bas). La flèche verte sur l'image de résistance marque la position du profil présenté en dessous. Sur les inserts, les flèches rouges indiquent l'orientation du champ de fuite au niveau des parois, les flèches bleues la direction de l'aimantation planaire dans la croix ; les lignes rouges indiquent la forme présumée des parois de domaines telle qu'on peut la déduire du signal de résistance.

2.3.3.4 Influence de la direction de balayage

A titre indicatif nous donnons sur la figure 2.31, le résultat de la résistance de Hall en fonction du balayage de la pointe dans différentes directions. La polarité de l'effet reste globalement identique, à savoir une diminution de R_{Hall} quand la pointe pousse le domaine minoritaire vers le bas et donc vers la croix, et une augmentation quand elle le pousse vers le haut, qu'elle l'écarte de la croix. Par contre la position des maxima et des minima de l'effet change avec la direction de balayage.

Il est notamment intéressant de comparer la position des minima de l'effet Hall (correspondant aux zones sombres) sur les images 2.31-b) et 2.31-d) lorsque la direction de balayage rapide est inversée. De même, l'effet du balayage rapide de la pointe dans une direction à 90°des balayages précédents, visible sur l'image 2.31-f), modifie considérablement la forme de la zone des minima de l'effet Hall.

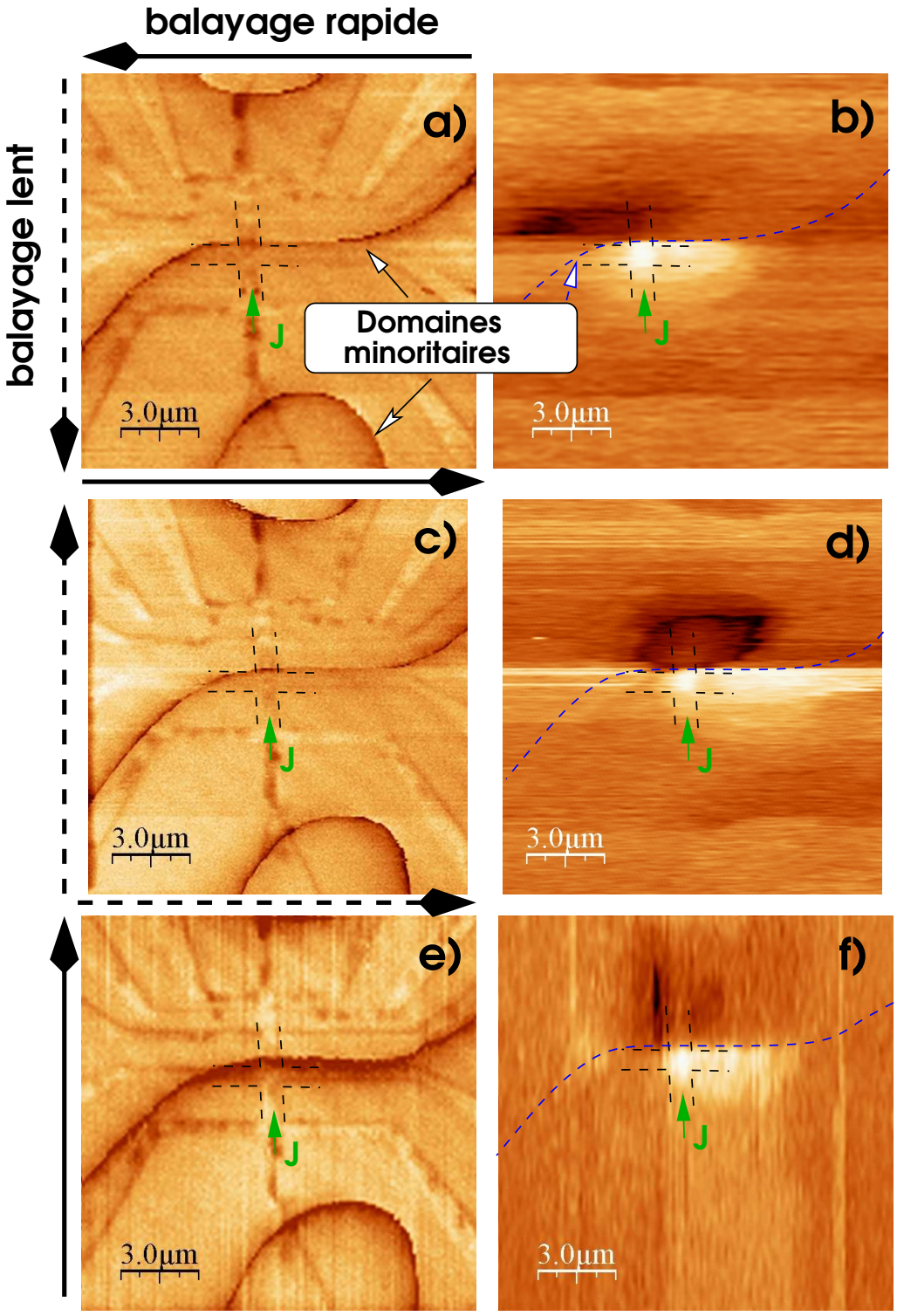


FIG. 2.31 – Effet de la direction du balayage de la pointe MFM sur le signal de Hall. La flèche noire en trait continue indique la direction de balayage rapide de la pointe, la flèche en traits tirés la direction du balayage lent.

2.3.3.5 Effet à longue distance

On peut voir sur la figure 2.32, mais aussi sur la figure 2.29, que le passage de la pointe sur un domaine minoritaire très éloigné de la croix de nickel, peut aussi modifier le signal de Hall. Ainsi sur la figure 2.32, le passage de la pointe vers la droite au dessus du domaine minoritaire n°1 entraîne une modification du signal de Hall correspondant à une diminution -15% de l'effet Hall planaire. La polarité de l'effet est opposée à ce qui se passe lorsque la pointe s'approche du domaine minoritaire n°2 par la gauche près de la paroi, et donc qu'elle déplace les parois vers la droite.

Nous attribuons cet effet à l'effet de *taquet* décrit précédemment : lorsque la pointe passe d'un domaine majoritaire à un autre, il se produit un effet de translation qui peut concerner les domaines sur plusieurs périodes. D'après ce modèle, au passage de la pointe au dessus du domaine minoritaire n°1, le système de domaines est ramené vers la gauche de l'image, ce qui se traduit par un rapprochement du domaine minoritaire n°2 de la croix. Nous pouvons voir que ce rapprochement, lorsqu'il est induit directement par la pointe (zone désignée A sur l'image) conduit à une diminution de l'effet Hall planaire, ce qui est cohérent. Nous avons donc ici une observation expérimentale de la rigidité d'un réseau périodique de domaines dans le grenat : une perturbation locale des domaines peut se répercuter jusqu'à une distance d'une dizaine de microns.

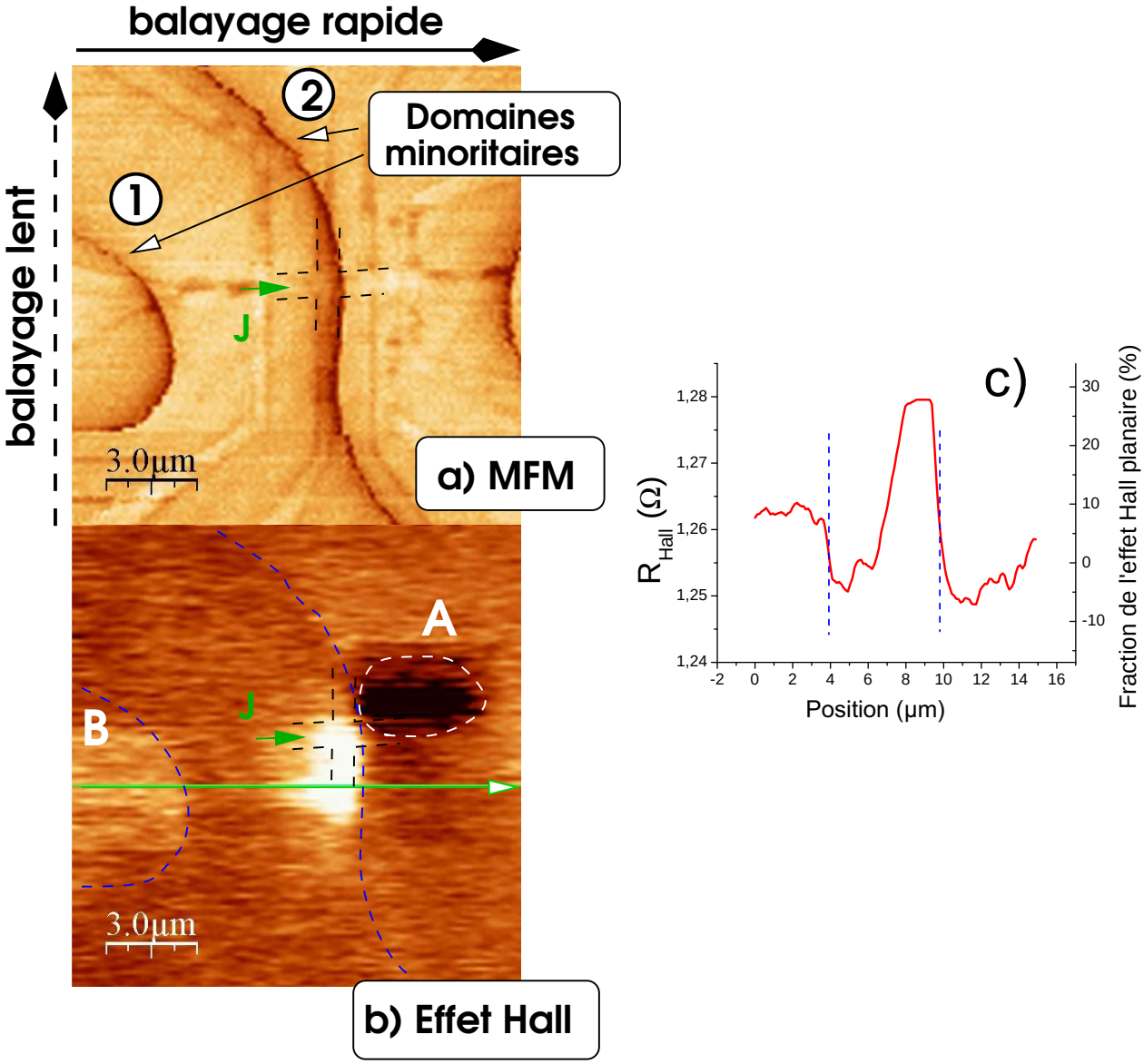


FIG. 2.32 – Effet à longue distance du déplacement des domaines du grenat par la pointe. La zone A de l'image b) indique la zone où l'effet Hall est minimal lorsque la pointe approche le domaine minoritaire 2 de la croix de nickel. La zone B correspond au moment où ce même domaine 2 a été repoussé de la paroi par effet de taquet sur le domaine 1, conjugué à la rigidité de la structure en domaines du grenat. En bas, sur l'image c), est présenté le profil de l'effet Hall lors du balayage de la pointe correspondant à la flèche verte sur l'image d'effet Hall. Les traits pointillés bleus correspondent au passage de la pointe sur les domaines minoritaires du grenat

Résumé

Couplage magnétique
Nous avons étudié l'effet de couplage magnétique entre une couche de grenat ferrimagnétique isolante et une couche de nickel en mesurant les courbes d'aimantation perpendiculaire par effet Hall anormal. Notre étude s'appuie sur une comparaison entre deux nanostructures identiques de nickel sur grenat ferrimagnétique et de nickel sur GGG. Le très fort accord structural entre le substrat de GGG et le grenat ferrimagnétique, permet d'exclure des effets de magnétostriction différents pour les deux couches de nickel. Les effets du désalignement du champ magnétique appliqué sont modélisés. Après correction, l'écart entre les courbes de saturation des deux couches est de l'ordre de 20 mT, il est donc principalement attribuable au champ de fuite de la couche de grenat.

Méthode de double imagerie magnétique
La mesure conjointe de microscopie à force magnétique du grenat et des effets de magnétotransport dans le nickel nous apporte des informations supplémentaires en tirant partie de la capacité de la pointe MFM à contrôler la position des parois :
. Nous pouvons mieux comprendre la manière dont la pointe MFM peut affecter les parois du grenat.
. Nous observons un fort couplage entre les parois du grenat et la composante planaire du nickel.
. Nous pouvons observer l'effet de rigidité de la structure de domaines du grenat sur une dizaine de microns.

Chapitre 3

Déplacement de paroi par injection de courant : théorie

L'objet de ce chapitre est de donner la vision la plus large possible des différentes prédictions théoriques concernant le déplacement de parois de domaines magnétiques. Nous allons tout naturellement commencer par calculer la structure d'une paroi en fonction des divers paramètres micromagnétiques : anisotropie, échange et aimantation. Nous rappellerons ensuite comment cette paroi peut être mise en mouvement par des champs magnétiques extérieurs. Nous verrons que le formalisme ainsi mis en place est fondamental pour décrire correctement l'effet d'un courant. Nous introduirons un modèle classique permettant d'expliquer l'effet d'un courant polarisé, puis nous expliquerons comment la déviation des lignes de courant par effet Hall au niveau d'une paroi peut y générer une pression. Enfin nous conclurons en donnant une comparaison entre l'amplitude de ces différents effets pour les systèmes expérimentaux présentés dans la littérature.

3.1 Micromagnétisme d'une paroi statique

Les lignes qui suivent sont largement inspirées des travaux de Malozemoff et sloncsewski [38] qui portaient sur les matériaux magnétiques à forte anisotropie uni-axiale, notamment des grenats ferrimagnétiques. On peut néanmoins étendre les concepts développés au cas de matériaux magnétiques plus usuels comme des métaux *3d*, Fer, Cobalt et Nickel. Nous allons commencer par dériver, à l'aide de considérations énergétiques, la forme théorique d'une paroi de domaines, mais avant il semble utile de préciser quelques notions concernant l'anisotropie.

3.1.1 A propos de l'anisotropie

Considérons un matériau magnétique orthorhombique, dont les trois axes d'anisotropie magnétocristalline seraient confondus avec les axes du référentiel de la figure 3.1.1.

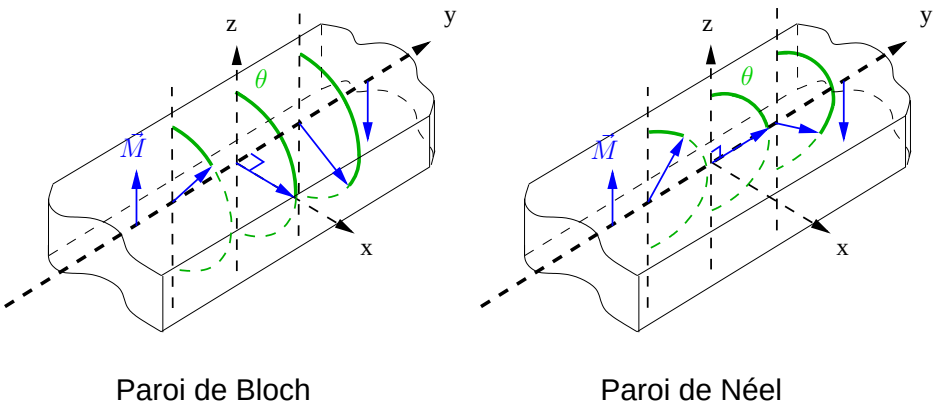


FIG. 3.1 – Parois de Bloch et de Néel

L'énergie d'anisotropie au deuxième ordre peut toujours s'écrire sous la forme :

$$w_K = K_x m_x^2 + K_y m_y^2 + K_z m_z^2 \tag{3.1}$$

Ce que l'on peut réécrire dans le système de coordonnées polaires :

$$\begin{aligned} w_K &= K_z \cos^2\theta + K_x \sin^2\theta \cos^2\phi + K_y \sin^2\theta \sin^2\phi & (3.2)\\ &= (K_x - K_z)\sin^2\theta + (K_y - K_x)\sin^2\theta \sin^2\phi + K_z & (3.3) \end{aligned}$$

Nous définirons donc $K = K_x - K_z < 0$ pour l'axe facile z et $K_p = K_y - K_x$, dont le signe détermine quels sont les axes intermédiaire et difficile, ce qui nous donne une expression ne dépendant que de θ et ϕ :

$$w_K = K \sin^2\theta + K_p \sin^2\theta \sin^2\phi + cste \tag{3.4}$$

Dans le cas d'un échantillon réel, aux dimensions finies, il faudrait aussi prendre en compte l'effet démagnétisant dû aux charges de surface. Nous allons nous placer dans l'hypothèse où cet effet reste faible et peut être approximé en modifiant K et K_p , sans altérer le formalisme présenté.

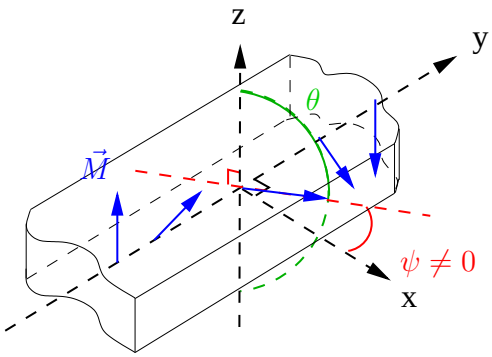


FIG. 3.2 – Paroi de Bloch hors équilibre

3.1.2 Paroi de domaines statique à une dimension

Considérons un matériau magnétique d'aimantation M_s, et d'anisotropie uniaxiale K, l'axe facile étant donné par l'axe des z. Une paroi centrée sur $y = 0$ sépare deux domaines semi-infinis, celui de gauche ($y < 0$) ayant une aimantation $M_z = +M_s$ et celui de droite une aimantation opposée $M_z = -M_s$. Pour déterminer le profil de l'aimantation dans cette paroi, nous devons comprendre comment s'équilibrent deux effets antagonistes : l'anisotropie favorise un retournement brutal de $\vec{M}$, alors que la raideur d'échange privilégie une rotation la plus graduelle possible.

La densité d'énergie en fonction des coordonnées polaires $\theta(y)$, $\phi(y)$ de l'aimantation s'écrit :

$$w = A\left[(\frac{\partial\theta}{\partial y})^2 + (\sin\theta\frac{\partial\phi}{\partial y})^2\right] + K\sin^2\theta \tag{3.5}$$

La condition d'équilibre qui minimise l'intégrale de cette énergie sur la largeur de la paroi, s'obtient par le théorème d'Euler :

$$\frac{\delta w}{\delta\theta} = \frac{\partial w}{\partial\theta} - \vec{\nabla}\cdot\frac{\partial w}{\partial\vec{\nabla}\theta} = 0$$
$$\frac{\delta w}{\delta\phi} = \frac{\partial w}{\partial\phi} - \vec{\nabla}\cdot\frac{\partial w}{\partial\vec{\nabla}\phi} = 0$$

soit

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial y^2}\sin^2\theta + \frac{\partial\phi}{\partial y}\frac{\partial\theta}{\partial y}\sin 2\theta = 0 \tag{3.6}$$
$$2A\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} - \left[K + A(\frac{\partial\phi}{\partial y})^2\right]\sin 2\theta = 0 \tag{3.7}$$

Une solution des équations (3.6) et (3.7) satisfaisant les conditions aux limites est :

$$\phi(y) = \psi = cste \tag{3.8}$$
$$\theta(y) = \pm 2arctan(\exp\frac{y}{\Delta_0}) \tag{3.9}$$

avec $\Delta_0 = \sqrt{\frac{A}{K}}$ que l'on défini comme la largeur de la paroi.

L'énergie par unité de paroi qui provient équitablement de l'anisotropie et de l'échange est alors :

$$\sigma_0 = 4\sqrt{A \cdot K}$$

L'angle ψ est, pour l'instant, arbitraire puisque nous ne considérons que l'énergie d'échange et d'anisotropie. Il est plus réaliste de prendre en compte l'effet du champ démagnétisant dû aux charges magnétiques de volume dans la paroi et aux charges de surface dans des échantillons en couches minces, voire de considérer un autre axe magnéto-cristallin de direction arbitraire. Par souci de clarté nous allons nous limiter au cas où les axes $\vec{x}$ et $\vec{y}$ sont les seuls autres axes propres d'anisotropie à considérer. Tous ces effets peuvent alors se résumer à :

$$w = (\frac{\mu_0 M_s^2}{2} + K_p) \sin^2\phi \sin^2\theta \tag{3.10}$$

On a donc finalement :

$$w = A\left[\left(\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)^2 + \left(\sin\theta\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)^2\right] + \left[K + \frac{\mu_0 M_s^2}{2} + K_p \sin^2\phi\right]\sin^2\theta \tag{3.11}$$

La prise en compte de ce nouveau terme ne modifie pas la forme générale de la paroi définie précédemment mais juste la valeur de la largeur de paroi Δ. Au premier ordre en K_p, on obtient pour la largeur :

$$\Delta = \Delta_0\left[1 - \frac{\mu_0 M_s^2 + 2K_p}{4K}\sin^2\psi\right] \tag{3.12}$$

et pour l'énergie surfacique[1] :

$$\sigma = \sigma_0 + \mu_0 M_s^2 \Delta_0 \sin^2\psi + 2K_p\Delta_0\sin^2\psi \tag{3.13}$$

Cette expression indique que d'un point de vue énergétique, il suffit de considérer la paroi comme une tranche d'épaisseur $2\Delta_0$ où l'aimantation présente un angle $\phi = \psi$ uniforme.

Le signe de $K_{eff} = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} + K_p$ détermine alors le type de la paroi :

. Si $K_{eff} > 0$, le minimum d'énergie correspond à un angle $\psi_{eq} = 0$ ou $\psi_{eq} = \pi$, l'aimantation va donc tourner dans le plan de la paroi. On parle alors de paroi de Bloch.

. Si $K_{eff} < 0$, ce que l'on peut rencontrer si l'axe y est l'axe intermédiaire[2], le minimum d'énergie correspond à $\psi_{eq} = \pm\frac{\pi}{2}$. On parlera alors de paroi de Néel.

Dans les deux cas il existe deux solutions possibles correspondant aux angles ψ_{eq} et $\psi_{eq} \pm \pi$, et dont la dégénérescence en énergie n'est levée que par l'application d'un champ magnétique extérieur.

1. Si on applique un champ magnétique H_y sur la paroi, cela rajoute un terme $\Delta\sigma = -\pi\Delta_0\mu_0 M_s H_y \sin\psi$

2. Le plus souvent dans les échantillons en couche mince, cet axe sera favorisé par l'anisotropie de forme

3.1.3 Remarques importantes pour les nanostructures

La valeur de K_{eff} jouant un grand rôle dans la suite de cette discussion, il est bon d'apporter quelques précisions importantes pour les systèmes magnétiques nanostructurés. Le formalisme de [38] a été développé principalement pour des matériaux magnétiques *à bulles*, à forte anisotropie uni-axiale et en couche continue assez épaisse. Pour les expériences d'injection de courant actuelles, les matériaux utilisés sont plutôt des ferromagnétiques $3d$, et qui plus est, lithographiés en structures sub-microniques. L'anisotropie de forme joue donc en général un grand rôle et, hormis peut-être pour des matériaux à forte anisotropie perpendiculaire (comme les couches Co/Pt/Co) où l'on se rapproche du système modèle de [38], la détermination de K_{eff} va toujours constituer un problème délicat.

3.1.3.1 Cas des parois de Bloch et de Néel

Nous avons vu que $2\Delta K_{eff}$ est la différence d'énergie entre une paroi de Bloch, non chargée, et une paroi de Néel chargée en volume. De même $H_{eff} = \frac{2K_{eff}}{\mu_0 Ms}$ est le champ qu'il faut appliquer longitudinalement pour transformer une paroi de Bloch en paroi de Néel.

Dans le cas d'échantillons en couche mince, les charges de surface favorisent la paroi de Néel et la différence d'énergie entre les deux types peut devenir très faible. Ainsi, Berger [12] estime $\mu_0 H_{eff}$ à $240\mu T$ dans des couches de Permalloy de 100 nm d'épaisseur, à comparer avec la valeur du champ démagnétisant maximum de 1T si nous ne prenions pas les charges de surface en compte...

3.1.3.2 Cas des parois transverses et vortex

Dans les expériences les plus récentes d'injection de courant dans des parois [58, 49, 63, 56], on rencontre souvent des parois de type transverse ou vortex dans le Permalloy, pour laquelle c'est l'anisotropie du nanofil magnétique qui va imposer dans les domaines une aimantation perpendiculaire au plan de la paroi. On peut montrer [55], que les expressions précédentes restent valides pour les parois transverses en choisissant les conventions appropriées (voir la figure 3.1.3.2). Par contre, pour des nanofils présentant un rapport d'aspect hauteur sur largeur plus grand, la structure transverse est remplacée par la structure vortex [42], pour laquelle l'utilisation de ce formalisme n'est plus évidente.

Une paroi transverse étant toujours chargée, les différences d'énergie pour différents angles ψ ne dépendent que de la forme de l'échantillon. Il est d'ailleurs à noter que dans le cas d'un cylindre l'énergie de la paroi ne dépendrait plus du tout de l'angle ψ : on aurait $K_{eff} = 0$ [3].

3. Cela correspondrait comme nous le verrons au paragraphe 3.2.2.2 à un seuil de Walker nul.

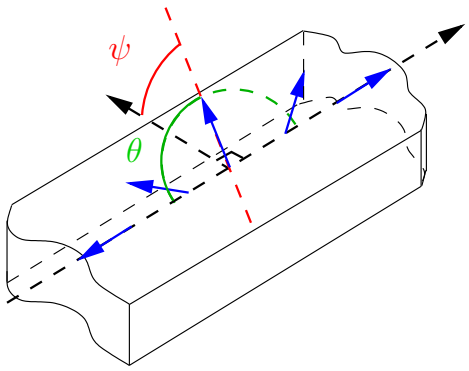


FIG. 3.3 – Conventions pour une paroi transverse

3.2 Dynamique d'une paroi sous champ

3.2.1 Equations générales

Afin de comprendre l'effet d'un courant polarisé sur une paroi, il est en fait nécessaire de revenir sur le déplacement de paroi sous l'effet d'un champ magnétique uniforme. De nombreux modèles développés récemment [55, 53, 66] reprennent de fait le même formalisme que Malozemoff et Slonczewski [38] pour la dynamique de la paroi, il nous a donc semblé nécessaire de le détailler.

L'idée du modèle présenté est de rassembler toutes les forces exercées sur la paroi mais aussi le terme de dissipation lié à la précession de l'aimantation et le frottement visqueux associé au déplacement. Toutes les forces mises en jeu vont être intégrées sur la largeur de la paroi de domaines, il va donc être suffisant pour la décrire de considérer l'angle ψ déjà présenté et la coordonnée q du centre de la paroi suivant l'axe perpendiculaire au plan de celle-ci (l'axe y pour nos conventions). Cette simplification repose sur l'hypothèse que l'anisotropie et l'échange déterminent la structure de paroi, alors que les autres termes, y compris l'effet des champs extérieurs, ne sont que des corrections au premier ordre. On obtient donc un profil de paroi comparable à celui donné par l'équation (3.9) [4] :

$$\phi(y,t) = \psi(t) \tag{3.14}$$

$$\theta(y,t) = \pm 2 \arctan\left(\exp \frac{y - q(t)}{\Delta(t)}\right) \tag{3.15}$$

On utilise en outre l'équation de Landau-Lifshitz dérivée dans le même système de coordonnées (la notation $\dot{X}$ faisant référence par la suite à la dérivée temporelle $\frac{dX}{dt}$ de la variable X) :

4. Cela suppose aussi de considérer que $\left|\dot{\Delta}\right| \ll |\dot{q}|$

$$\dot{\theta} = -(\frac{\gamma}{M_s})(\frac{\partial w}{\partial \phi})\sin\theta - \alpha\dot{\phi}\sin\theta \tag{3.16}$$

$$\dot{\phi}\sin\theta = (\frac{\gamma}{M_s})(\frac{\partial w}{\partial \theta}) + \alpha\dot{\theta} \tag{3.17}$$

où γ est la valeur absolue du rapport gyromagnétique, $\gamma\hbar = g\mu_B$. Prendre en compte $\frac{\partial w}{\partial \phi}$ et $\frac{\partial w}{\partial \theta}$ nous permet de considérer un problème plus général que la simple précession autour d'un champ magnétique, et d'intégrer l'effet du champ d'échange et de l'anisotropie.

En combinant ces deux équations et en intégrant sur la largeur de la paroi, nous obtenons les expressions pour l'énergie surfacique de paroi σ :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \psi} = \frac{2M_s}{\gamma}\left(\dot{q} - \alpha\Delta\dot{\psi}\right) \tag{3.18}$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial q} = -\frac{2M_s}{\gamma}\left(\dot{\psi} + \frac{\alpha\dot{q}}{\Delta}\right) \tag{3.19}$$

Notons tout d'abord, qu'il y une forte similitude entre ces équations et les équations de Hamilton, $\frac{2M_s}{\gamma}(\psi - \psi_{eq})$ jouant le rôle de quantité de mouvement et q celui de la position. Par analogie on va donc considérer ψ comme un quasi moment cinétique de la paroi même si il ne correspond pas à un déplacement effectif de matière. C'est aussi cette similitude dans les équations qui pousse à définir l'équivalent d'une masse pour la paroi (*cf* paragraphe (3.2.2.3)). $\frac{\partial \sigma}{\partial \psi}$ va être appelé le **couple** exercé sur la paroi alors que $\frac{\partial \sigma}{\partial q}$ sera la **pression** que la paroi subit.

Ces équations constituent le cadre dans lequel nous pouvons décrire le mouvement de la paroi, sous l'action d'un champ magnétique qu'il soit statique ou dynamique, et dans un deuxième temps, sous l'action d'un courant polarisé.

3.2.2 Effet d'un champ magnétique statique *perpendiculaire*

Nous nous limitons dans la discussion qui suit au cas de la paroi de Bloch mais le formalisme est conservé dans le cas des parois de Néel et des parois transverses en modifiant les termes d'anisotropie et en considérant les équivalences indiquées par la figure 3.4. Considérons les équations (3.18) et (3.19) lorsqu'un champ magnétique statique est appliqué suivant l'axe facile : c'est ce que nous appellerons par convention un champ *perpendiculaire*.

Un déplacement de la paroi de dq suivant l'axe y augmente la taille du domaine *majoritaire* (c'est à dire dont l'aimantation est parallèle au champ) et apporte donc un gain en énergie par unité de section de l'échantillon de $-2\mu_0 M_s H_{\|} dq$. La pression exercée par le champ est donc :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial q} = -2\mu_0 M_s H_{\|}$$

Dans les expériences usuelles de déplacement de paroi, on s'intéresse à une propagation de paroi conservant globalement inchangée sa structure micro-magnétique.

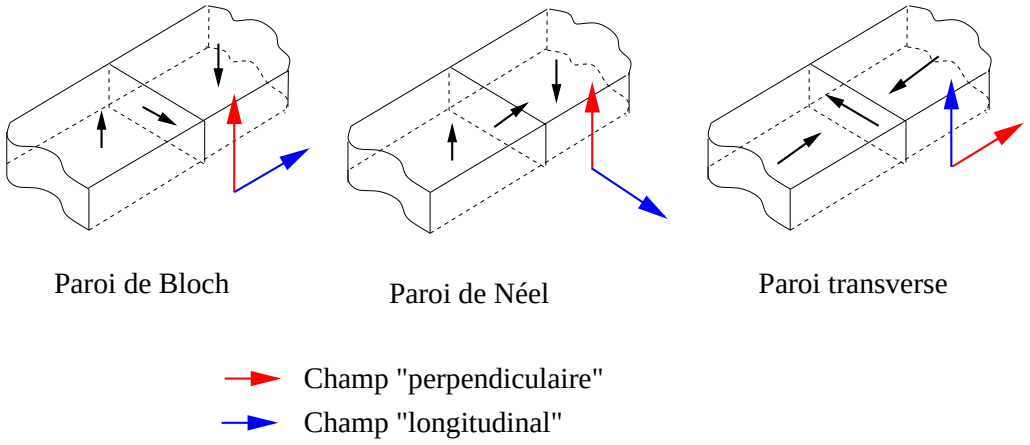


FIG. 3.4 – Équivalences des champs appliqués

Les conditions recherchées des équations (3.18) et (3.19) sont donc :

$$\dot{q} \neq 0 \quad \text{et} \quad \dot{\psi} = 0 \tag{3.20}$$

Cette solution simple existe effectivement et nous donne une vitesse de paroi :

$$\dot{q} = \frac{\Delta\gamma}{\alpha}\mu_0 H_\perp = \mu\mu_0 H_\perp$$

où $\mu = \frac{\Delta\gamma}{\alpha}$ est appelé la **mobilité** de la paroi.

3.2.2.1 Quelle est la dynamique de l'aimantation dans la paroi ?

Il est important de préciser quelle dynamique de l'aimantation met effectivement la paroi en mouvement ; pour cela, regardons ce qui se passe à l'établissement du champ *perpendiculaire* en considérant les équations (3.19) et (3.18) modifiées :

$$\dot{\psi} = \frac{1}{1+\alpha^2}\frac{\gamma}{2M_s}\left(-\frac{\partial\sigma}{\partial q} - \frac{\alpha}{\Delta}\frac{\partial\sigma}{\partial\psi}\right) \tag{3.21}$$

$$\dot{q} = \frac{1}{1+\alpha^2}\frac{\gamma}{2M_s}\left(-\alpha\Delta\frac{\partial\sigma}{\partial q} + \frac{\partial\sigma}{\partial\psi}\right) \tag{3.22}$$

Si nous appliquons brusquement un champ magnétique parallèle positif à $t = 0$, nous avons vu qu'il apparaît à $t = 0^+$ une brusque augmentation de la pression : $\frac{\partial\sigma}{\partial q} = -2M_s\mu_0 H_\perp$ alors que le couple $\frac{\partial\sigma}{\partial\psi}$ n'est pas directement modifié par le champ magnétique *perpendiculaire*.

ψ augmente donc transitoirement sous l'effet de cette pression suivant l'équation (3.21) ce qui entraîne à son tour l'apparition de charge de volumes dans la paroi. Le terme de couple,

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\psi} = 2\Delta K_{eff}\sin 2\psi \tag{3.23}$$

devient non nul ce qui correspond à l'apparition d'un champ effectif essayant de ramener la paroi à l'équilibre, c'est à dire de réduire les charges de volume dans le

cas d'une paroi de Bloch. Notons toutefois que l'effet de ce couple est principalement d'induire une précession $\dot{\theta}$ et ce n'est que du fait du terme de dissipation couplant $\dot{\theta}$ et $\dot{\psi}$ qu'il va compenser l'effet du champ extérieur.

Quand le champ effectif compense parfaitement l'effet du champ *perpendiculaire* dans l'équation (3.21), on atteint le régime permanent de déplacement de la paroi : $\dot{\psi} = 0$ on obtient alors :

$$\sin 2\psi = \frac{1}{\alpha}\frac{\mu_0 M_s H_\perp}{K_{eff}} \tag{3.24}$$

$$\tag{3.25}$$

et on retrouve que la paroi se déplace avec une vitesse $\dot{q} = \mu H_\perp$ puisque une rotation $\dot{\theta}$ du centre de la paroi correspond à une avancée de celle-ci. Remarquons qu'une propagation de la paroi de ce type correspond forcément à une quantité de mouvement non nulle $\frac{2M_s}{\gamma}\psi \neq 0$: la propagation doit être portée par sa mise hors-équilibre.

En résumé, lorsqu'on applique un incrément de champ *perpendiculaire* la paroi se met en mouvement comme résumé sur la figure 3.2.2.1 :

1. Le champ extérieur entraîne la paroi hors-équilibre
2. Un champ résultant de la mise hors-équilibre apparaît, nous l'appellerons H_e. Il va compenser par un terme de dissipation l'effet de précession $\dot{\psi}$ dû au champ extérieur.
3. Ce même champ démagnétisant résultant entraîne l'avancée de la paroi par précession $\dot{\theta}$.

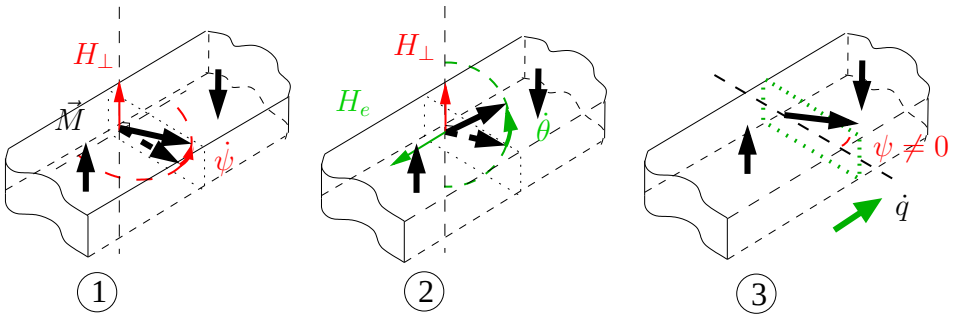


FIG. 3.5 – Principe de la mise en mouvement d'une paroi. La couleur rouge est associée à un changement de l'angle ψ de la paroi, la couleur verte à une modification de l'angle θ. Les flèches en traits tirés et en traits pleins au centre de la paroi donnent respectivement la direction de l'aimantation au début et à la fin de chaque étape.

3.2.2.2 Le seuil de Walker

Quand le champ magnétique extérieur devient trop important pour que le champ démagnétisant parvienne à le compenser, la paroi va avancer avec un mouvement correspondant à un $\dot{\psi} \neq 0$, on va alors avoir une fluctuation de la vitesse de paroi $\dot{q}$ au cours du temps. Cela survient quand :

$$2\mu_0 M_s H_\perp > max_\psi(\frac{\alpha}{\Delta}\frac{\partial\sigma}{\partial\psi})$$

soit

$$H_\perp > \alpha\left(\frac{K_{eff}}{\mu_0 M_s}\right)$$

Ce seuil de walker se réduit à $H_w = \frac{\alpha M_s}{2}$ si seules les charges de volume de la paroi interviennent $K_{eff} = \mu_0 M_s^2$

Dans la limite des champs très grands, $H_\perp \gg H_w$, le mouvement se résume à une précession de ψ autour de $H_\perp$, le seul terme donnant lieu à un déplacement continu est le terme de dissipation $\alpha\Delta_0\dot{\psi}$ ce qui donne une vitesse moyenne :

$$\dot{q} = \frac{1}{\alpha + 1/\alpha}\gamma\Delta H_{perp}$$

3.2.2.3 La notion de masse de paroi

Nous avons vu précédemment que la paroi ne se met pas immédiatement en mouvement lorsqu'elle est soumise à un champ magnétique, il existe un régime transitoire avant que $\dot{\psi} = 0$. C'est pour traduire ce phénomène, et par analogie avec un système mécanique inertiel que Döring a introduit la notion de **masse** de paroi.

Afin d'estimer le temps caractéristique de cette phase transitoire, nous pouvons linéariser l'équation (3.21) pour $\psi \simeq 0$:

$$(1+\alpha^2)\dot{\psi} + \alpha\gamma\frac{2K_{eff}}{M_s}\psi \simeq \gamma\mu_0 H_\perp$$

Pour des champs magnétiques faibles, on peut donc estimer que ψ va atteindre une valeur permanente en un temps $\tau_w = \frac{1+\alpha^2}{\alpha\gamma\mu_0 H_{eff}}$, de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes dans le Permalloy. Pour une paroi de Bloch dans le Cobalt perpendiculaire où $H_{eff} \simeq M_s$ ce temps serait plutôt de l'ordre de quelques picosecondes.

Si on écrit l'équivalent de cette équation avec q, par linéarisation et dérivation de (3.18), on obtient :

$$m\ddot{q} + \frac{2\mu_0 M_s}{\mu}\dot{q} = 2\mu_0 M_s H_\perp \tag{3.26}$$

avec $m = \frac{2(1+\alpha^2)}{\gamma^2\mu_0\Delta}\frac{M_s}{H_{eff}}$ la *masse* de paroi, qui a en fait la dimension d'une masse surfacique, et qui traduit bien une inertie à la mise en mouvement.

Cette équation comme la précédente nous indique que la vitesse de la paroi répond à un champ *perpendiculaire* comme un filtre passe-bas avec le temps caractéristique τ_w.

3.2.2.4 Effet du piégeage

Les équations précédentes expriment le fait qu'une paroi de domaines va se déplacer lorsqu'elle qu'elle est soumise à un champ *perpendiculaire*. En fait dans des nanostructures magnétiques réelles, la rugosité des bords ou les défauts intrinsèques

du matériau vont provoquer un piégeage de la paroi. Le champ magnétique qui va effectivement mettre la paroi en mouvement est appelé le champ de propagation, H_c, il ne peut être déterminé qu'expérimentalement, pourtant sa valeur joue un grand rôle : elle détermine, notamment pour les mesures avec injection de courant, la densité critique à atteindre avant de mettre la paroi en mouvement.

Introduire la notion de champ de propagation va se traduire dans nos équations par le remplacement de $H_\perp$ par $H_\perp - H_c\text{signe}(\dot{q})$. On a donc pour la relation de déplacement de paroi sans déformation :

$$\dot{q} = \mu(H_\perp - H_c\text{signe}(\dot{q}))$$

Baldwin [4] a proposé un modèle simple mais un peu plus évolué pour le piégeage. Celui-ci considère l'existence d'un puits de potentiel dû à une impureté présentant un largeur caractéristique q_c. On va modéliser la pression subie par une paroi de domaines initialement située en $q = 0$ par les relations suivantes :

$$-\frac{\partial\sigma}{\partial q} = \begin{cases} -2M_sH_c\frac{q}{q_c} & |q| \leq q_c \\ \mp 2M_sH_c & q \geq q_c \end{cases} \tag{3.27}$$

3.2.3 L'effet une impulsion de champ *longitudinal*

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'un champ parallèle à la direction d'aimantation des domaines peut donner une vitesse permanente à la paroi. Qu'en est-il d'un champ *longitudinal* c'est à dire appliqué suivant l'axe y ? On s'attendrait à ce que la précession autour de ce champ, $\dot{\theta}$, donne une vitesse à la paroi, nous verrons qu'il n'en est rien du fait du terme de dissipation.

L'énergie de la paroi modifiée par la présence du champ *longitudinal* H_l donne :

$$\sigma = \sigma_0 + 2\Delta_0 K_{eff}\sin^2(\psi) - \pi\Delta_0 M_s H_l \sin\psi \tag{3.28}$$

Un tel champ appliqué en statique ne fait que modifier l'angle d'équilibre ψ_{eq} mais ne donne pas de vitesse permanente : il ne conduit pas à l'apparition d'une pression sur la paroi. On peut néanmoins s'intéresser à la réponse de la paroi à des impulsions de champ, ce qui a d'ailleurs déjà été réalisé expérimentalement [52].

L'expression du couple est, avec ce champ *longitudinal* :

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\psi} = 2\Delta K_{eff}\sin 2\psi - \pi\mu_0\Delta M_s H_l\cos\psi$$

En linéarisant l'équation (3.18), pour une paroi de Bloch donc autour de $\psi_{eq} = 0$, $\cos\psi \approx 1$, $\sin\psi \approx \psi$ nous obtenons :

$$\frac{2Ms}{\gamma}\psi = -\frac{\pi}{\gamma}\frac{M_s}{H_{eff}}H_l(t) + \frac{M_s}{H_{eff}}m_w\dot{q}$$

après dérivation, et en utilisant la relation (3.19) :

$$m_w\ddot{q} + \frac{2M_s}{\mu}\dot{q} = -\frac{\partial\sigma}{\partial q} + \frac{\pi}{\gamma}\frac{M_s}{H_{eff}}\frac{dH_l}{dt} \tag{3.29}$$

La vitesse de la paroi répond donc à un champ *longitudinal* comme un filtre passe-haut. Si nous appliquons des impulsions magnétiques dont le temps de montée est inférieur à τ_w et le temps de descente largement plus long, chacune de ces impulsions va faire avancer la paroi d'une certaine distance. C'est ce qu'on appelle le *wall streaming*.

Du point de vue de la dynamique de l'aimantation cet effet peur se résumer comme suit :

1. Sous l'effet de l'application instantanée d'un champ longitudinal, la paroi commence à précesser suivant θ, c'est à dire à avancer.
2. Au bout de $\Delta t \approx \tau_w$ le champ H_e généré par l'apparition d'un angle ψ hors équilibre (qui résulte de la composante due à la dissipation) annule l'effet de H_l : la paroi s'arrête.
3. Quand le champ longitudinal est diminué lentement, l'aimantation de la paroi va réagir de manière quasi-statique : à chaque instant l'angle ψ va s'adapter pour que le champ effectif compense la nouvelle valeur du champ longitudinal sans qu'aucune précession ne soit possible : la paroi ne recule pas.

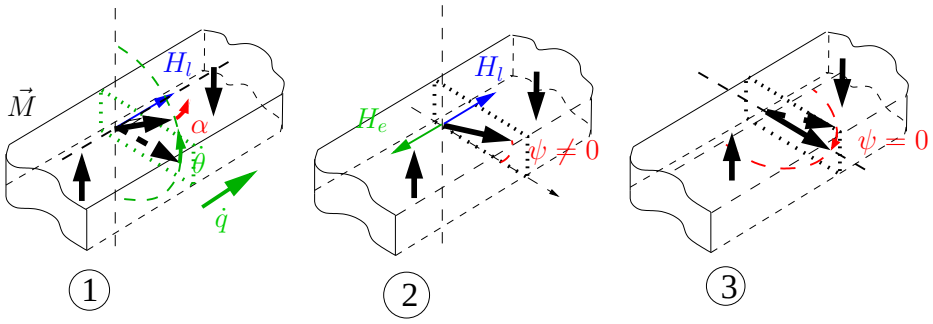


FIG. 3.6 – Principe du "wall streaming"

Il resterait à considérer la délicate question du piégeage de la paroi qui est probablement d'une autre nature que celui considéré pour H_c car la dynamique ne repose pas sur une pression.

Finalement, d'après Berger [12] et les expériences de *wallstreaming* réalisées [52], pour des champs appliqués de l'ordre de quelques H_{eff} la paroi va avancer d'une distance de l'ordre de Δ_0 à chaque impulsion.

3.2.4 Conclusion

Nous avons vu qu'une paroi de domaines, quelque soit sa structure pouvait être mise en mouvement par des champs magnétiques extérieurs. Une étude de la dynamique de l'aimantation montre que, dans le cas d'une paroi de Bloch dans un matériau à aimantation perpendiculaire, la vitesse de la paroi répond à la pression d'un champ perpendiculaire comme un filtre passe-bas, et au couple d'un champ longitudinal comme un filtre passe-haut. Nous verrons par la suite que ces notions vont être très utiles pour comprendre les effets d'un courant polarisé, pour lesquels existent la même distinction.

3.3 Effet d'un courant par transfert de spin

3.3.1 Le modèle historique du *spin-torque*

Le premier à considérer l'effet d'un courant polarisé en spin sur la dynamique d'une paroi de domaines fut encore une fois Luc Berger, qui publia dans les années 1980 des résultats théoriques [10] et expérimentaux, avec Hung [29].

Comme pour tous les modèles développés par la suite, ces travaux reposent sur une distinction entre les électrons de conduction et les électrons localisés responsables de l'aimantation. L'interaction entre ces deux catégories d'électrons sera modélisée conventionnellement par l'Hamiltonien *s-d* dont nous dirons quelques mots au paragraphe suivant.

La considération simple, à l'origine des modèles que nous allons présenter, est que si le spin des électrons de conduction est aligné avec l'aimantation des domaines magnétiques loin de la paroi, il doit d'une manière ou d'une autre se retourner en la traversant. Le moment magnétique ainsi perdu doit avoir été transmis au système de spins de l'aimantation et le perturber, assurant une déformation ou un déplacement de la paroi.

3.3.1.1 Le modèle de l'Hamiltonien *s-d*

Nous savons que le transport dépendant du spin est assuré par les électrons près de la surface de Fermi plutôt de type s et que l'aimantation résulte des électrons en dessous de cette surface, plutôt de type d. Bien qu'il soit impossible d'effectuer cette catégorisation rigoureusement, elle a donné de bons résultats dans différents modèles pour les atomes des éléments de transition. Nous définirons donc $\vec{s}$ le spin des électrons de conduction et $\vec{S}$ le spin des électrons localisés, ces deux variables étant sans dimension. Leur interaction est décrite par l'hamiltonien *s-d* :

$$H_{sd} = -J_{ex}\vec{s}\cdot\vec{S}$$

où J_{ex} est l'intégrale d'échange entre ces deux types de spins.

3.3.1.2 Energie potentielle des électrons dans la paroi

Dans son article fondateur [10], Berger considère l'interaction *s-d* et traite en termes purement classiques les électrons de conduction. Il décrit le mouvement précessionnel des électrons autour de l'aimantation, et considère la force appliquée sur chaque spin des électrons par l'aimantation non uniforme :

$$f_y = -J_{ex}\vec{s}\frac{\partial}{\partial x}\vec{S}$$

Dans le cas d'une paroi de Bloch, on obtient finalement que les électrons subissent l'équivalent d'une quasi-énergie potentielle V dans la paroi :

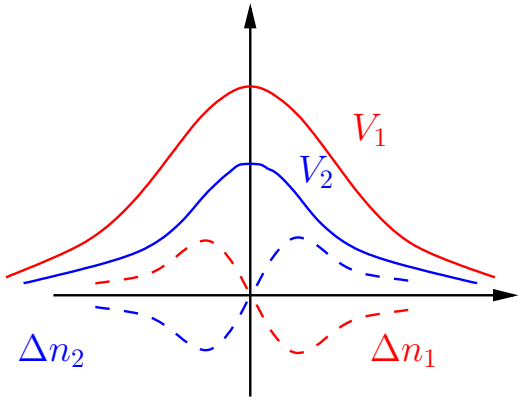


FIG. 3.7 – Potentiels V perçus par deux types de porteurs de charges à la traversée de la paroi et variation locale de densité résultante Δn.

$$F_y = \frac{1}{2}(\frac{SJ_{ex}}{\hbar})^2 \frac{d}{dy}\left(\frac{d\theta}{dy}\right)^2 = -\frac{\partial V}{\partial y} \tag{3.30}$$

$$V = \frac{1}{2\tau_{sf}^2}\left(\frac{d\theta}{dy}\right)^2 = V(y,v_y) \tag{3.31}$$

L'existence de ce potentiel seul ne permet en fait pas de justifier l'existence d'une pression sur la paroi car la force exercée est antisymétrique par rapport au centre de celle-ci, son effet global est donc nul. Il est en fait nécessaire de considérer un modèle de transport **diffusif** classique et deux types de porteurs de charge présentant des mobilités différentes. Le potentiel perçu par ces porteurs n'est alors pas le même, ils ne s'accumulent pas de la même façon comme on l'a schématisé sur la figure 3.7.

Finalement après diverses hypothèses, il vient pour la pression exercée sur la paroi :

$$P_y^w = \frac{2\mu_0 M_s}{\mu}\beta_{st} v_e$$

μ étant d'après Berger la **même mobilité** que celle commandant le déplacement de la paroi sous l'effet d'un champ magnétique (*cf* le paragraphe 3.2.2 $\mu = \frac{\Delta\gamma\mu_0}{\alpha}$. β_{st} est un coefficient empirique relié à l'efficacité du transfert de spins, de l'ordre de l'unité dans le Permalloy [10]. v_e est la vitesse de dérive des porteurs qui peut être définie par $v_e = R_0 j$ (où R_0 est la constante de Hall normale) comme discuté dans [20].

Si les capacités de cette relation à expliquer les résultats expérimentaux sont indéniables [29], les hypothèses conduisant à ce résultat sont néanmoins délicates à appréhender. Il est en outre difficile de raccorder l'idée d'une force F_y exercée par les électrons sur la paroi au modèle micromagnétique de la dynamique de paroi développé précédemment, puisque la notion de *pression* n'y est que formelle. Nous allons voir à travers un modèle classique simple que l'effet d'entraînement de l'aimantation sur les spins électroniques ne peut pas expliquer directement une mise en mouvement sur de longues distances de la paroi. Néanmoins l'intuition de Berger

était juste : car nous verrons que, si nous considérons un mécanisme de diffusion de spins, il apparaît effectivement un terme de *pression* à même de bouger la paroi.

3.3.2 Vision classique

Si nous considérons un modèle d'interaction *s-d* classique, on constate[60] que le spin dans la paroi ne suit pas parfaitement l'aimantation locale, mais précesse autour d'un champ effectif H_{eff}, égal à la somme du champ d'échange et du vecteur pulsation qui correspond à la variation spatiale de l'aimantation. Cela peut se comprendre par analogie avec le principe du *référentiel tournant* utilisé en Résonance Magnétique Nucléaire [1].

Sachant que les spins localisés correspondant à l'aimantation peuvent s'écrire $< \vec{S} > /S = -\vec{M}/M_s$, les spins des électrons de conduction ont leur précession décrite par :

$$\hbar \frac{d\vec{s}}{dt} = J_{ex} S \left(\frac{\vec{M}}{M_s} \right) \times \vec{s} \tag{3.32}$$

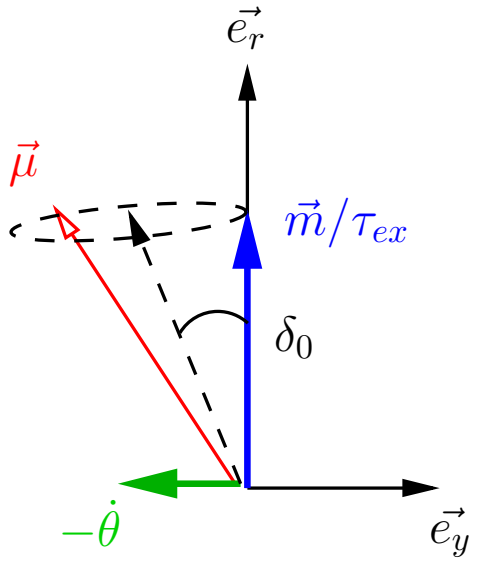


FIG. 3.8 – Mouvement de précession du moment magnétique de l'électron dans le référentiel tournant avec l'aimantation. On constate que le moment magnétique $\vec{\mu}$ ne précesse pas autour de l'aimantation mais autour d'un champ effectif contenant l'effet de la rotation $\dot{\theta}$ du référentiel.

Il est plus clair de raisonner sur le moment magnétique de l'électron $\vec{\mu} = -\gamma\hbar\vec{s} = -g\mu_B\vec{s}$:

$$\hbar \frac{d\vec{\mu}}{dt} = J_{ex} S \left(\frac{\vec{M}}{M_s} \right) \times \vec{\mu} \tag{3.33}$$

Nous allons pour simplifier les expressions nous placer dans le cadre d'une paroi de Bloch pure : $\psi = 0$ pour laquelle le référentiel tournant est $(\vec{e_r},\vec{e_\theta},\vec{e_y})$

Dans ce référentiel, l'évolution du spin à la traversée de la paroi est donnée par :

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \begin{pmatrix} \dot{\mu_r} - \dot{\theta}\mu_\theta \\ \dot{\mu_\theta} + \dot{\theta}\mu_r \\ \dot{\mu_y} \end{pmatrix} = \frac{SJ_{ex}}{\hbar} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \mu_r \\ \mu_\theta \\ \mu_y \end{pmatrix}$$

ce qui nous ramène, en posant $\tau_{ex} = \hbar/SJ_{ex}$, au système d'équations :

$$\begin{cases} \dot{\mu_r} - \dot{\theta}\mu_\theta = 0 \\ \dot{\mu_\theta} + \dot{\theta}\mu_r = -\frac{\mu_y}{\tau_{ex}} \\ \dot{\mu_y} = \frac{\mu_\theta}{\tau_{ex}} \end{cases} \tag{3.34}$$

Dans l'approximation où le moment magnétique des électrons de conduction reste globalement aligné avec l'aimantation, soit $\mu_r \simeq g\mu_B/2$, $\dot{\mu_r} = 0$, on obtient finalement pour l'évolution de μ_θ et μ_y :

$$\ddot{\mu_\theta} + \left(\frac{1}{\tau_{ex}^2} + \dot{\theta}^2\right)\mu_\theta = -\ddot{\theta}\mu_r \tag{3.35}$$

$$\ddot{\mu_y} + \frac{1}{\tau_{ex}^2}\mu_y = -\frac{\dot{\theta}}{\tau_{ex}}\mu_r \tag{3.36}$$

Le terme $\dot{\theta}^2$ peut être négligé par rapport à $\frac{1}{\tau_{ex}^2}$ puisque dans tous les systèmes magnétiques considérés, la longueur de Larmor $\lambda_L = \hbar\frac{v_F}{J_{ex}}$ est plus petite que la largeur Δ de la paroi. Enfin on considère à la différence de Berger [5] que la rotation de l'aimantation perçue par les spins électroniques est constante : $\ddot{\theta}$ sera donc négligée.

On obtient donc les équations simplifiées :

$$\ddot{\mu_\theta} + \frac{1}{\tau_{ex}^2}\mu_\theta = 0 \tag{3.37}$$

$$\ddot{\mu_y} + \frac{1}{\tau_{ex}^2}\mu_y = -\frac{\dot{\theta}}{\tau_{ex}}\frac{g\mu_B}{2} \tag{3.38}$$

On retrouve donc bien un mouvement de précession du moment magnétique des électrons autour d'un axe effectif incliné par rapport à l'aimantation d'un angle $\delta_0 = \arctan\frac{\dot{\theta}}{\tau_{ex}}$ qui est le même que celui utilisé dans la référence [60] pour expliquer la résistance de paroi. La conséquence importante de ce résultat est que la composante μ_y n'a pas une moyenne nulle dans le temps. On a $< \mu_y >= -\dot{\theta}\tau_{ex}\frac{g\mu_B}{2}$

Par le principe de conservation du moment cinétique, chaque électron applique en retour un couple non nul en moyenne sur l'aimantation que l'on va considérer comme une perturbation :

$$\frac{\delta\vec{M}_{st}}{\delta t} = \frac{1}{\tau_{ex}} \begin{pmatrix} \frac{g\mu_B}{2} \\ 0 \\ < \mu_y > \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{3.39}$$

$$= -\frac{g\mu_B}{2}\dot{\theta}\vec{e_\theta} \tag{3.40}$$

5. Dans son article, Berger néglige le terme $\ddot{\mu_\theta}$ et prend $\ddot{\theta} = \frac{d^2\theta}{dx^2}$ en considérant que la variation de vitesse des électrons est très faible.

Sous l'action d'un courant $\vec{j} = j\vec{e}_y$, de polarisation en spins P, on a donc :

$$\frac{d\vec{M}}{dt}\Big|_{st} = \frac{Pj}{ev_F}\frac{g\mu_B}{2}\dot{\theta}\vec{e_\theta} \tag{3.41}$$

où v_F est la vitesse de Fermi des électrons. Il faut noter que les électrons traversent effectivement tous la paroi avec une vitesse v_F mais dans des directions différentes ; seule une fraction v_e/v_F va effectivement contribuer en moyenne à l'effet sur la paroi, d'où la présence de v_F au dénumérateur dans notre expression.

Pour pouvoir plus facilement la comparer avec les différentes références de la littérature, on peut réécrire cette équation en fonction de la variation spatiale de l'aimantation dans la paroi :

$$\frac{d\vec{M}}{dt}\Big|_{st} = \frac{Pj}{e}\frac{g\mu_B}{2M_s}\frac{\partial\vec{M}}{\partial y} \tag{3.42}$$

L'effet d'entraînement de l'aimantation sur les spins qui permet à ceux-ci de se retourner entre le début et la fin de la paroi explique donc le terme de transfert de couple décrit par de nombreux auteurs [12, 11, 54, 61]. Dans cette vision classique chaque électron transfère exactement son moment magnétique à l'aimantation de la paroi, le facteur P permettant de prendre en compte le fait que le courant n'est que partiellement polarisé en spin.

Par analogie avec le paragraphe 3.2.3, nous constatons que ce terme de *spin-torque* a le même effet qu'un champ longitudinal (cela peut être démontré en redérivant les équations de la dynamique de paroi comme effectué au paragraphe 3.3.3.1), il ne peut donc pas faire avancer la paroi sauf à utiliser des techniques de *wall-streaming* mais cette fois avec le courant [12]. Nous dériverons au chapitre suivant la modification des équations du mouvement de la paroi induite par ce terme.

Si nous considérons un terme supplémentaire de relaxation du moment magnétique de l'électron sur la direction de l'aimantation, l'équation 3.32 devient :

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \frac{1}{\tau_{ex}}\left(\frac{\vec{M}}{M_s}\right) \times \vec{\mu} - \frac{1}{\tau_{sf}}(\vec{\mu} - \vec{\mu}_{eq}) \tag{3.43}$$

où pour nos conventions $\vec{\mu}_{eq} = g\mu_B/2\,\vec{e}_z$, cela correspond au cas où le spin de l'électron est aligné avec les spins localisés de la paroi.

Nous considérons que le nouveau terme de relaxation est suffisamment faible pour ne pas changer notablement les équations de mouvement précédentes. Nous allons encore nous limiter à ne considérer que la valeur moyenne de l'écart du moment magnétique à sa position d'équilibre : $< \mu_y >$. Par le principe de conservation du moment magnétique, on obtient une perturbation de l'aimantation par chaque électron :

$$\frac{\delta\vec{M}_{sf}}{\delta t} = \frac{1}{\tau_{sf}} < \mu_y > \vec{e}_y \tag{3.44}$$

$$= -\frac{g\mu_B}{2}\dot{\theta}\frac{\tau_{ex}}{\tau_{sf}}\vec{e_y} \tag{3.45}$$

On trouve donc pour un courant j de polarisation en spins P :

$$\frac{d\vec{M}}{dt}\Big|_{sf} = \frac{Pj}{e}\frac{g\mu_B}{2M_s^2}\frac{\tau_{ex}}{\tau_{sf}}\left(\vec{M}\times\frac{\partial\vec{M}}{\partial y}\right) \tag{3.46}$$

La précession périodique du moment des électrons autour du champ effectif génère elle aussi un couple en retour sur l'aimantation que nous décrirons dans le cadre d'un modèle plus évolué au paragraphe 3.3.4.

Pertinence du modèle classique

Ce modèle classique ou vectoriel repose d'abord sur l'hypothèse que la longueur de Fermi des électrons est plus petite que les autres grandeurs caractéristiques du système à savoir la largeur Δ de la paroi et surtout la longueur de Larmor λ_L des électrons. Cette condition est largement réalisée dans les métaux $3d$ où λ_F est de l'ordre de quelques Angstroems. En outre on peut s'interroger sur la pertinence de ce modèle précessionnel alors que le libre parcours moyen des électrons est typiquement inférieur dans les métaux $3d$ à la largeur de la paroi, et que donc ceux-ci vont être diffusés un grand nombre de fois au cours de la traversée. En fait, on peut montrer [61] qu'il suffit que le libre parcours moyen des électrons excède la longueur de Larmor $lambda_L$, et donc que leur moment magnétique ait le temps d'effectuer au moins une précession, pour que ce formalisme puisse être appliqué.

3.3.3 Modèle semi-classique

Li et Zhang [66] ont proposé en 2004 un modèle semi-classique permettant de dériver les deux effets du courant polarisé sur une paroi. Nous verrons que les différents termes peuvent être comparés aux effets des champs magnétiques extérieurs traités au paragraphe 3.2 et que le terme qui s'apparente à une pression ressemble au moins dans sa direction au terme de *spin-torque* de Berger.

3.3.3.1 Le Modèle semi-classique de Li et Zhang

Le point de départ de ce modèle est en tout point similaire à celui utilisé par Berger : le modèle de l'hamiltonien *s-d*. Il s'agit en outre d'un calcul de réponse linéaire où la déviation des spins des électrons par rapport à l'aimantation est traitée au premier ordre. L'aimantation, dont la dynamique est beaucoup plus lente, est traitée classiquement alors que les spins des électrons de conduction sont traités par un opérateur purement quantique, dont l'évolution est donnée par une équation de transport diffusif. La diffusion de spin est introduite par un terme de relaxation avec un temps de diffusion de spin τ_{sf}.

Ce modèle est en fait très général et s'applique donc aussi au cas de l'aimantation d'une multicouches magnétique de type GMR parcourue par un courant. Pour ce qui nous intéresse ici, c'est à dire le cas d'une paroi de domaines dont l'aimantation ne dépend que de la position suivant y, donnée par les relations du paragraphe 3.1, les

résultats se résument en une nouvelle équation pour la dynamique de l'aimantation :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\mu_0 \gamma \vec{M} \times \vec{H}_e + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{b_J}{M_s^2} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial y} \right) - \frac{c_J}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial y} \quad (3.47)$$

où H_e contient l'effet du champ d'échange et de l'anisotropie, qui déterminent la structure à l'équilibre de la paroi, mais aussi l'effet du champ démagnétisant dû à un chargement de la paroi et potentiellement un champ extérieur appliqué parallèlement à l'axe facile des domaines. On a $b_J = \frac{Pj}{e} \frac{\mu_B}{(1+\xi^2)M_s}$ et $c_J = \xi b_J$, (ces deux termes sont homogènes à des vitesses), $\xi = \tau_{ex}/\tau_{sf}$ compare échange et *spin-flip*. Dans les métaux de transition on a $\xi \approx 10^{-2}$.

- Le terme en b_J du membre de droite correspond à l'effet du passage adiabatique des électrons de conduction. C'est le terme dit de *spin-torque* déjà obtenu dans le modèle classique.
- Le terme en c_j correspond au passage non-adiabatique des électrons de conduction, il est dû au fait que ceux -ci ne suivent pas parfaitement l'aimantation lors de leur traversée de la paroi.

On peut remarquer que ce modèle semi-classique donne les mêmes résultats que le modèle classique simple présenté auparavant, à un facteur $1/(1+\xi^2)$ près, ce qui confirme le fait que le modèle classique contient l'essentiel de l'effet physique.

Nous pouvons maintenant redériver les équations de la dynamique,(3.18) et (3.19), à partir de l'équation de Landau-Lifshitz modifiée en incluant les termes dus au courant 3.47.

On peut alors montrer [55] que cela revient à inclure dans les équations générales des termes supplémentaires[6] :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \psi} = \frac{2M_s}{\gamma} \left(\dot{q} - \alpha \Delta \dot{\psi} - b_J \right) \quad (3.48)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial q} = -\frac{2M_s}{\gamma} \left(\dot{\psi} + \frac{\alpha \dot{q}}{\Delta} + \frac{c_J}{\Delta} \right) \quad (3.49)$$

L'effet du terme adiabatique b_J est donc équivalent à un couple, soit l'effet d'un champ *longitudinal* : il va déterminer une réponse de la paroi à haute fréquence. Au contraire, l'effet du terme non-adiabatique correspond à une *pression*, c'est bien celui-ci qui est en mesure de faire avancer la paroi aux temps longs même s'il est à peu près cent fois plus faible que b_J.

On peut donc le comprendre simplement en considérant que les événements de diffusion de spin annulent ponctuellement l'angle δ_0, transférant à l'aimantation une composante suivant la direction $\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x}$. Le modèle classique donnait aussi le rapport $\xi = \tau_{ex}/\tau_{sf}$ entre les deux termes de couple.

Des simulations micromagnétiques [55],[54] ont corroboré les résultats de ces modèles, en montrant que le terme adiabatique ne pouvait induire un déplacement de paroi qu'à des densités de courant inaccessibles aux expériences, au contraire du terme non-adiabatique. L'effet du piégeage par les rugosités de bords a aussi été étudié : il conduit à l'apparition de l'équivalent d'un champ de piégeage H_c.

6. Pour comparer avec la référence [55] on les équivalences $\beta u = c_J$ et $u = b_J$

3.3.3.2 Articulation du terme non-adiabatique avec la résistance de paroi

Peu avant les travaux de Li et Zhang, une étude de Tatara [53] donnait des résultats qualitativement similaires mais qui mettaient plus l'accent sur la distinction entre paroi fine et large et qui associait le terme de pression à la résistance de paroi. La théorie de Tatara a été appliquée [49] au cas d'une paroi de Permalloy, très large $\simeq 100nm$ et dont la résistance intrinsèque est très faible. Tatara semble aussi associer les deux termes sans faire une distinction claire entre *couple* et *pression*.

3.3.4 Un effet non uniforme : la déformation de la paroi

Waintal et Viret [61] ont pour leur part dérivé la variation d'aimantation induite par le passage des électrons dans le cadre du formalisme de Landauer. On obtient la variation locale de l'aimantation, modifiant l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert, en considérant la dérivée spatiale du courant de spin $\vec{\tau_{wv}} = -\frac{\partial \vec{J_s}(x)}{\partial x}$ donc $\frac{d\vec{M}}{dt}_{vw} = \vec{T_{wv}} = \gamma \frac{\partial \vec{J_s}(x)}{\partial x}$. On peut démontrer que ce terme se décompose en deux composantes :

$$\vec{T_1} = -\frac{\gamma\hbar}{2}\frac{jP}{eM_s}\left(\vec{M} \times (\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x})\right) \tag{3.50}$$

$$\vec{T_2} = -\frac{\gamma\hbar}{2}\frac{j}{eM_s}\left((P - P_N)\cos(\frac{2\pi x}{\lambda_L})\vec{M} \times (\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x}) + (P - P_N)\sin(\frac{2\pi x}{\lambda_L})(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x})\right) \tag{3.51}$$

où P est la polarisation du courant et P_N la fraction de canaux de conduction (au sens de la théorie de Landauer) bloqués.

$\vec{T_1}$ est en fait le même terme de *spin-torque* que le terme *adiabatique* dérivé par Li et Zhang (à un facteur $1+\xi^2$ près), et T_2 est un couple oscillant qui tend à déformer la paroi périodiquement. On retrouve un résultat très semblable qualitativement au modèle classique dérivé au paragraphe 3.3.2. A la différence du modèle de Li et Zhang, la diffusion de spin n'est pas prise en compte ce qui explique pourquoi le terme non-adiabatique continu n'apparaît pas dans ce formalisme.

3.4 Autres effets du courant

3.4.1 Le modèle hydromagnétique

Cet effet a été découvert principalement par Berger et Partin dans les années 1970 [44],[8],[9]. Ici, ce n'est pas le transfert de spin dû au courant qui déplace la paroi de domaines, c'est la paroi elle-même qui provoque une discontinuité de l'effet Hall, déformant les lignes de courant qui la traversent. Nous verrons comment calculer cette déformation, puis par quel mécanisme ces lignes de courant déformées peuvent en retour déplacer la paroi.

3.4.1.1 Déformation des lignes de courant

Considérons un échantillon de matériau ferromagnétique de section rectangulaire et contenant des parois de domaines de type Bloch ou Néel (voir la figure 3.9). Il faut faire une distinction entre le cas où l'aimantation est planaire et celle ou elle est perpendiculaire, les notions d'épaisseur t et de largeur w devant être inversées pour conserver le même formalisme.

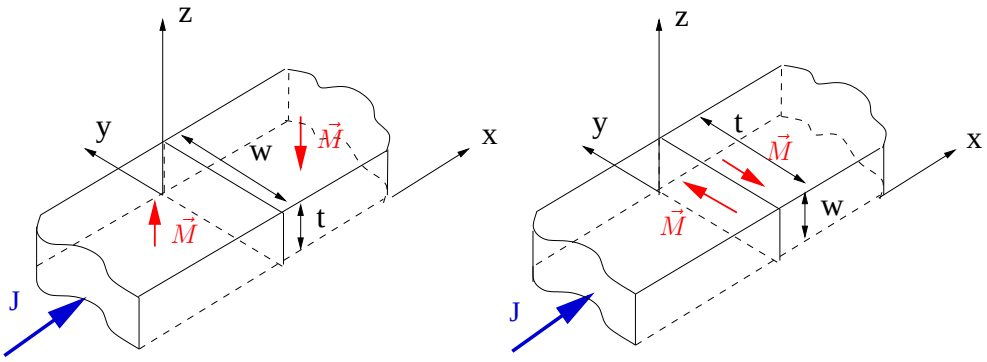


FIG. 3.9 – Parois à 180° et conventions pour w et t

Nous nous plaçons ici dans l'hypothèse d'une paroi isolée ou, tout du moins, de parois très éloignées (la distance a entre deux parois est telle que $a \gg w$, les lignes de courant supplémentaires ne sont pas perturbées par l'effet des parois voisines).

Dans la plupart de leurs articles, Berger et ses collaborateurs n'ont considéré que l'effet Hall normal, ce qui suppose deux choses pour obtenir un effet important. D'une part, dans les ferromagnétiques $3d$ usuels, il faut travailler à très basse température, d'autre part il faut conserver un rapport d'aspect $\frac{t}{w} \gg 1$ afin de minimiser le champ démagnétisant. C'est en effet l'induction B qui compte pour la tension de Hall normale (qui rappelons le est donnée ici par $B = \mu_0(M + H_{demag})$). Il est en fait tout à fait possible de transposer ces résultats à l'effet Hall extraordinaire, qui va être en général l'effet dominant à température ambiante. Cela permet permet en outre de s'affranchir de l'effet démagnétisant.

Dans chacun des domaines de part et d'autre de la paroi, il apparaît une tension de Hall transverse $\vec{E_H} = \beta\rho\vec{j} \times \vec{m}$, où ρ est la résistivité de l'échantillon, $\vec{m}$ est le vecteur unitaire d'aimantation et $\vec{j}$ comme toujours le vecteur densité de courant. Ces tensions transverses étant opposées loin de la paroi, elles devront s'annuler en $x = 0$, par raison de symétrie. Donc, au voisinage proche de la paroi, l'effet de la force de Lorentz (ou du spin-orbite pour l'effet Hall extraordinaire) sur les porteurs de charge n'est plus compensé, les lignes de courant sont donc déviées comme schématisé sur la figure 3.10.

On peut trouver dans [44] l'expression analytique de ces lignes de courant modifiées ainsi que celle du potentiel électrique dans l'hypothèse où la tangente de l'angle de Hall, β, est assez faible ($\beta \ll 1$).. A partir de ces expressions, il existe deux moyens de calculer la pression magnétique sur la paroi, que nous allons présenter successivement. L'un considère la résistance supplémentaire engendrée et, par conservation de la quantité de mouvement, donne la force exercée par les porteurs de charge sur la paroi. L'autre considère l'induction engendrée au centre de la paroi

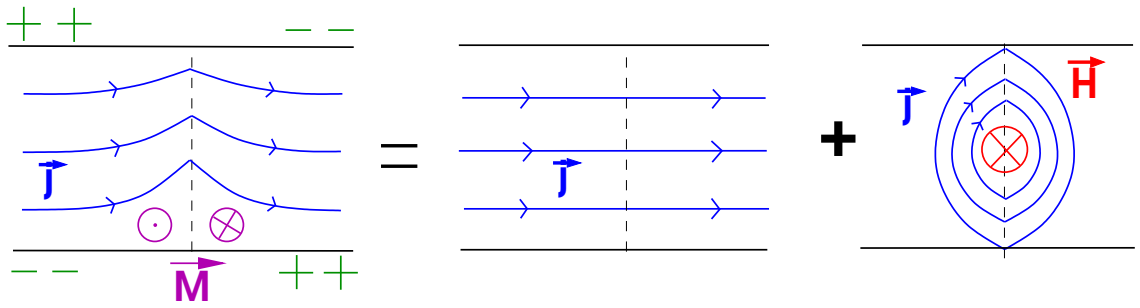


FIG. 3.10 – Vue de dessus des lignes de courant autour d'une paroi à 180°. Décomposition en lignes de courant uniformes et lignes de courant concentriques.

par les lignes de champ supplémentaires concentriques qui conduit à une *pression* magnétique au sens du chapitre 3.2.2.

3.4.1.2 Tension supplémentaire de part et d'autre d'une paroi

Une tension supplémentaire sur l'échantillon peut être associée à la déflection des lignes de champ et son expression est donnée[44] par :

$$\Delta V = I\Delta R = \frac{16.8}{\pi^3}\beta^2 w\rho\bar{j}$$

où ρ est la résistance de l'échantillon.

Comment cette tension se relie-t-elle alors à la pression exercée sur la paroi ? Pour répondre, considérons la paroi de domaines : dans un état stationnaire la quantité de mouvement des porteurs de charge doit être conservée lors de leur passage à travers cette paroi. S'ils induisent une pression sur la paroi P_{dd}, par le principe d'action/réaction les porteurs de charge subissent une pression opposée $p_L = -P_{dd}$ qui va être justement compensée par la force électrique engendrée par la tension supplémentaire ΔV :

$$\Delta V = \frac{P_{dd}}{n_e e}$$

où n_e est le nombre de porteurs, défini et calculé à partir du coefficient de Hall normal R_0 par $R_0 = \frac{1}{n_e e}$.

On obtient alors pour la *pression* magnétique sur la paroi[8] :

$$P_{dd} = \frac{16.8}{\pi^3}\beta M_s w\bar{j}$$

Cependant, on peut se demander quel est le sens de ce principe d'action/réaction puisque la paroi de domaines magnétiques n'est pas un système possédant une masse proprement dite (nous avons juste défini l'*équivalent* d'une masse et d'une quantité de mouvement au chapitre 3.2.2). On est donc en droit de se demander comment elle peut échanger de la quantité de mouvement avec les porteurs. Il semble aussi que seule l'interaction de couplage spin-orbite soit en mesure d'assurer un transfert de quantité de mouvement vers un système de spins. Le mécanisme microscopique du processus n'est donc pas clair.

3.4.1.3 Pression magnétique induite par la déviation des lignes de courant

Une autre façon de considérer le problème repose sur le fait que les lignes de courant supplémentaires, dessinées sur la figure 3.10, sont concentriques et génèrent une induction B sur le centre de la paroi de domaines. L'effet exercée sur la paroi est alors une pression d'amplitude $P = 2B.M_s$(comme nous l'avons vu au paragraphe 3.2.2).

Parallèlement, la concentration des lignes de courant sur un côté de l'échantillon explique l'augmentation de la résistance effective, de manière similaire à l'effet d'une constriction.

Il est impossible semble-t-il d'obtenir analytiquement l'expression de la pression dans l'hypothèse d'une paroi isolée mais, à l'aide de simulations numériques, nous avons recalculé cette valeur et ce pour différents rapports d'aspect $\frac{t}{w}$, ce que ne permettait pas le modèle précédent. Pour ce faire nous avons repris la même expression des lignes de courant que Partin et Berger [44] et nous avons obtenu, par la loi de Biot et Savart, l'induction supplémentaire B_{dd} générée au centre de la paroi. On peut l'exprimer sous la forme :

$$B_{dd} = \frac{2\mu_0}{\pi^2}\bar{j}\beta w f(\frac{t}{w}) \tag{3.52}$$

La courbe 3.11 montre la fonction $f(\frac{t}{w})$ obtenue en fonction de $\frac{t}{w}$, ainsi que, à titre de comparaison, le champ généré par des lignes de courant concentriques inscrites dans un cylindre de diamètre w et de hauteur t :

$$B \simeq \frac{t}{w} arcsinh(\frac{w}{t})$$

L'accord est qualitativement correct.

Nous retrouvons bien, pour la limite $\frac{t}{w} \gg 1$ une formule proche de celle de Berger :

$$P_{dd} = \frac{4 \times 1.68\mu_0}{\pi^2}\bar{j}M_s\beta w$$

La différence sur la valeur du préfacteur numérique provient du fait que nous avons effectué les simulations à un ordre supérieur en n dans l'expression des lignes de courant, et que nous avons seulement calculé l'induction au centre alors que Berger donne un résultat moyenné sur la paroi.

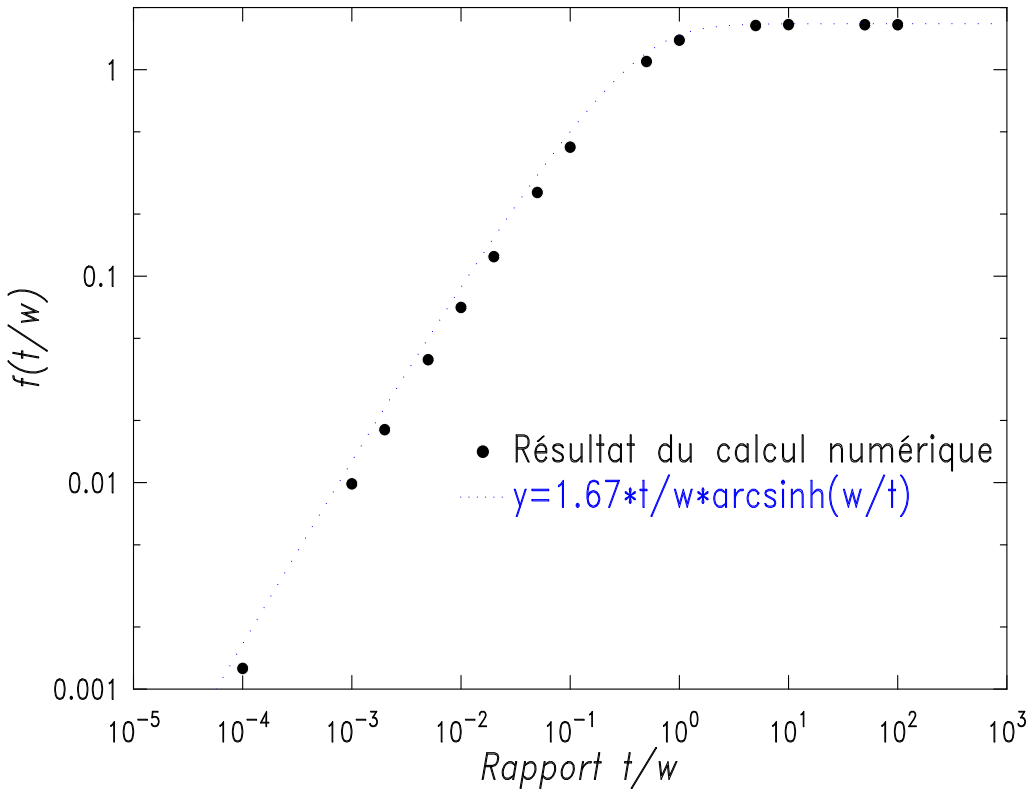


FIG. 3.11 – Fonction $f(\frac{t}{w})$ tracée suivant des coordonnées logarithmiques. Les points représentent les valeurs simulées analytiquement, la courbe pointillée présente pour comparaison la fonction $\frac{t}{w}\text{arcsin}(\frac{w}{t})$

3.4.2 Chargement électrique d'une paroi par effet Hall

Ce nouveau mécanisme, que nous avons proposé [59], s'applique au cas de parois à 180°, non perpendiculaires au courant, dans des matériaux ferromagnétiques avec des effets Hall importants. Après avoir rappelé le mécanisme responsable du déplacement, nous montrerons qualitativement comment il pourrait s'appliquer de manière plus générale en étant couplé à d'autres mécanismes.

3.4.2.1 Principe du chargement d'une paroi par effet Hall

Nous allons considérer un système magnétique très proche de celui étudié pour l'effet hydromagnétique du paragraphe 3.4.1 ; le mécanisme important à considérer reste l'effet Hall dans les matériaux ferromagnétiques conducteurs.

Nous avons vu que le champ électrique de Hall est perpendiculaire aux lignes de courant et à l'aimantation : $\vec{E_H} = \beta\rho\vec{j} \times \vec{m}$. Si nous considérons que le plan de la paroi peut former un angle α avec le plan défini par l'aimantation et le courant (voir la figure 3.12), cela se traduit par une discontinuité de la composante du champ électrique perpendiculaire au plan de la paroi : la paroi est alors électriquement chargée.

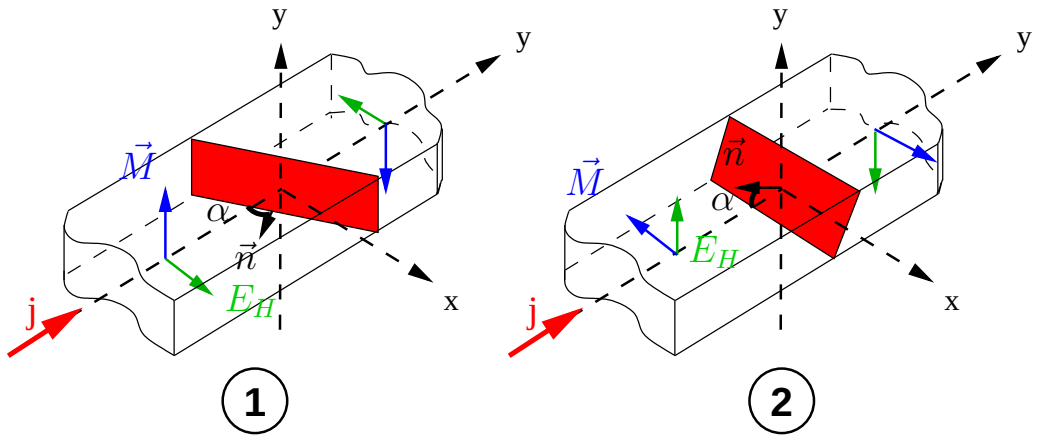


FIG. 3.12 – Schéma d'une paroi inclinée d'un angle α : 1- Pour une aimantation perpendiculaire et 2- Pour une aimantation dans le plan

La charge surfacique peut être estimée par la relation de discontinuité de la composante normale du champ électrique à l'interface constituée par la paroi :

$$q_{dw} = \Delta E_\perp = \pm 2\epsilon_0\beta\rho\vec{j} \times \vec{m} \cdot \vec{n}$$

où $\vec{n}$ est la normale au plan de la paroi. La pression qui s'applique alors sur cette charge par effet du champ électrique est :

$$\begin{aligned} P_{HC} &= \pm 2\epsilon_0\beta\rho\vec{j} \times \vec{m}(\vec{n} \cdot \vec{E}) \\ P_{HC} &= \pm \epsilon_0\beta\rho^2 j^2 \sin 2\alpha \end{aligned}$$

Une conséquence importante de cette équation est que la pression est une fonction du carré du courant et donc **ne dépend pas du signe** de celui-ci. Par contre ce

signe va être déterminé par l'angle α de révolution du plan de la paroi avec l'axe facile d'aimantation ainsi que de la séquence des aimantations. On peut s'attendre à ce que dans des nanostructures à aimantation planaire, la différence entre les interfaces inférieures et supérieures de l'échantillon, très différentes, induisent une différence de viscosité pour le haut et le bas de la paroi, et donc une inclinaison α non nulle.

Il apparaît au voisinage de la paroi, comme pour le cas précédent, une non-compensation de la force de Lorentz, ou de celle engendrée via le spin-orbite par le champ électrique de Hall, et donc une déviation des lignes de courant qui devraient modifier ces résultats.

Afin de confirmer ce modèle simple de charge mais en prenant en compte la déviation des lignes de courant nous avons réalisé des simulations numériques avec le logiciel **FLEXPDE**. Le résultat de ces simulations est présenté sur la figure 3.13. Nous voyons que les lignes de courant supplémentaires introduites par l'effet Hall forment bien des lignes concentriques comme décrit au paragraphe 3.4.1. Nous constatons aussi que le champ électrique au voisinage de la paroi devient plus faible mais tend à s'aligner avec la normale à la paroi, ces deux effets se compensent. Si nous intégrons la charge induite sur la paroi, qui n'est bien sûr pas uniforme, nous retrouvons néanmoins un résultat proche du modèle analytique présenté précédemment.

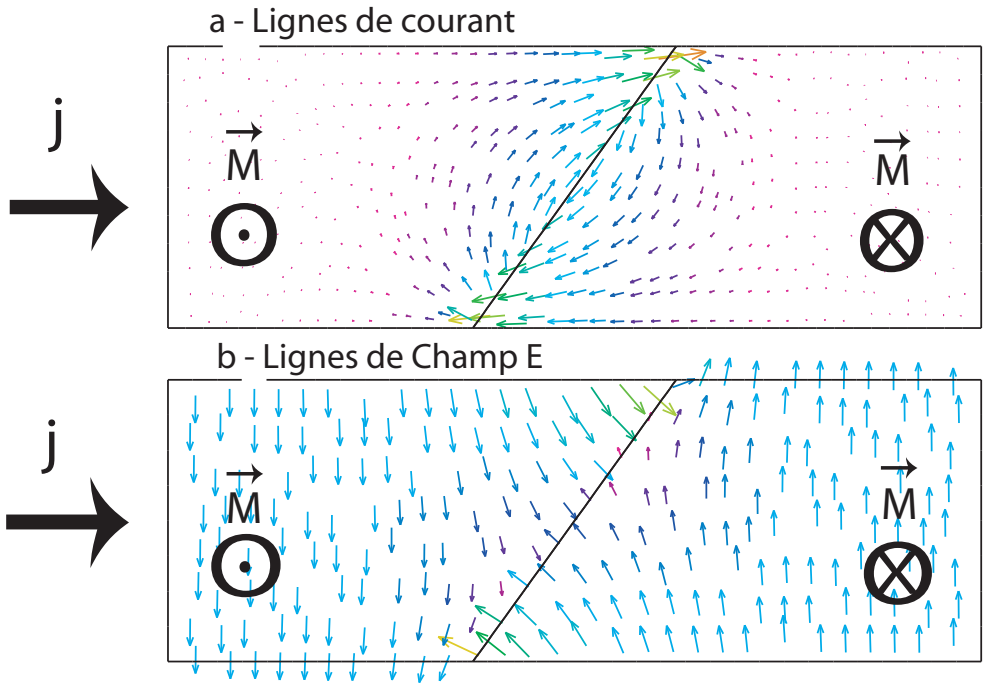


FIG. 3.13 – Vue de dessus des lignes de courant et du champ électrique autour d'une paroi inclinée. Les flèches représentent : a- les lignes de courant supplémentaires (par rapport au système sans effet Hall) qui forme des boucles concentriques autour du centre de la paroi, et b- le champ électrique supplémentaire dont la discontinuité provoque le chargement de la paroi.

3.4.2.2 Pertinence de l'effet

Une comparaison détaillée des différents effets de déplacement de paroi présentés sera donnée au paragraphe 3.4.3, pour différents matériaux magnétiques. Nous pouvons pourtant déjà constater que cet effet, quadratique en courant va toujours dominer pour les fortes densités de courant si tant est que ces densités de courant soient effectivement praticables dans les nanostructures.

Cet effet pourrait en fait jouer un rôle important combiné à d'autres effets tels que ceux d'un courant polarisé.

Imaginons par exemple que le piégeage, plus fort sur les bords d'une nanostructure, conduise au gonflement et non au déplacement d'une paroi sous l'effet du terme non-adiabatique de transfert de spin. Comme décrit sur la figure 3.14, ce gonflement entraînerait alors l'apparition de charges de Hall différentes sur les deux moitiés de la paroi. Sous l'effet du champ électrique, ces deux moitiés seraient alors soumises à des forces contraires qui finalement conduiraient à donner à la paroi la forme d'un S déformé et globalement chargé qui se déplacerait dans la direction opposé à la force qui aurait donné naissance au phénomène. L'effet du déplacement serait donc maintenant dépendant du sens du courant, et pourrait peut-être expliquer des résultats où la direction de propagation des parois ne suit pas le sens des électrons, comme [65].

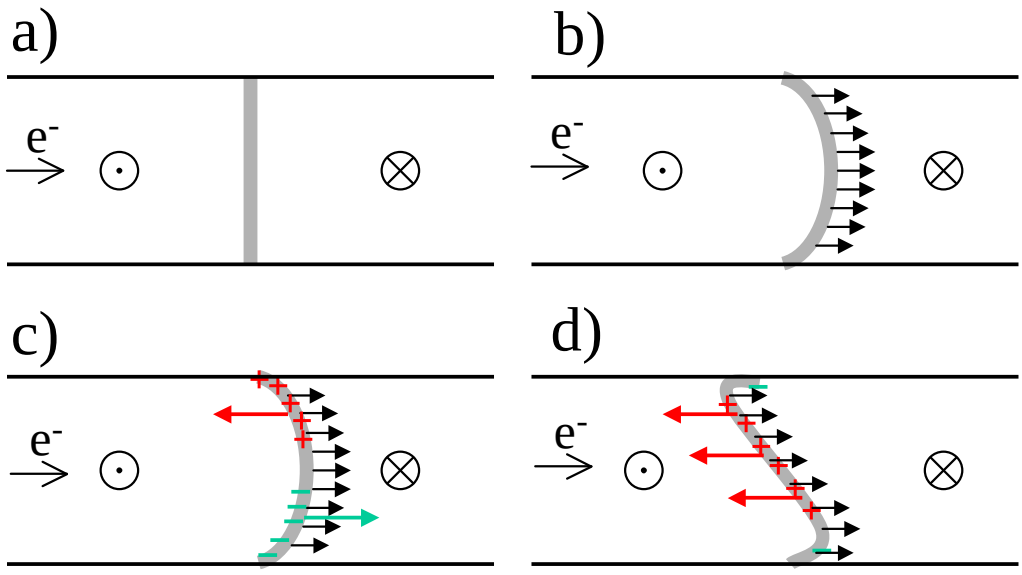


Fig. 3.14 – Effet combiné du *spin-torque* et du chargement de Hall. a) La paroi est parfaitement perpendiculaire à la bande magnétique en l'absence de courant.b) A faible courant la paroi se gonfle sous l'effet du *spin-torque*.c) Les charges de Hall, différentes suivant les parties de la paroi déforment celle-ci. d) La paroi devient globalement chargée et se déplace donc dans la direction opposée à l'effet initial.

3.4.3 Comparaison des différents effets induits par le courant

Il est important de comparer l'amplitude des différents effets présentés pour les matériaux utilisés actuellement pour les expériences de déplacement de paroi. Bien sûr dans le cas de parois transverses dans les nanostructures, l'effet Hall ne joue aucun rôle ce qui laisse au *spin-torque* l'exclusivité des effets dus au courant. Sur la figure 3.4.3, ces effets sont comparés dans des structures où l'aimantation des domaines est planaire et perpendiculaire à la direction du courant, et dans la limite d'un rapport d'aspect $t/w \gg 1$. On constate immédiatement que pour les métaux de transition *3d*, l'effet des charges de Hall est largement dominé par à la fois le *spin-torque* et surtout par l'effet hydromagnétique pour les densités de courant critiques $j_c \approx 10^{12} A/m^2$ auxquelles bougent les parois [29]. Par contre pour des semi-conducteurs magnétiques comme GaMnAs, où $j_c \approx 10^9 A/m^2$ [65], les effets sont tous relativement proches en amplitude. Dans le cas de l'InMnAs, c'est l'effet des charges de Hall qui devrait dominer, mais aucune aucune mesure expérimentale n'a été accomplie à ce jour.

Matériau	Aimantation $\mu_0 M_s$ (T)	Résistance Longitudinale ρ_{xx} $(\mu\Omega/cm)$	Résistance de Hall ρ_{xy} $(\mu\Omega/cm)$
Fe	2.2	14	0.23
GaMnAs	$5 \cdot 10^{-3}$	8000	550
InMnAs	$5 \cdot 10^{-3}$	10^6	10000

TAB. 3.1 – Rappel des différents paramètres pour les systèmes magnétiques comparés

3.4.3.1 Effet du chauffage

L'effet du chauffage induit par le courant a été souvent négligé jusqu'ici. Pourtant des mesures expérimentales dans des nanofils de Permalloy [63] ont montré que les températures atteintes au courant critique étaient très proches de la température de Curie du matériau. Cela doit évidemment modifier considérablement le micromagnétisme de la paroi, ainsi que les phénomènes de piégeage et de dépiégeage.

3.5 Tableau récapitulatif

Le tableau 3.5 donne un récapitulatif de différentes expériences réalisées concernant l'injection de courant dans des parois de domaines magnétiques.

Les expériences sur des multicouches GMR[23] se démarquent nettement des autres expériences réalisées dans des métaux de transition *3d* par la faiblesse de la densité de courant critique. Pour le cas des semi-conducteurs ferromagnétiques, la faible valeur de l'aimantation à saturation peut justifier la grande efficacité de la technique.

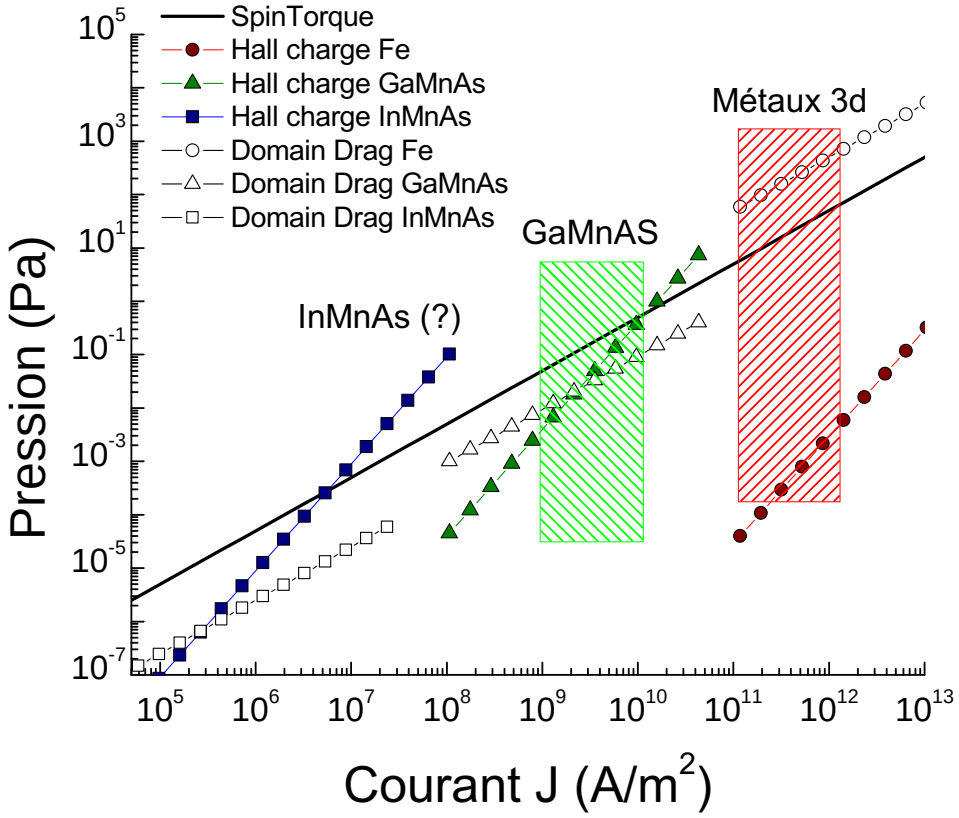


FIG. 3.15 – Terme de *pression* exercée sur la paroi en fonction de la densité de courant appliquée pour des rubans à aimantation planaire de 50 nm d'épaisseur et de 1μm de largeur, de Fer(couleur rouge), de GaMnAs(couleur verte) et d'InMnAs(couleur bleue). L'effet du *spin-torque* est globalement toujours le même mais l'effet hydromagnétique et le "chargement de Hall" varie grandement avec l'angle de Hall, la résistivité et l'aimantation. Les régions hachurées correspondent aux densités de courant pour lesquelles les parois se déplacent dans le Permalloy et le GaMnAs.

Matériau	J_c (A/m^2)	Type de paroi	Dimension (nm^2)	Référence
Py	$6 \cdot 10^{11}$	vortex	120×3	[58]
Py	$6{,}7 \cdot 10^{11}$	vortex	240×10	[64],[63]
Py	$2 \cdot 10^{12}$	transverse	200×17	[33]
Py	$2 \cdot 10^{12}$	vortex	500×10	[32]
Co/Cu/Py	$5 \cdot 10^{10}$	vortex	300×22^7	[23]
(Ga,Mn),AS	10^9	Bloch ou Néel	$20 \cdot 10^3 \times 18$	[65]

TAB. 3.2 – Rappel des courants critiques j_c mesurés dans divers expériences de déplacement de parois.

Résumé

Nous avons présenté un état des lieux des différents mécanismes qui peuvent expliquer le phénomène de déplacement de parois de domaines magnétiques par des courants électriques. Il est important pour cela de procéder par analogie avec l'application d'un champ magnétique extérieur.

Nous avons montré que la plupart des phénomènes liés à la polarisation du courant peuvent être appréhendés dans le cadre d'un modèle classique simple basé sur le principe de la précession des électrons dans le référentiel tournant avec l'aimantation de la paroi. La compréhension de l'effet du couple oscillant généré par un courant dans la largeur de la paroi supposerait une modélisation micromagnétique non uniforme.

Un nouveau mécanisme basé sur l'effet de chargement de la paroi par l'effet Hall est présenté qui peut jouer un rôle important dans le déplacement de parois pour des semi-conducteurs magnétiques.

Chapitre 4

Déplacement de paroi par injection de courant : expériences

L'étude de la dynamique de paroi de domaines magnétiques sous l'effet d'un courant électrique requiert avant tout un moyen de mesurer précisément la position des parois. Les méthodes couramment employées pour ce faire peuvent être classées en deux catégories :

. Les méthodes d'observation directe, dont les plus couramment utilisées sont : la Microscopie à Force Magnétique (ou MFM) [56, 64], l'imagerie magnéto-optique Kerr [65], la microscopie par photoémission d'électrons ou PEEM [33] ou encore la microscopie électronique à balayage avec analyse de polarisation (SEMPA) [32]. Ces méthodes donnent en général précisément la forme et la position de la paroi avec des résolutions qui vont de quelques centaines de nanomètres pour l'effet Kerr Magnéto optique à quelques dizaines de nanomètres pour le MFM et moins encore pour le PEEM et le SEMPA.

. Les autres méthodes consistent à mesurer la présence voire la position d'une paroi à l'aide de mesures électriques. Pour cela elles exploitent l'effet de la présence d'une paroi de domaine sur le signal d'AMR [56] ou la dépendance de la MagnétoRésistance Géante ou GMR d'une multicouches ferromagnétique/conducteur/ferromagnétique à la position d'une paroi transverse dans la couche douce [23]. Enfin la dernière technique, qui est celle exploitée dans ce chapitre, consiste à mesurer très précisément la position d'une paroi dans une croix lithographiée en tirant parti de l'Effet Hall Anormal (EHA) [16, 17].

Notre approche consiste à utiliser conjointement la **MFM** et l'**Effet Hall Anormal**. La première nous donnera la position précise de la paroi et sa forme. Cependant, il a déjà été expliqué au paragraphe 1.2.3 que la technique MFM peut présenter le désavantage d'une interaction entre la pointe magnétique et la paroi et d'un possible dépiégeage. La mesure de l'effet Hall Anormal permet de détecter précisément ce dépiégeage durant un balayage de la pointe et donne en outre une information beaucoup plus précise sur la variation de position. Nous avons appliqué ces deux techniques aux multicouches de Platine/Cobalt/Platine à aimantation perpendiculaire.

Dans un premier temps nous allons rappeler les propriétés magnétiques et élec-

triques de ces multicouches et la géométrie des échantillons utilisés. Ensuite nous montrerons comment ces échantillons peuvent être préparés afin de placer une paroi de domaine dans une croix de Hall et quel est l'effet, sur cette paroi, d'un courant continu, d'un courant alternatif et d'impulsions de courant. Nous discuterons de l'origine de l'effet de dépiégeage induit par le courant. Nous présenterons aussi une nouvelle géométrie développée pour réaliser l'injection d'impulsions de courant à plus haute fréquence, et les résultats préliminaires ainsi obtenus.

4.1 Généralités sur les couches ultraminces de Pt/Co/Pt

4.1.1 Propriétés magnétiques

Les multicouches Pt/Co(hcp)/Pt(111)/Al_2O_3(0001) que nous avons utilisées proviennent de l'Institut d'Électronique Fondamentale d'Orsay. Elles ont été réalisées par pulvérisation cathodique avec plasma d'argon, avec des rugosités d'interface cobalt/platine n'excédant pas 3Å[1]. Les paragraphes suivants présentent leurs propriétés magnétiques à savoir leur forte anisotropie magnétique et leur effet Hall Anormal.

4.1.1.1 Anistropie magnétique

Considérons pour commencer une couche mince continue présentant un empilement Pt/Co(hcp)/Pt(111)/Al_2O_3(0001). Les termes à prendre en compte pour obtenir l'anisotropie effective sont de trois types :

1. L'anisotropie magnéto-cristalline de volume du cobalt
2. L'anisotropie de forme
3. L'anisotropie d'interface

L'**énergie magnéto-cristalline** de volume w_{mc} pour une anisotropie de type uniaxial d'axe c peut être approximée par :

$$w_{mc} = K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta$$

où θ est l'angle local entre l'aimantation et l'axe cristallographique c du matériau. Les valeurs dans le Cobalt massif de ces constantes sont $K_1 = +4{,}5 \times 10^5$ J/m^3 et $K_2 = +1{,}4 \times 10^5$ J/m^3[16]. Ces termes tendent donc à aligner l'aimantation avec l'axe c correspondant dans ce cas à la normale au plan des couches.

Pour une couche mince, l'**énergie d'anisotropie de forme** w_d qui traduit le coût énergétique nécessaire pour créer des charges magnétiques aux deux interfaces, est donnée par :

$$w_d = K_d \sin^2\theta = -\frac{\mu_0 M_s^2}{2}\sin^2\theta$$

Dans le cas du Cobalt massif présentant une aimantation $M_s = 1{,}4 \times 10^6$ A/m, on a donc $K_d = -1{,}3 \times 10^6$ J/m^3, l'effet démagnétisant est donc beaucoup plus important que l'effet d'anisotropie magnéto-cristalline de volume.

C'est en fait l'**anisotropie magnéto-cristalline d'interface** qui donne à ces multicouches une anisotropie effective perpendiculaire. Elle provient de la brisure de symétrie des orbitales atomiques à l'interface cobalt/platine couplée à l'effet spin-orbite. Son énergie peut s'exprimer par :

1. Cette rugosité est déduite de la mesure de l'écart type sur la topographie mesurée en AFM sur quelques micromètres carrés

Épaisseur de Cobalt	5 Å	10 Å	14 Å
Constante d'échange (A/m)	3×10^{-11}		
Constante d'anisotropie (J/m^3)	$0{,}58 \times 10^6$		
K_{eff} (10^6 J/m^3)	1,8	0,55	0,2
Énergie de paroi σ_0[1] (10^{-3} J/m^2)	29,3	16,2	9,8
Largeur de paroi Δ_0[2] (nm)	4,1	7,4	12,2

TAB. 4.1 – Propriétés magnétiques des couches ultraminces de Cobalt/Platine

$$w_{surf} = \frac{2K_{surf}\sin^2\theta}{t_{Co}}$$

où t_{Co} est l'épaisseur de Cobalt hcp. La référence [40] donne $K_{surf} = 0{,}62 \times 10^{-3}$ J/m^2.

Nous exprimerons donc l'anisotropie uniaxiale de ces multicouches au premier ordre par :

$$w_{uni} = K_{eff}\sin^2\theta = (K_1 + K_d + \frac{2K_{surf}}{t_{Co}})\sin^2\theta \tag{4.1}$$

Ces couches, pour lesquelles les interfaces sont d'excellente qualité, présentent donc une anisotropie perpendiculaire jusqu'à des épaisseurs de Cobalt de l'ordre de 20Å

Le tableau 4.1 résume les différents paramètres importants pour l'étude des parois de domaines magnétiques sous l'effet du courant.

4.1.1.2 L'effet Hall Anormal

Nous avons déjà présenté au chapitre 2 les différents termes de résistivité d'un matériau ferromagnétique liés à l'interaction spin-orbite.

Rappelons tout d'abord que le champ électrique transverse E_H, comme défini sur la figure 4.1 peut s'exprimer comme :

$$\vec{E_H} = R_0\vec{j} \times \vec{B} + R_s\vec{j} \times \vec{M} \tag{4.2}$$

où :

– R_0 est la constante de Hall normale, dont la contribution dans les matériaux ferromagnétiques de transition (tel que le Cobalt) est négligeable par rapport à l'effet Hall Anormal, pour des champs magnétiques appliqués inférieurs au Tesla.

1. Définie par $\sigma_0 = 4\sqrt{A \cdot K_{eff}}$
2. Définie par $\Delta_0 = \sqrt{\frac{A}{K_{eff}}}$

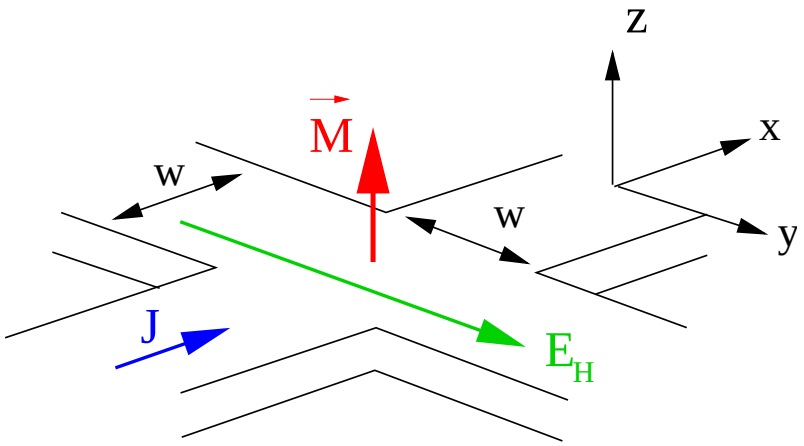


FIG. 4.1 – Géométrie de l'EHA : $\vec{M}$ aimantation du matériau ferromagnétique, $\vec{J}$ vecteur densité de courant, $\vec{E_H}$ tension de Hall induite par l'EHA, w : largeur du ruban ferromagnétique

– R_s est la constante de Hall anormale.

La relation liant résistivité longitudinale et effet Hall anormal,

$$R_s = a\rho_{xx} + b\rho_{xx}^2$$

est encore vérifiée dans les multicouches Pt/Co/Pt [16].

En première approximation, nous négligerons la courbure des lignes de courant dans une croix de Hall, et nous considérerons que la tension de Hall V_H sur les branches latérales peut s'exprimer simplement dans un matériau à anisotropie perpendiculaire par :

$$V_H = \frac{R_s j}{w} \int\int_{croix} M_z(x,y)dxdy \tag{4.3}$$

Nous définirons la résistance de Hall relative $R_\%$ comme étant le rapport de la résistance de Hall $R_H = \frac{V_H}{jwh}$ sur la résistance de Hall d'un échantillon saturé suivant l'axe z ($\odot$), on a donc

$$R_\% \approx (\xi_\odot - \xi_\otimes) \tag{4.4}$$

où $\xi_\odot$ est la fraction de la surface de la croix dont l'aimantation est parallèle à l'axe z et $\xi_\otimes$ la fraction de la surface de la croix dont l'aimantation est antiparallèle à l'axe z.

Des mesures de tension de Hall nous pouvons donc déduire la fraction de la croix de Hall dont l'aimantation est alignée avec l'axe z. Lorsque cette mesure est associée avec une image MFM des parois de domaine, nous pouvons déduire la forme et l'orientation de l'aimantation des domaines présents dans la croix sans ambiguïté liée à l'orientation de la pointe. La précision sur la mesure de la position, en considérant une propagation homogène de la paroi, peut être estimée pour des bandes de 1 μm et un rapport signal sur bruit de 1000 pour la mesure de l'EHA, à 1 nm.

En fait, de part la courbure des lignes de courant, la sensibilité de la croix s'étend dans chacune de ses branches, et il faut pondérer l'intégrale de l'équation 4.3 avec la fonction de réponse de la croix.

L'utilisation des couches ultra-minces de cobalt/platine présente, pour l'étude du déplacement de paroi, deux avantages associés à leur forte anisotropie perpendiculaire :

1. Celle-ci permet d'obtenir un signal de Hall qui dépend de la fraction de la croix alignée avec l'axe z sans ambiguïté comme dans le cas de l'Effet Hall Planaire . Dans l'hypothèse où la paroi se déplace dans la croix suivant un modèle de bulle, on a une relation bijective entre sa position et la résistance de Hall.
2. Du fait de leur forte anisotropie, ces couches magnétiques présentent des parois de type Bloch quasi parfaites : leur configuration micromagnétique, qui affecte théoriquement le processus de déplacement par injection de courant, peut donc être déterminée avec précision.

4.1.2 Propagation des parois de domaines magnétiques

Les études de propagation de parois réalisées [16] dans les mêmes couches ultra-minces et continues de platine/cobalt/platine en imagerie magnéto-optique permettent d'identifier trois régimes de propagation suivant la valeur du champ magnétique appliqué H_a par rapport à un champ critique[2] H_c.

4.1.2.1 Régime visqueux : $Ha > H_{crit}$

Lorsque le champ magnétique extérieur H_a est supérieur au champ critique H_c, la vitesse de paroi augmente linéairement avec le champ. On retrouve la loi obtenue théoriquement au paragraphe 3.2.2, c'est à dire :

$$v = \mu(\mu_0 H_\perp) \tag{4.5}$$

La valeur de mobilité obtenue expérimentalement dans des échantillons lithographiés à partir de couches Pt/Co(5Å)/Pt/Al_2O_3 est $\mu_{exp} = 4{,}5 \times 10^2$ m/s/T. Si on la compare à la valeur théorique $\mu_{th} = \frac{\Delta\gamma}{\alpha}$, on obtient une valeur du coefficient de dissipation $\alpha = 1{,}6$ très élevée par rapport aux valeurs typiques de α dans le cobalt massif.

4.1.2.2 Régime thermiquement activé : $0{,}8 H_{crit} < H_a < H_{crit}$

Pour un champ appliqué compris entre $0{,}8\, H_{crit}$ et H_{crit}, la vitesse de propagation suit une loi d'Arrhénius :

$$v = v(H_{crit}) \exp\left(-\frac{2M_s \cdot V_B \cdot (H_{crit} - H_a)}{k_B T}\right)$$

où V_B correspond au volume élémentaire retourné à chaque saut de la paroi. Cette expression correspond à l'hypothèse d'une énergie de barrière dont la valeur dépend linéairement du champ.

2. $\mu_0 H_c = 97mT$ dans les échantillons Pt/Co5Å)/Pt/Al_2O_3 d'après [16]

4.1.2.3 Régime de reptation : $H_c \ll H_{crit}$

Pour des valeurs de champ appliqué beaucoup plus faibles que H_{crit}, la vitesse de propagation suit une loi de type **reptation** :

$$v = v(H_{crit}) \exp\left(-\frac{U_c}{k_B T}\left(\frac{H_{crit}}{H}\right)^{\eta}\right)$$

ici $\eta = 1/4$ et U_c est une constante caractérisant l'énergie de piégeage. Cette loi traduit la compétition entre l'énergie élastique de paroi σ_0 qui tend à réduire sa longueur et des sites de piégeage locaux qui imposent des points d'ancrage particuliers. C'est une loi générale aux phénomènes de propagation d'une interface 1D suivant une seule direction.

L'étude réalisé à l'IEF par F. Cayssol [16], basée sur la mesure du temps de propagation d'une paroi entre croix de Hall, a montré que l'on retrouvait une telle loi d'échelle dans des pistes de Pt/Co/Pt ayant des largeurs de l'ordre du micron, avec $\eta = 0{,}25 \pm 0{,}05$. Le champ effectif de piégeage, défini par $H_{eff} = (U_c/k_B T)^4 H_c$ varie comme l'inverse de la largeur de la piste. Cela indique que, dans ces pistes, la propagation est régie par des effets de bords, ce qui est confirmé par l'étude de pistes présentant une rugosité de bords artificielle.

4.1.3 Géométrie des échantillons

Tous les échantillons dont nous allons discuter dans les paragraphes suivants ont été développés et fabriqués à l'IEF pour l'étude de la propagation de parois. Ils sont composés de :

- Un réservoir de nucléation de quelques centaines de microns carrés permettant d'assurer une nucléation d'un domaine inversé à des champs faibles.
- Un ruban de dimension latérale proche du micron, pour propager la paroi entre le réservoir et les croix de Hall. Cette largeur affecte la vitesse de propagation, l'importance relative des défauts intrinsèques de volume et de bords changeant avec w.
- Des croix de Hall, espacées d'une dizaine de microns.
- Des contacts d'or permettant de réaliser les mesures électriques.

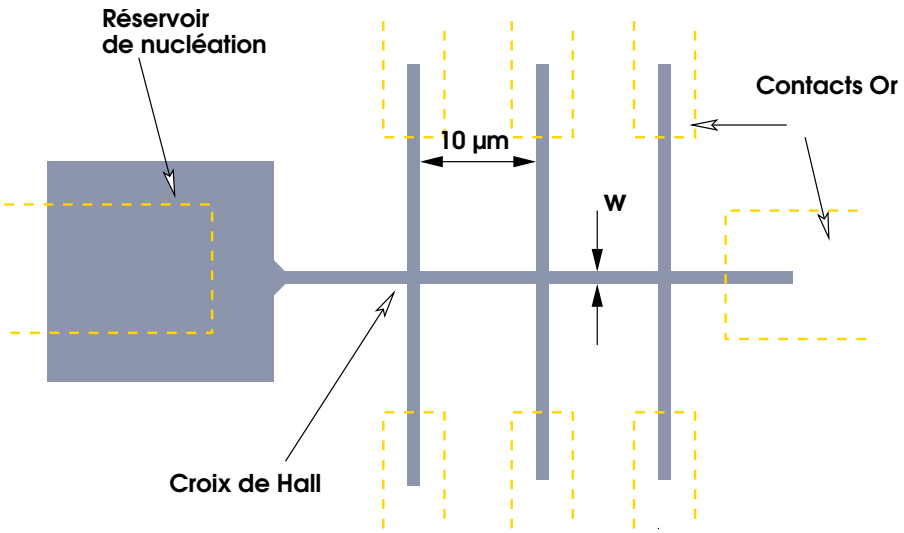


FIG. 4.2 – Géométrie des échantillons Pt/Co/Pt/Al_2O_3 lithographiés à l'IEF.

4.2 Imagerie MFM des couches ultraminces de cobalt/platine

Nous avons vu au paragraphe 1.2.2.2 que l'imagerie MFM de couches ultraminces à aimantation perpendiculaire supposait une interprétation théorique spécifique du fait de l'absence supposée de contraste de charges.

En fait, quelque soit l'origine réelle du contraste magnétique, la faiblesse du signal MFM impose d'utiliser une pointe possédant un fort moment magnétique [3]. Cela a pour conséquence un possible dépiégeage des parois de domaines directement par la pointe durant le balayage. Après avoir montré le résultat d'une imagerie MFM lorsque pointe et échantillon sont saturés, nous illustrerons donc cet effet de dépiégeage de paroi quand plusieurs domaines sont présents, et nous verrons comment cette difficulté peut être contournée sans perdre d'information en diminuant le champ de fuite vertical de la pointe MFM. Enfin, nous discuterons de l'origine du contraste magnétique dans les deux états magnétiques de la pointe considérés : pointe aimantée et pointe désaimantée.

4.2.1 Imagerie MFM avec pointe et échantillon saturés

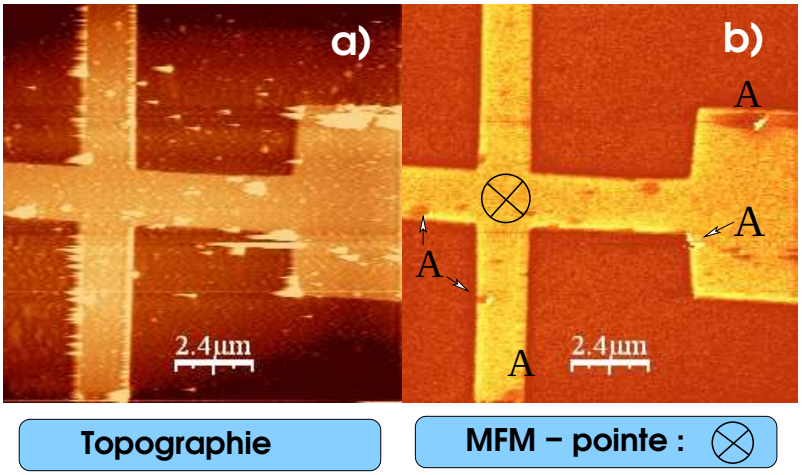


FIG. 4.3 – Images topographique (a) et MFM (hauteur de vol : h=30 nm)(b) d'une croix de Hall (épaisseur du cobalt : 14 Å). Les symboles A marquent les artefacts dans l'image MFM provenant des impuretés sur la surface de l'échantillon

La figure 4.3 présente les images AFM/MFM obtenues sur un échantillon lithographié de Pt/Co(14Å)/Pt en mode *interleave* avec une hauteur de vol h=30nm, pointe et échantillon étant saturés parallèlement. L'image topographique 4.3-a) donne la position et la forme de la microstructure de cobalt-platine. La différence de hauteur entre celle-ci et le substrat est de 15 nm. Il y a une parfaite correspondance entre la position de la structure sur l'image topographique et la zone du signal magnétique, par la suite nous omettrons volontairement les images topographiques. Le

3. Nous avons pour les résultats présentés utilisé des pointes commerciales Nanosensors avec un dépôt magnétique de cobalt/chrome de 40nm

contraste clair, observé sur le signal de phase MFM 4.3-b) correspond, suivant nos conventions de mesure, à une force attractive entre la pointe et la couche de cobalt. La différence sur le signal de phase entre la structure magnétique et le substrat d'alumine est de l'ordre de $-1.5°$. Ce signal peut avoir plusieurs causes d'origine magnétique notamment l'effet de création de charges images induites par la pointe dans la couche et l'attraction de la pointe par les charges de la surface supérieure. Pour discriminer entre ces deux effets, il est nécessaire de considérer un échantillon présentant des domaines orientés suivant les deux directions possibles.

4.2.2 Dépiégeage de paroi induit par la pointe

Avec la présence de domaines magnétiques apparaît aussi l'effet de dépiégeage de paroi, qui peut être observé sur l'image 4.4. La pointe, précédemment aimantée $\odot$ sous +0,5 T, subit durant le balayage un champ magnétique $\otimes$. Ce champ est néanmoins insuffisant pour annuler la composante $\odot$ du champ de fuite de la pointe. Alors que la pointe balaie la surface en descendant, son champ de fuite entraîne un agrandissement du domaine $\odot$ qui correspond sur la figure à la zone B. Une autre paroi (C) n'est pas affectée, elle doit être suffisamment piégée localement pour ne pas être déplacée par la pointe. Cet agrandissement du domaine $\odot$ est confirmé par les mesures d'effet Hall. Ainsi on a pu mesurer durant le balayage que la résistance de Hall relative passe de +30% à +80%.

4.2.3 Observation avec pointe désaimantée

Pour minimiser au maximum l'effet du dépiégeage, nous allons tirer parti du fort champ de propagation de la paroi dans ces échantillons qui nous permettent d'appliquer des champs magnétiques de l'ordre de 10 à 20 mT sans affecter leur configuration magnétique.

Dans le cas de l'image 4.5-a), le domaine situé sur la croix, $\odot$, est imagé à l'aide d'une pointe orientée $\otimes$, ce qui se traduit par un signal plus répulsif que pour les domaines orientés $\odot$. La configuration magnétique est affectée par le champ de fuite de la pointe puisque le signal de Hall relatif passe de +10% à 0% durant le balayage ; le déplacement de paroi n'est néanmoins pas visible sur l'image. Avant de réaliser l'image 4.5-b), un balayage intermédiaire vers le haut a encore diminué la taille du domaine central $\odot$, puis nous avons appliqué un champ positif $\odot$ afin de désaimanter la pointe. Lors d'un nouveau balayage de la pointe vers le bas, nous observons une plus grande stabilité du domaine, puisque la résistance de Hall relative reste proche de -6% durant tout le balayage.

La désaimantation de la pointe a une autre conséquence que l'on peut observer sur les profils du signal de phase présentés sous les images MFM de la figure 4.5 : on passe d'un contraste MFM de domaine dans le cas a) à un contraste de paroi pour le cas b). Cet aspect sera expliqué au paragraphe suivant.

La figure 4.6 confirme encore l'efficacité de la désaimantation. Les deux images, réalisées consécutivement dans des directions opposées sont presque identiques. La résistance de Hall relative mesurée reste proche de +30% durant les deux balayages.

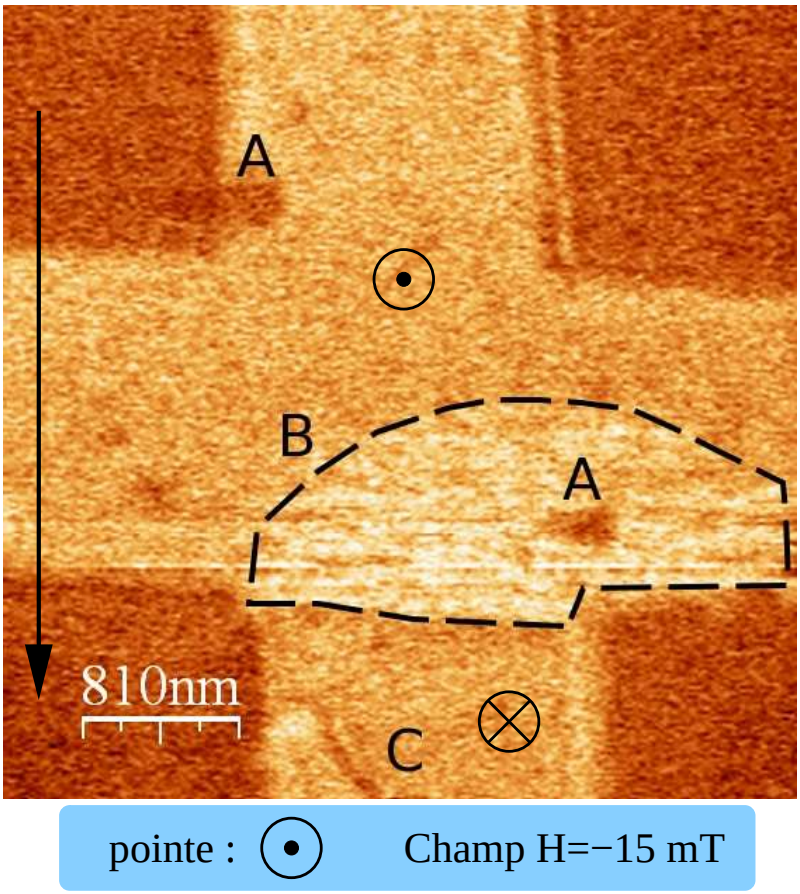


FIG. 4.4 – Image MFM d'une croix de Hall (épaisseur du cobalt : 14 Å). La pointe a été précédemment aimantée ⊙. Un champ de -15mT est appliqué, ce qui est insuffisant pour désaimanter la pointe. La zone B, délimitée par des pointillés correspond à un déplacement de la paroi vers le bas durant le balayage. C : paroi de domaines fixe.

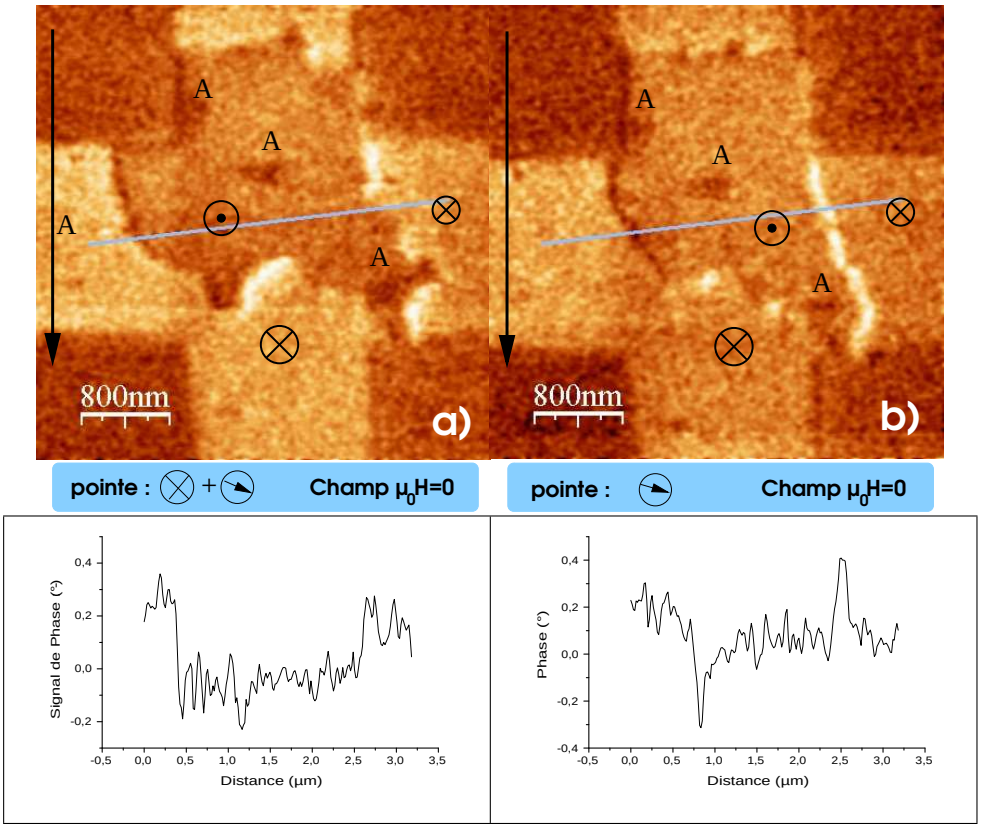


FIG. 4.5 – Images MFM d'une croix de Hall (épaisseur du cobalt : 14 Å). a) Balayage avec une pointe aimantée ⊗, (R_{Hall} passe de +15% à +5% durant le balayage) . b) Balayage avec une pointe désaimantée (R_{Hall} reste à −10% durant le balayage). Lors d'un scan intermédiaire, non montré, le domaine retourné sur la croix a diminué sous l'effet de la pointe, puis la pointe a été désaimantée par un champ ⊙, sans effet sur R_{Hall}. Sous chaque image est représenté le profil du signal de phase illustrant la différence du contraste suivant l'aimantation de la pointe.

Surtout, nous allons voir au paragraphe 4.3.2 que la désaimantation de la pointe peut être réalisée parallèlement au positionnement d'une paroi dans la croix par une nucléation assistée par la pointe.

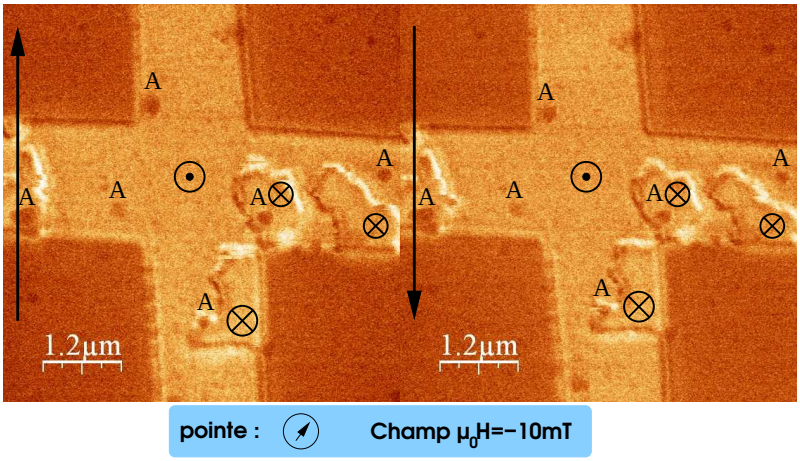


FIG. 4.6 – Balayages successifs réalisés avec une pointe désaimantée sur une couche de Pt/Co(14Å)/Pt. La tension de Hall mesurée pendant les deux balayages est constante, ce qui confirme la stabilité de la configuration magnétique. On constate une absence de contraste de domaine. L'orientation de l'aimantation de la pointe est déduite du contraste magnétique suivant l'orientation de la paroi.

4.2.4 Origine du contraste MFM

L'étude des contrastes magnétiques de la figure 4.5 nous apporte beaucoup d'informations sur la formation des images MFM sur les couches ultra-minces étudiées :

. Lorsque la pointe est aimantée perpendiculairement à la surface de l'échantillon, nous observons effectivement un contraste de domaine (voir le profil de phase correspondant à l'image 4.5-a)).

. A la différence de ce qui a été prévu théoriquement au chapitre 1, lorsque les aimantations de la pointe et d'un domaine magnétique de l'échantillon sont parallèles, ici sur les bords de la croix, cela correspond à un signal de phase négatif[4], et donc à un gradient de force $\frac{\partial F_{ps}}{\partial z}$ positif.

. Lorsque la pointe est désaimantée, le contraste magnétique observé est un contraste de paroi (voir le profil de phase de l'image 4.5-b)). L'intensité de ce signal dépend visiblement de l'orientation de la normale à la paroi, le contraste s'annulant même pour certaines directions du vecteur normal à la paroi.

Si nous revenions à une interprétation du signal MFM basée sur une mesure du champ de fuite de l'échantillon, les considérations de la référence [5] qui prévoient que ce champ doit être nul loin d'une paroi restent pertinentes. Certes, à la différence des mesures MFM présentées dans cet article, nous observons ici des structures de cobalt lithographiées et non plus des couches continues. Ceci ne devrait toutefois pas affecter notablement le contraste de domaine dans la mesure où le rapport d'aspect

4. Par convention, nous avons tracé l'opposé du signal de phase

hauteur/largeur des structures est de l'ordre de 1000. La taille des domaines observés, de l'ordre du micron, exclue en outre que le contraste provienne du champ de fuite au voisinage des parois de domaines.

Sachant que l'effet au second ordre de charges images prévu dans le modèle de Abraham et McDonald, donnerait un signal opposé, nos résultats ne peuvent s'expliquer dans le cadre de cette théorie. Il nous faut donc considérer que les mesures MFM réalisent une cartographie des charges de la surface supérieure uniquement, sans que nous puissions l'expliquer. Cette conclusion surprenante suppose qu'une part de la formation de l'image MFM dans ces couches ultraminces reste encore incomprise.

Interprétation du contraste de paroi

Si nous admettons que le signal MFM est bien une cartographie des charges supérieures, l'interprétation du contraste de paroi observé avec une pointe désaimantée est aisée. Remarquons toutefois qu'à la différence du contraste de domaine, une interprétation basée sur le champ de fuite de l'échantillon donne un résultat identique.

Considérons le cas d'une pointe conique avec un dépôt magnétique aimanté suivant une direction parallèle à la surface de l'échantillon, dont le potentiel magnétique et ses dérivées sont présentés à la figure 1.9 du chapitre 1. La dérivée seconde du potentiel peut être vue comme une forme approchée de la dérivée de la distribution de dirac. On a montré qu'en terme de charges de surface, le signal de phase s'écrivait :

$$-\Delta\Phi = \frac{Q}{k}\iint_{\text{éch.}} \sigma_e \frac{\partial^2 \Phi_p}{\partial z^2}\, dS \tag{4.6}$$

Lorsque la pointe est balayée sur une paroi de domaines, le signal $\frac{\partial F_{ps}}{\partial z}$ obtenu est donc en fait proche de la dérivée spatiale des charges de surface, suivant la direction d'aimantation planaire de la pointe [27].

Lorsque la normale à la paroi et le vecteur aimantation de la pointe ne sont pas alignés, le signal de paroi diminue, intuitivement comme le cosinus de l'angle que forme ces deux directions. On peut donc déduire à partir d'une image MFM avec une pointe désaimantée quelle est la direction approximative la direction de l'aimantation planaire de cette pointe[5].

5. Cette information a été reportée sur les figures présentées, comme un vecteur parallèle à l'aimantation planaire de la pointe et inscrit dans un cercle.

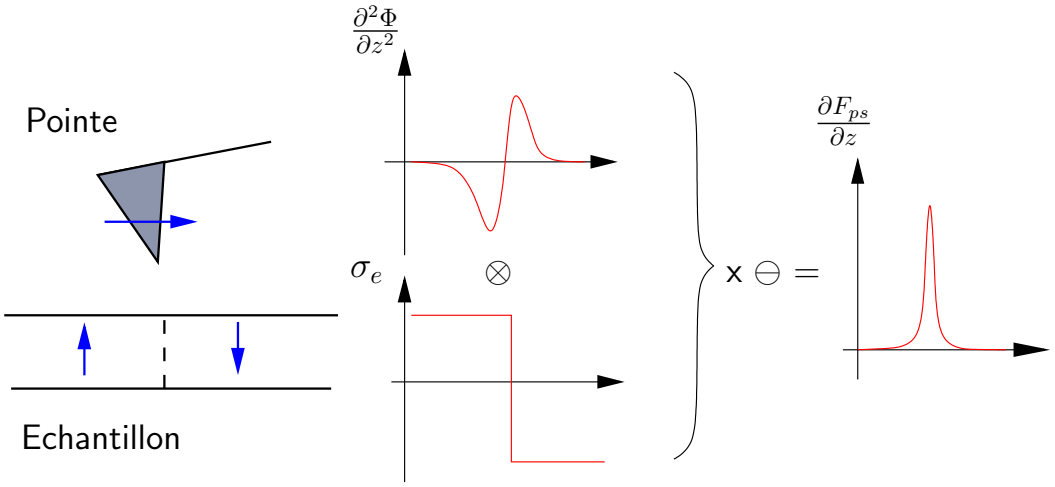


FIG. 4.7 – Origine du contraste MFM de paroi. Les flèches bleues représentent l'aimantation des domaines et de la pointe MFM. La forme de la dérivée du potentiel de paroi conduit à un signal de gradient de force correspondant à une dérivée spatiale des charges magnétiques de surface.

4.3 Positionnement des parois dans les croix de Hall

Afin de positionner des parois de domaine à proximité d'une croix, ce qui nous permettra d'exploiter le signal de Hall pour détecter précisément son déplacement sous l'effet d'un courant, nous avons utilisé deux méthodes. La première est assez classique et utilise le champ magnétique extérieur pour propager la paroi, celle-ci étant bloquée dans la croix pour un effet d'origine géométrique [16] ; le second utilise spécifiquement la pointe de MFM et permet cette fois de créer un domaine minoritaire à une position contrôlée.

4.3.1 Blocage des parois par propagation

Le principe de cette technique est résumé sur la figure 4.8. Un domaine renversé est nucléé dans le réservoir, puis se propage dans la piste jusqu'à atteindre l'entrée de la croix. Sans rappeler intégralement le modèle de bulle développé par Wunderlich [62], disons simplement que la paroi doit étendre sa surface pour se propager dans la croix, ce qui se traduit par un champ de propagation supplémentaire, dit géométrique, qui aide au blocage de la paroi. La méthode la plus simple pour bloquer la paroi à l'entrée de la croix consiste à mesurer la tension de Hall à intervalles rapprochés et de couper le champ appliqué dès que celle-ci varie de plus de quelques pourcents.

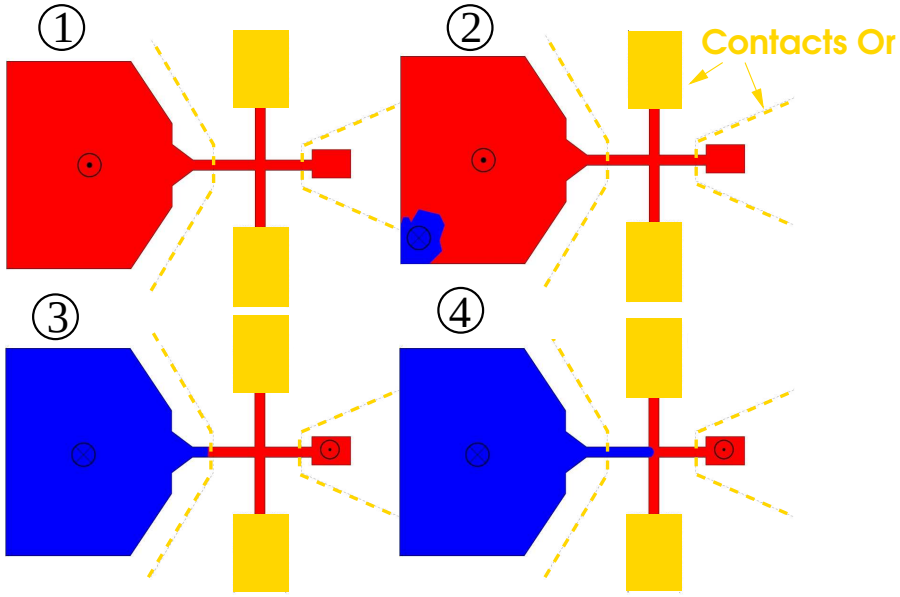


FIG. 4.8 – Principe du blocage d'une paroi dans une croix de Hall par nucléation d'un domaine et propagation d'une paroi à l'aide d'un champ magnétique uniforme.

4.3.2 Création d'un domaine minoritaire par nucléation

L'autre méthode que nous avons utilisée consiste à nucléer un domaine d'aimantation inversée par rapport au reste de l'échantillon, de façon à isoler directement plusieurs parois dans la zone de sensibilité de l'effet Hall. Cette méthode originale suppose que le champ coercitif de la pointe soit inférieur au champ de nucléation dans le Cobalt, mais aussi qu'il soit suffisamment faible devant le champ critique H_{crit} pour que la propagation de la paroi sous l'action du champ appliqué pour retourner la pointe soit négligeable. L'effet d'aide à la nucléation d'une pointe sur une croix peut être vérifié sur la courbe 4.9. Alors qu'en l'absence de la pointe, la croix est intégralement retournée par propagation d'une paroi vers 41 mT, lorsqu'une pointe est posée à quelques nanomètres du centre de la croix, il apparaît déjà un domaine aimanté ⊙ vers 35 mT et toute la croix est retournée à 37,5 mT. Il a déjà été montré [3] que ce type de pointes NanoSensors utilisées ont un champ coercitif de l'ordre 35 mT. Dès la valeur du champ coercitif de la pointe passée, son champ de fuite ajouté au champ extérieur uniforme va provoquer une nucléation directement sous la pointe, et donc au centre de la croix.

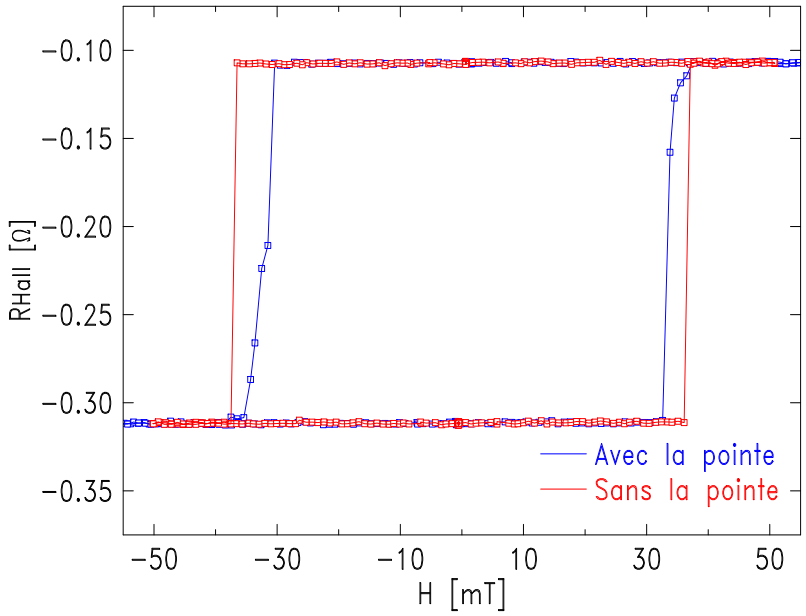


Fig. 4.9 – Effet de la pointe MFM sur le retournement de l'aimantation dans une croix de Hall. Courbe bleue : cycle de Hall pour la croix non perturbée. Courbe rouge : cycle de Hall alors que la pointe est immobile au contact sur le centre de la croix.

Nous allons exploiter cet effet du champ de fuite de la pointe avec la procédure suivante :

- L'échantillon et la pointe sont saturés avec un champ de −100 mT.
- Le balayage de la pointe est ajusté de manière à ce qu'il corresponde à la surface de la croix, le mode *interleave* étant désactivé.
- On se place à un champ de +30,5 mT et on effectue un balayage complet rapide.

– On diminue le champ magnétique appliqué par paliers de 5mT sur l'amplitude et en renversant le sens du champ à chaque fois.

Le résultat de cette procédure est présentée sur la courbe 4.10. Le domaine ainsi créé, dont l'aimantation sort du plan de l'échantillon (⊙), reproduit bien la forme générale du balayage mais excède un peu ses dimensions, probablement parce qu'il se produit une faible propagation dans toutes les directions aidée par le champ de fuite de la pointe. L'objectif de placer une paroi dans la zone de sensibilité de la croix de Hall est cependant atteint, et la pointe se trouve déjà dans un état désaimanté qui va faciliter les mesures ultérieures.

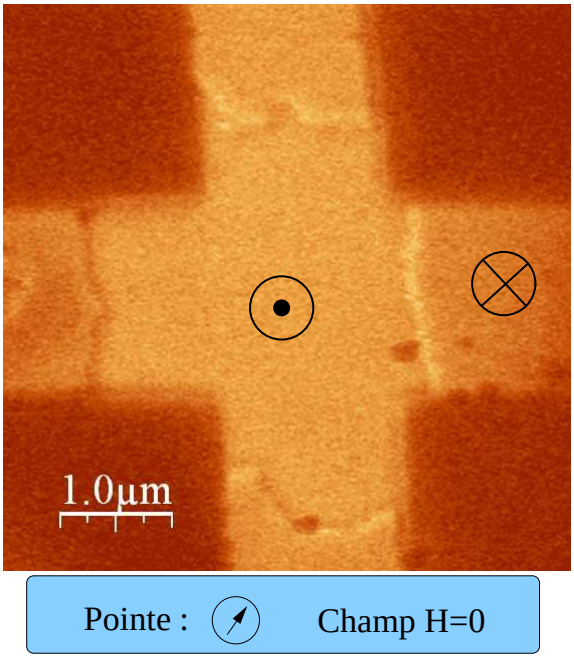


FIG. 4.10 – Image MFM sur une couche de Pt/Co(14Å)/Pt, montrant le positionnement d'un domaine minoritaire sur une croix de Hall par nucléation assistée et désaimantation de la pointe

4.4 Effet du courant sur les parois de domaines

Grâce aux méthodes proposées au paragraphe 4.3, une paroi de domaines est placée à proximité d'une croix de Hall. Nous pouvons alors étudier l'effet d'un courant continu dans des microstructures présentant une épaisseur de cobalt de 14 Å.

4.4.1 Effet d'un courant continu

Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé pour réaliser l'injection d'un courant continu est présenté sur la figure 4.11. L'utilisation d'une source de courant flottante est fondamentale car elle permet de placer une des branches de mesure de tension de la croix de Hall à la masse. Ainsi la pointe du MFM et la croix sont à des potentiels électriques très proches, et la perturbation de l'image par l'interaction électrique s'en trouve minimisée.

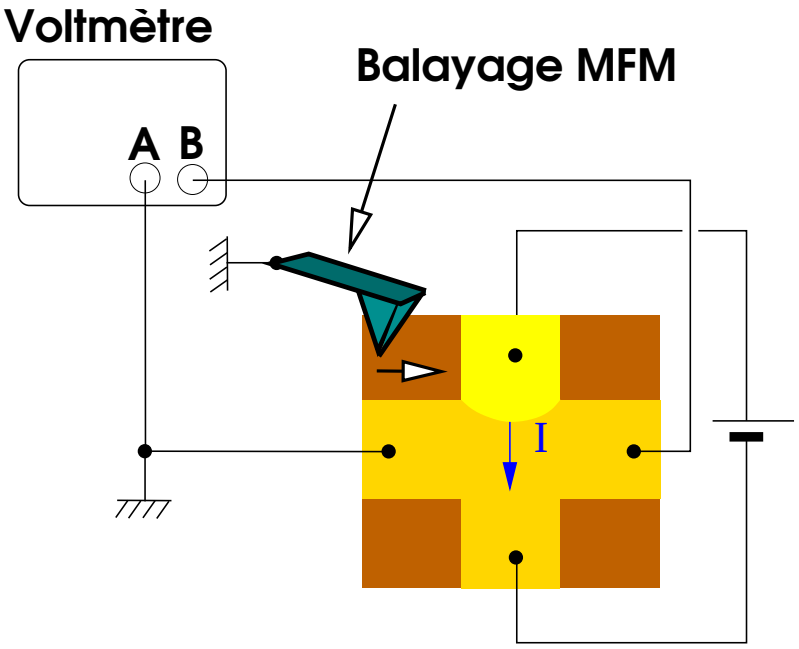


Fig. 4.11 – Montage expérimental permettant l'injection d'un courant DC et l'imagerie MFM.

Différents courants ont été appliqués, jusqu'à 12 mA ce qui correspond à des densités de 9×10^{11} A/m^2, en considérant simplement que l'épaisseur totale de la multicouche est de 90 Å, et sans prendre en compte la plus forte résistivité du cobalt par rapport au platine. La densité réelle du courant dans le cobalt doit donc être légèrement inférieure.

Des images MFM réalisées avant et après application du courant, ainsi que des mesures de la résistance de Hall permettent de vérifier que ces densités ne sont pas suffisantes pour déplacer les parois. La pression du courant polarisé n'est donc pas suffisante pour affranchir la paroi de ses sites de piégeage.

4.4.2 Dépiégeage des parois par la pointe MFM induit par un courant continu

La présence d'un courant continu conduit cependant à une augmentation de la susceptibilité des parois face au champ de fuite de la pointe MFM. On peut voir sur la figure 4.12 quatre balayages MFM réalisés consécutivement. Les images 4.12-a) et 4.12-b) ont été réalisées sans courant, et les images 4.12-c) et 4.12-d) avec un courant de 10 mA, soit une densité de courant de $7{,}5 \times 10^{11}$ A/m^2 . En l'absence de courant, la pointe, désaimantée suivant le processus décrit précédemment, ne déplace pas les parois, ce qui est démontré par la similarité des deux images MFM 4.12-a) et 4.12-b). Au contraire sous un courant de 10 mA, la pointe entraîne la paroi située sur la bande portant le courant, vers le bas (image 4.12-c)) puis vers le haut (image 4.12-d)). La paroi située sur la branche de Hall gauche n'est pas affectée par le balayage. Cependant on constate que les parois ne sont pas déplacées spécifiquement dans la direction des porteurs de charge mais poussées par la pointe dans sa direction de balayage lent.

La faiblesse du champ de fuite de la pointe est avérée par l'absence de contraste de domaine dans ces images MFM, et nous avons vu qu'un champ planaire ne peut théoriquement pas induire de déplacement de paroi. Il faut prendre en compte le fait que c'est pendant la phase asservie du mode *interleave* que le champ de fuite de la pointe au niveau de l'échantillon est maximal. L'augmentation de température induite par le courant, de l'ordre de 70°, rend bien sûr statistiquement plus probable le dépiégeage de la paroi sous l'action d'un champ magnétique même faible. Néanmoins, on constate que ce sont les parois du bas et du haut de la bande verticale qui bougent sous l'effet de la pointe et ce sont elles qui subissent l'effet du courant. Les autres parois, pourtant à la même température ne se déplacent pas. Nous attribuons donc ce résultat à un effet du courant et pas seulement de la température.

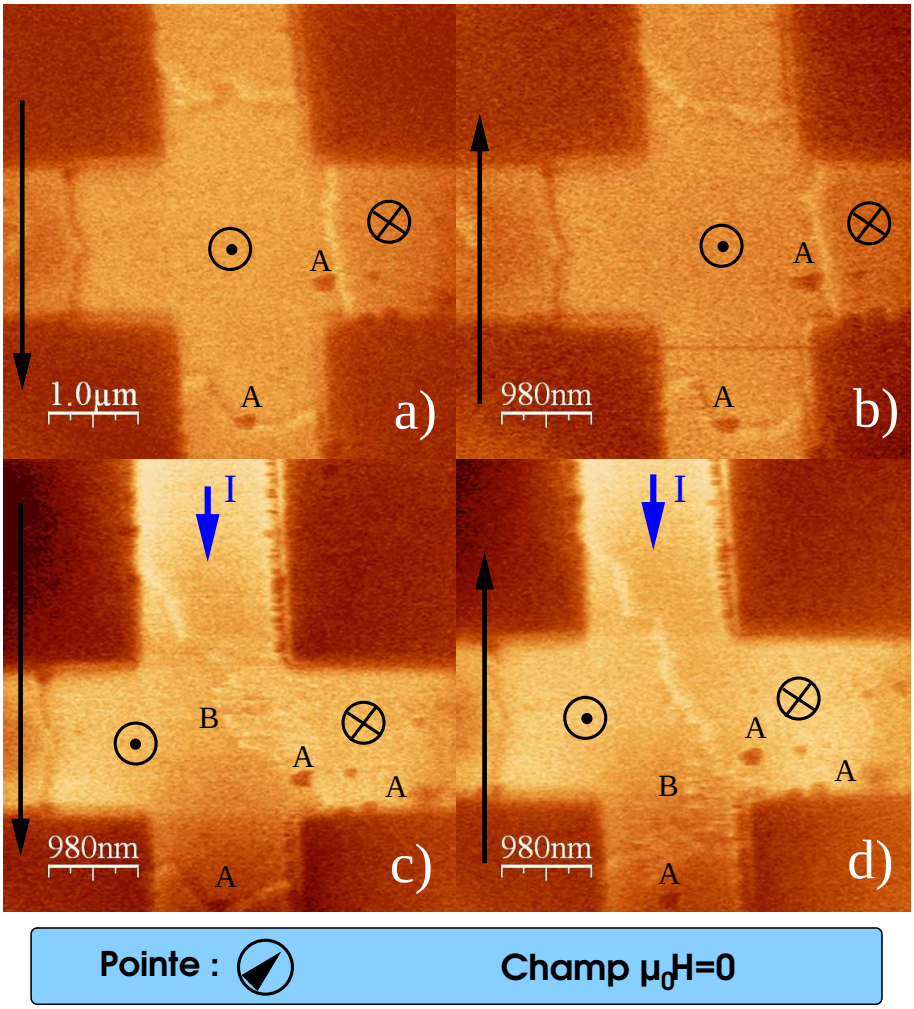


FIG. 4.12 – Images MFM successives d'une croix de Hall (épaisseur du cobalt : 14 Å). a) et b) : pas de courant injecté. c)et d) : avec un courant de 10 mA injecté suivant la piste verticale. A : artefacts sur l'image MFM provenant de la topographie. B : déplacements de la paroi induits par la pointe. Les flèches noires à gauche de l'image indiquent le sens de balayage lent de la pointe, le balayage rapide s'effectuant toujours de droite à gauche. La pente sur les images c) et d) provient vraisemblablement de l'effet de forces électriques sur la pointe

4.4.3 Dépiégeage induit par des impulsions de courant

Afin de limiter les effets d'échauffement par le courant, l'utilisation d'impulsions de courant de courte durée semble être une solution appropriée. Nous avons mesuré sur des multicouches lithographiées ayant une épaisseur de cobalt de 10 Å, l'effet d'impulsions de courant d'une durée inférieure à la microseconde. Une paroi a donc été placée dans une croix de Hall par propagation sous champ. L'effet Hall relatif est alors proche de -50%, ce qui veut dire que la paroi se situe juste à l'entrée de la croix de Hall. Nous avons ensuite envoyé des impulsions de courant de durée proche de la microseconde à l'aide d'un générateur d'impulsions AVTECH, suivant le montage décrit sur le schéma 4.13. La figure 4.14 présente la forme de cette impulsion mesurée à l'oscilloscope entre la masse et un bras de la croix de Hall.

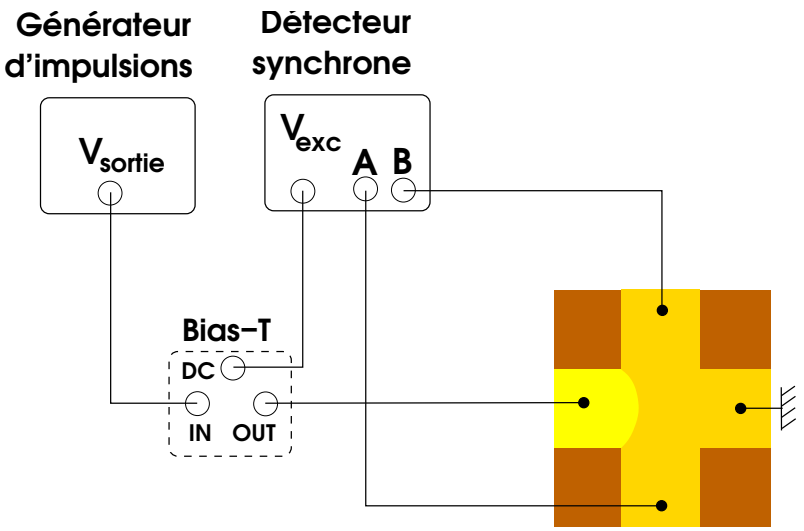


FIG. 4.13 – Principe du montage électrique pour la mesure de l'effet d'impulsions de courant sur la position des parois de domaines.

Après chaque impulsion, nous observons d'abord la réponse du détecteur synchrone à la brusque variation du signal et après un temps de quelques secondes (correspondant à quelques fois la constante de temps du détecteur), le signal se stabilise à une valeur différente de celle mesurée avant l'impulsion. Cette variation à pour origine un déplacement de la paroi. La faible bande passante de l'échantillon conduit à une déformation de l'impulsion ce qui introduit une incertitude sur le sens effectif du courant. On peut constater qu'un champ magnétique extérieur appliqué même très faible (ici $-1{,}5$mT) contrôle le sens de déplacement de la paroi, puisque sur la figure 4.15-b) nous voyons qu'un champ appliqué négatif de 1,5mT, conjugué aux impulsions, provoque une diminution de la résistance de Hall relative, ce qui traduit une diminution de la taille du domaine $\odot$. L'effet des impulsions de courant est donc surtout, ici encore, de dépiéger les parois de domaine.

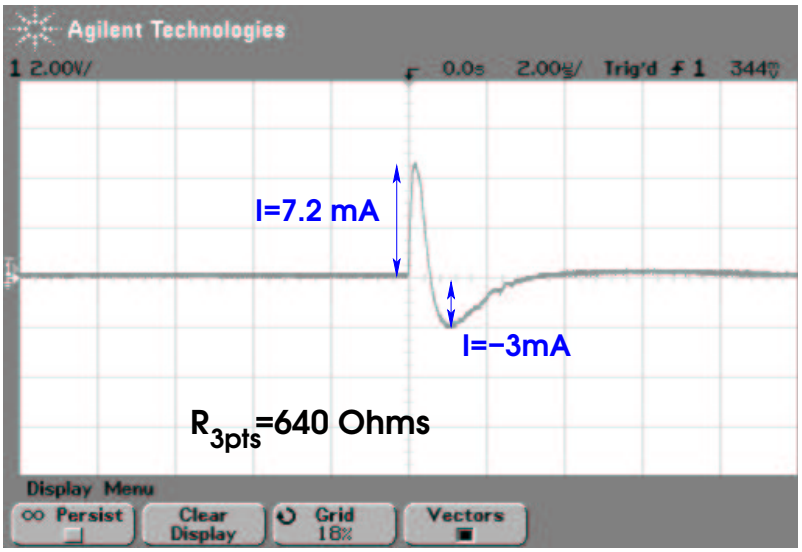


FIG. 4.14 – Forme de l'impulsion de courant injectée dans les structures de cobalt d'épaisseur 10 Å. Le courant maximum de $7mA$ correspond à une intensité de 5×10^{11} A/m^2.

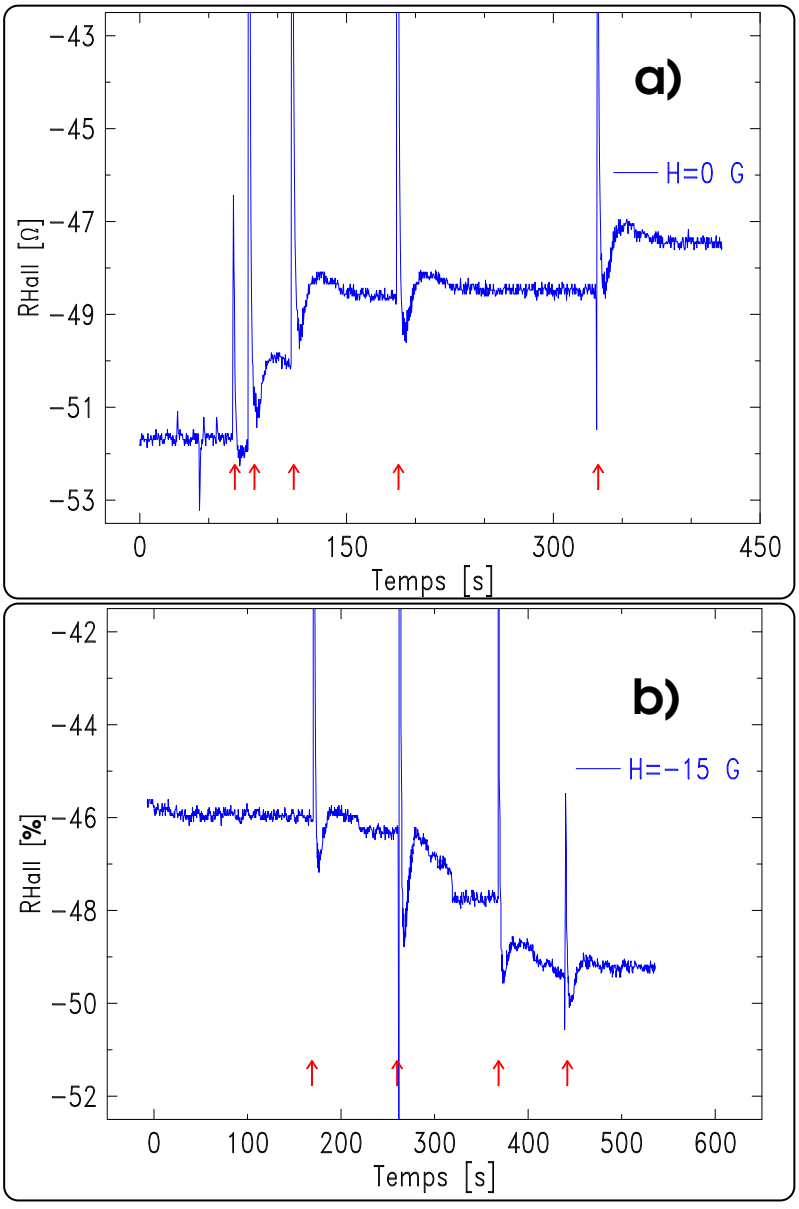


FIG. 4.15 – Variation de l'effet Hall sous l'effet d'impulsions de courant. a) : Sous champ nul. b) : Avec un champ appliqué de -1,5mT.

4.4.4 Effet du courant HF

Nous avons utilisé un montage similaire, en remplaçant le générateur d'impulsions par une source de courant haute fréquence, et nous avons mesuré la variation de l'effet Hall, pour un courant AC de fréquence comprise entre 10 MHz et 500MHz, avec différentes amplitudes.

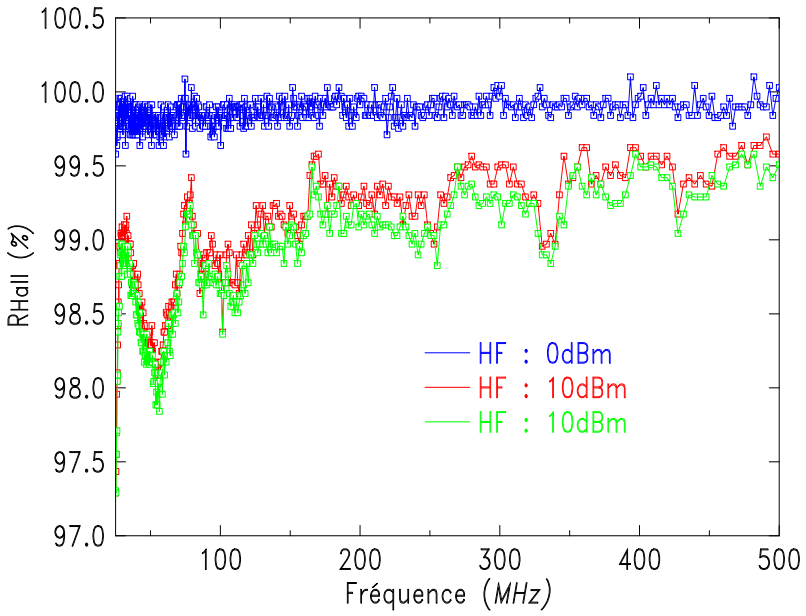


FIG. 4.16 – Variation de la résistance de Hall en fonction de la fréquence du courant injecté, sans paroi de dans la croix de Hall , pour différentes puissances de sortie du générateur : -100dBm, 0 dBm, 13 dBm

On n'observe pas dans cette gamme de fréquences d'effet particulier d'oscillation résonante de la paroi dans le potentiel de piégeage qui conduirait à son dépiégeage. La similitude des courbes avec et sans paroi bloquée dans la croix indique que les fluctuations de la résistance en fonction de la fréquence du courant injecté sont attribuables à des effets de température.

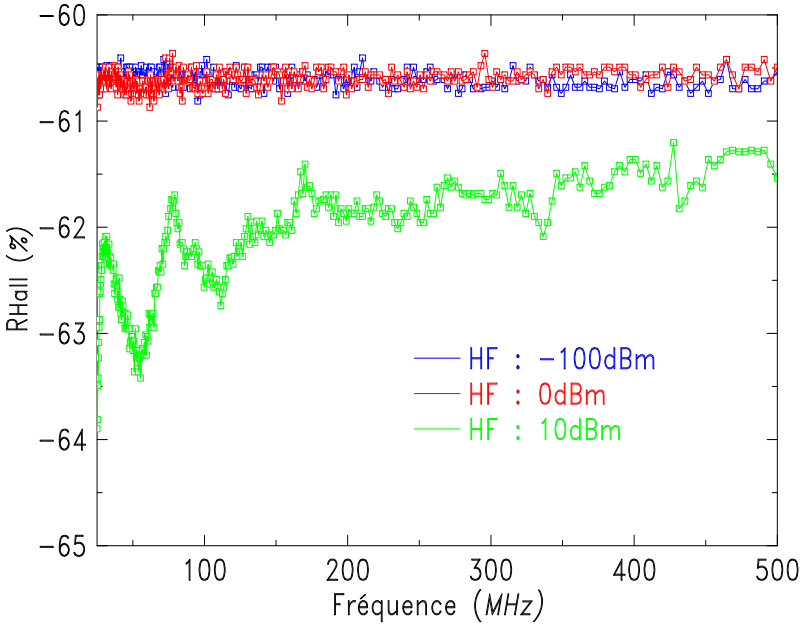


FIG. 4.17 – Variation de la résistance de Hall en fonction de la fréquence du courant injecté, alors qu'une paroi est coincée dans la croix de Hall, pour différentes puissances de sortie du générateur : -100dBm, 0 dBm, 10 dBm

4.4.5 Statistique du mouvement de la paroi sous l'effet du courant

Une série de mesures dans des multicouches avec épaisseur de 5 Å a été menée afin d'étudier la statistique du déplacement de paroi sous l'effet d'un courant. Nous avons mesuré la variation de l'effet Hall en fonction du temps due à un bruit de grenaille associé aux mouvements de la paroi entre deux positions d'équilibre proches. La figure 4.18 présente un exemple de ce type de signaux temporels.

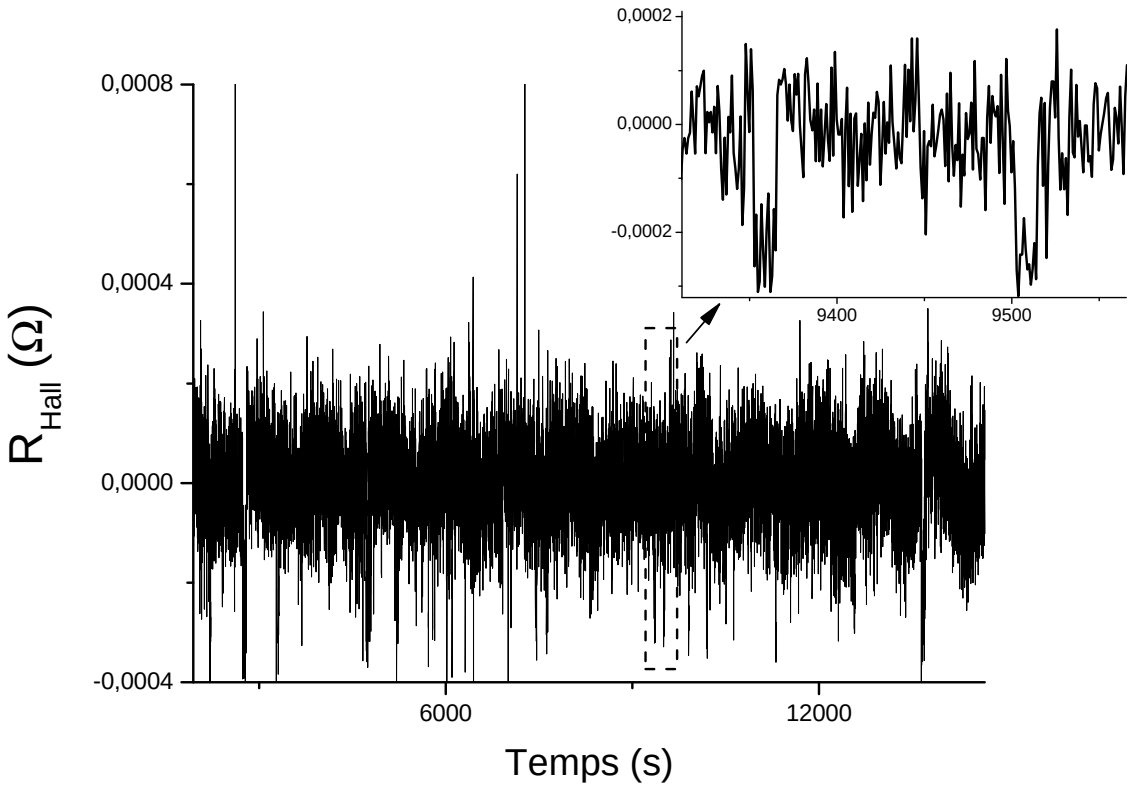


FIG. 4.18 – Variation temporelle de la résistance de Hall d'une croix de (1 μm*1 μm) dans laquelle se trouve piégée une paroi de domaines. En insert : l'existence d'un bruit à deux niveaux sur le signal qui correspond au retournement d'un millième de la croix de Hall.

Nous avons ensuite pu étudier la statistique de la variation de la résistance de Hall relative entre deux mesures de Hall consécutives ; la quantité étudiée est :

$$\Delta R_{Hall} = R_{Hall}((n+1) * \Delta t) - R_{Hall}(n * \Delta t)$$

avec $\Delta t \simeq 5$s. Les figures 4.19 et 4.20 présentent les histogrammes donnant la distribution des variations de résistance, respectivement sans et avec une paroi dans la croix de Hall. Les variations proviennent principalement du changement de température de l'échantillon au cours du temps, mais ces variations ont lieu à des temps longs (quelques heures) par rapport à l'intervalle en temps Δt. Si aucune paroi ne se trouve dans la croix de Hall, on retrouve donc une statistique sur ΔR_{Hall} de type gaussien sans incident. Néanmoins, lorsqu'une paroi est bloquée dans la croix (ici

à +68%), on observe deux pics symétriques corresponsant à des variations de la résistance de Hall relative de $\pm 1{,}5 \times 10^{-4}\Omega$ soit 0,1% de la variation totale d'effet Hall. Ces pics correspondent à un saut précis sur la résistance de Hall, attribué au mouvement de la paroi entre deux positions de piégeage. La surface de la croix de Hall concernée par ce mouvement est de l'ordre du millième de la surface de la croix, soit 1000 nm^2.

La figure 4.20 nous indique que ce bruit de grenaille augmente sous présence d'un courant électrique de l'ordre de 2×10^{11} A/m^2. Le saut de la paroi d'une position à une autre est donc rendu plus probable par le courant, ce qui démontre encore l'effet de dépiégeage de la paroi.

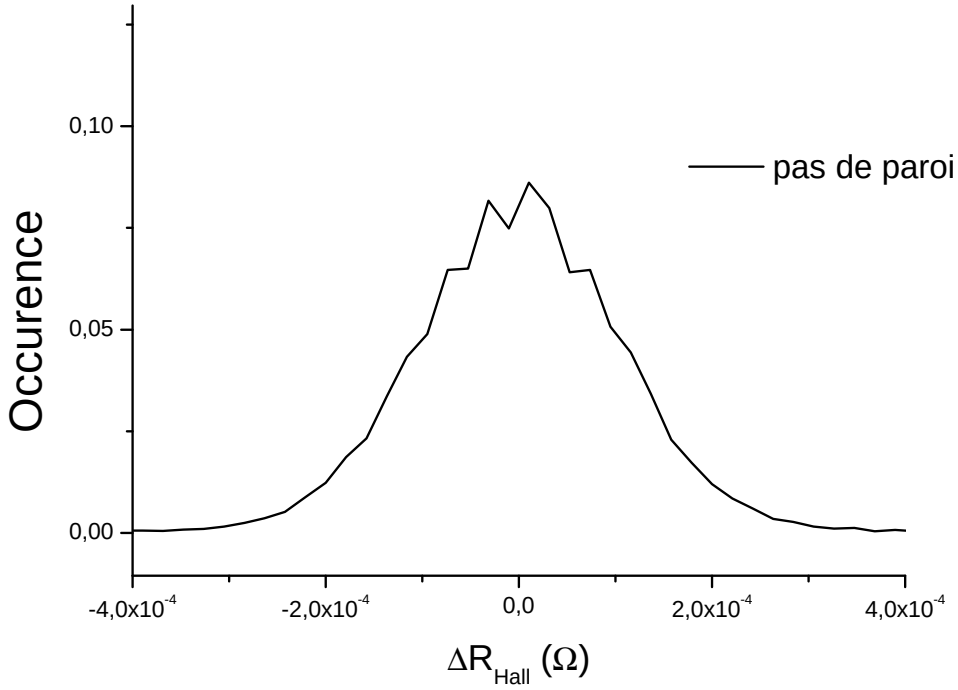


FIG. 4.19 – Occurrence des variations de la résistance de Hall entre deux mesures : ΔR_{Hall} . L'effet Hall est mesuré dans une croix dans laquelle ne se trouve pas de paroi de domaines

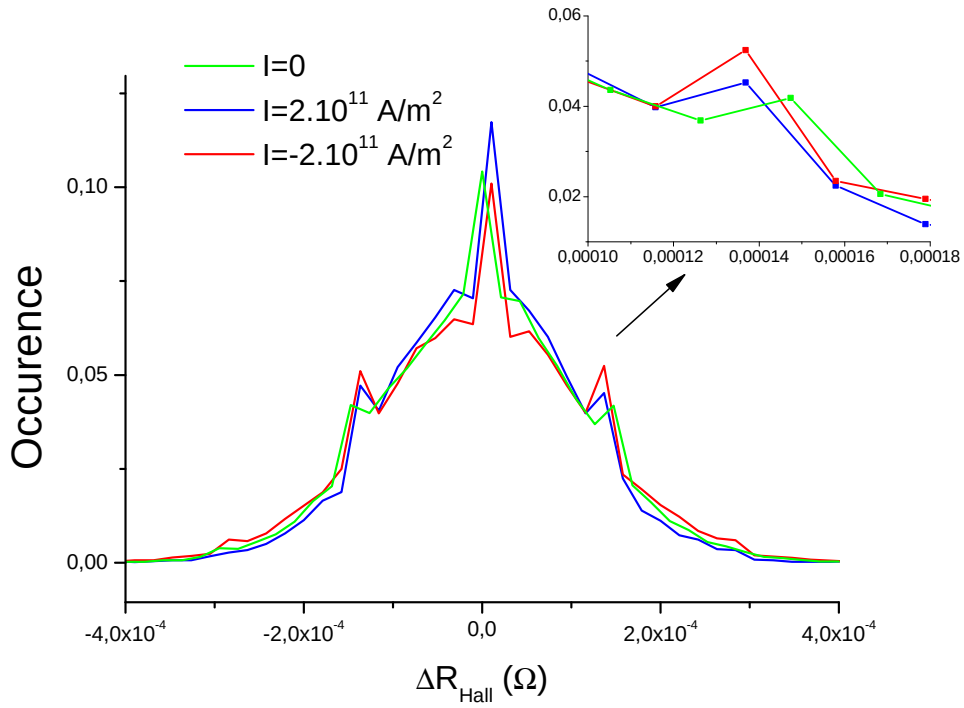


FIG. 4.20 – Occurrence des variations de la résistance de Hall entre deux mesures : ΔR_{Hall}. L'effet Hall est mesuré dans une croix dans laquelle se trouve une paroi de domaines (R_{Hall} relative de +68%), pour différentes valeurs de courant appliqué.

4.4.6 Origine de l'effet de dépiégeage

Il est très important de comprendre si le phénomène de dépiégeage sous l'effet d'un courant provient simplement d'un effet d'augmentation de la température qui affecte la probabilité d'un saut entre deux positions d'équilibre.

Nous avons donc estimé la variation de température en fonction du curant à travers la mesure de la résistance longitudinale en fonction du courant 4.21. La résistance est supposée linéaire avec la température près de la température ambiante. Nous pouvons donc considérer que l'effet de la température ne devient important que pour des courants continus excédants 2×10^{11} A/m^2.

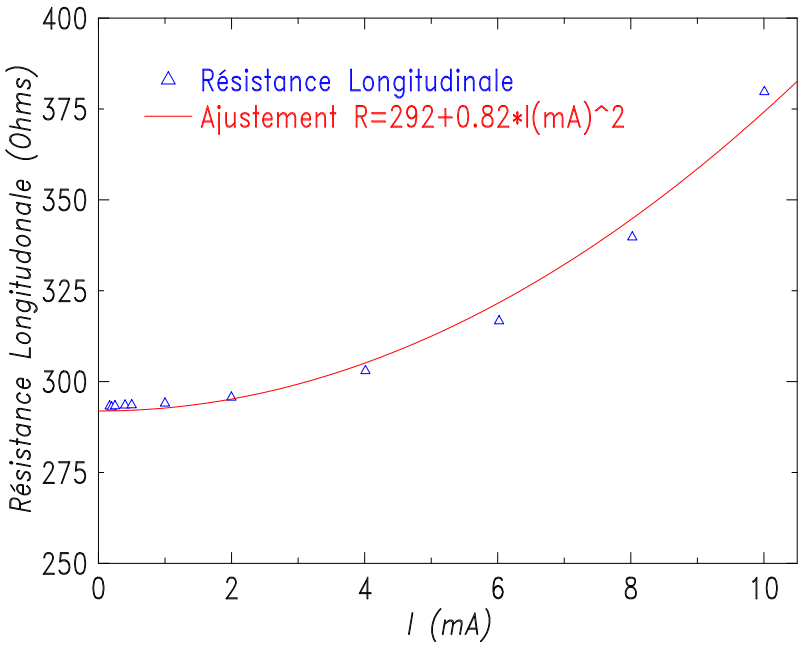


FIG. 4.21 – Augmentation de la résistance longitudinale entre deux croix de Hall d'un échantillon avec épaisseur de cobalt de 14Å et une largeur de piste magnétique de 1,5 μm, en fonction du courant appliqué. Un courant de 10mA correspond à une densité de l'ordre de $8{,}5 \times 10^{11}$ A/m^2. La courbe continue rouge indique la meilleure interpolation de l'augmentation de résistance en fonction du courant avec une loi parabolique.

Il apparaît que pour des densités de courant de l'ordre de $\times 10^{12}$ A/m^2 la température des couches augmenterait de près de 150 ℃, sachant qu'au delà 300℃, l'interface cobalt-platine est fortement altérée par la formation d'un alliage, ce qui réduit l'anisotropie. Les densités de courant que nous avons injectées sont donc presque la limite de ce qui est possible sans altérer les propriétés intrinsèques de ces couches. Une élévation en température de cet ordre a un effet non nul sur la probabilité de dépiégeage de paroi sous l'effet d'un champ.

Pour des densités de l'ordre de 10^{11} A/m^2 l'élévation en température est très limitée, les résultats statistiques du paragraphe 4.4.5 traduisent sans ambiguïté un phénomène de dépiégeage assisté par le courant.

Dans le cas des impulsions de courant, l'échauffement doit être négligeable de part la faible durée de l'impulsion pour une telle géométrie de l'échantillon. L'effet

du courant ne semblant pas s'expliquer en terme de pression, les variations à champ nul doivent provenir de l'élasticité de la paroi, le dépiégeage induit par le courant permet de diminuer sa longueur totale ce qui est favorable énergétiquement.

L'effet de déformation induite par le courant [61] pourrait affecter sensiblement le piégeage de la paroi et expliquer ces résultats.

4.5 Développement de nouveaux échantillons

Dans l'étude menée sur les couches ultra-minces lithographiées à l'IEF, leur faible bande passante électrique a constitué une importante limitation. De même leur résistance très élevée, de l'ordre du kiloOhm, présente le désavantage de provoquer un fort échauffement sur l'ensemble de la structure et de limiter l'injection de courant de forte intensité. Afin de pouvoir appliquer des impulsions de courant plus courtes, plus intenses, et de forme mieux contrôlée il est donc apparu nécessaire de fabriquer de nouveaux échantillons, présentant une bande passante dans la gamme microonde. Notre objectif étant simplement d'étudier l'effet d'impulsions de courant sur le déplacement d'une paroi, ces échantillons ne présentent qu'une seule croix de Hall. De même la longueur sur laquelle le courant transite dans la bande de Pt/Co/Pt a été réduite au minimum afin de diminuer la résistance de l'ensemble. Enfin les contacts d'Or permettant l'amenée du courant sont dessinés suivant les principes de la *micro stripline*, afin de présenter la meilleur bande passante.

Il n'était pas question de mesurer la réponse sur la tension de Hall dans la gamme de fréquence utilisée pour l'excitation, ce qui a d'ailleurs été réalisé [6] une fois encore à l'IEF, mais comporte d'importantes difficultés, puisque le signal de Hall est très faible comparé simplement au bruit thermique que génère la résistance du dispositif dans cette bande passante. C'est pourquoi les contacts latéraux de mesure de la tension de Hall ne présentent pas un *design* particulier.

La figure 4.22 présente des images au microscope optique du dispositif réalisé suivant ce principe et dont les détails lithographiques sont présenté à l'annexe A.

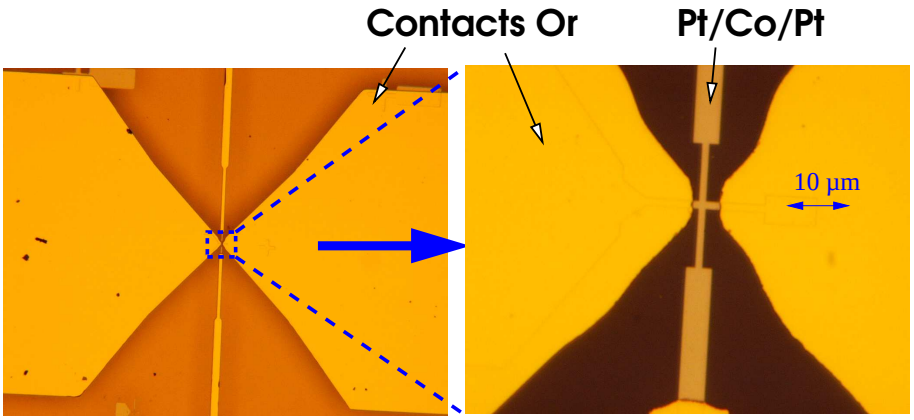


FIG. 4.22 – Images au microscope optique des échantillons lithographiés pour obtenir une large bande passante pour l'injection de courant.

4.5.1 Résultats préliminaires

4.5.1.1 Couches de Pt/Co/Pt

La procédure de lithographie décrite en annnexe A a été appliquée à diverses couches de Pt/Co/Pt sur verre réalisées par Thomas Blon du groupe de E.Snoeck,

au Centre d'Elaboration des Matériaux et d'Etudes Structurales (CEMES) de Toulouse. La figure 4.23 présente les courbes d'aimantation de ces couches continues mesurées en microscopie magnéto-optique au CEMES. Nous constatons que pour ces couches, qui ne sont pas épitaxiées, seules des épaisseurs de cobalt inférieures ou égales à 7Å conduisent à des cycles carrés caractéristiques de couches à aimantation perpendiculaire. L'anisotropie d'interface doit donc être plus faible dans ces échantillons que dans ceux de l'IEF. Nous avons utilisé pour la lithographie des couches avec épaisseur de cobalt de 3, 5 et 7 Å.

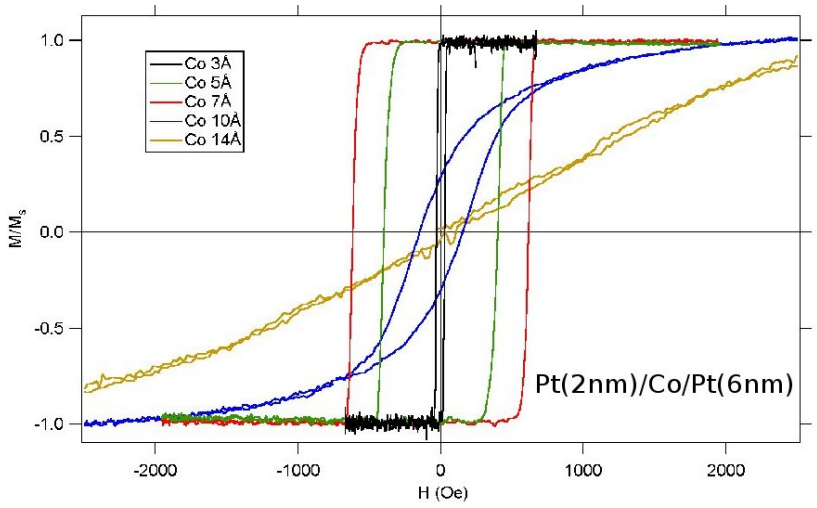


Fig. 4.23 – Courbes d'aimantation de multicouches Pt/Co/Pt/FG de différentes épaisseurs réalisées en magnéto-optique.

4.5.1.2 Retournement de l'aimantation dans une multicouche lithographiée

Les échantillons lithographiés suivant cette méthode se sont révélés très sensibles aux perturbations électrostatiques. Nous n'avons donc pas pu mener cette étude jusqu'à son terme. Il a été cependant possible de vérifier que notre géométrie permettait de nucléer une paroi et de la propager, puisque la courbe de l'effet Hall en fonction du champ sur une couche Pt/Co(5Å)/Pt montre bien un cycle carré comme pour les échantillons précédents.

D'autres échantillons devront être réalisés pour pouvoir étudier l'effet d'impulsions de l'ordre de quelques nanosecondes afin d'observer l'effet du courant polarisé sans avoir à tenir compte des fluctuations thermiques.

4.6 Conclusion

Amplitude du terme de pression induit par le courant sur une paroi

Les dispositifs expérimentaux avec lesquels il est pertinent de comparer nos résultats, concernent à notre avis l'injection de courant à travers des parois dans des

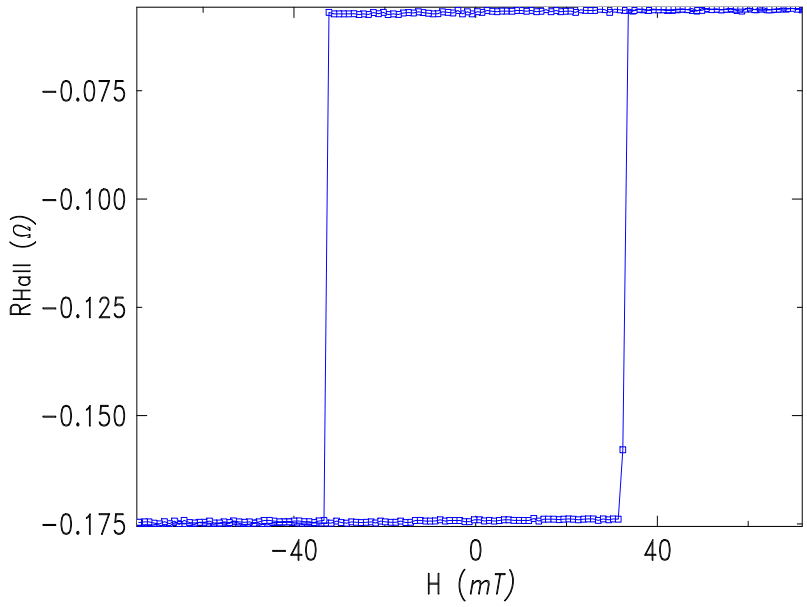


FIG. 4.24 – Cycle de Hall en fonction du champ appliqué sur une couche Pt/Co/Pt dans la nouvelle géométrie permettant l'utilisation d'impulsions de courant submicroniques.

couches simples de Permalloy [58, 64, 32] ; le cas d'une vanne de spin [23] se distingue par une densité de courant critique beaucoup plus faible, qui pourrait être lié à un effet spécifique lié à la géométrie en multicouche ; par ailleurs la nature très différente du ferromagnétisme dans les semi-conducteurs magnétiques [65] rend la comparaison avec les métaux de transition $3d$ délicate.

Il est utile de reprendre l'expression du terme de transfert de spin non-adiabatique dérivé au chapitre 3 :

$$\frac{d\vec{M}}{dt}\Big|_{sf} = \frac{j}{e}\frac{g\mu_B}{2M_s^2}\frac{\tau_{ex}}{\tau_{sf}}\left(\vec{M}\times\frac{\partial\vec{M}}{\partial y}\right) \tag{4.7}$$

Si l'aimantation à saturation M_s, le temps d'échange τ_{ex} et le temps de vie du spin τ_{sf} sont proches dans le cobalt et le Permalloy, on s'attend à ce que le terme $\frac{\partial\vec{M}}{\partial y}$, inversement proportionnel à la largeur de la paroi en première approximation, soit beaucoup plus élevé dans une paroi de Bloch pour un matériau à anisotropie perpendiculaire que pour les parois de type vortex rencontrées dans les expériences considérées [6].

Le terme de pression doit donc être plus important dans les échantillons que nous avons étudiés, au moins d'un ordre de grandeur pour les couches de cobalt dont l'épaisseur est inférieure à 10Å.

6. La référence [42] donne le diagramme de phase de la structure des parois tête-bêche dans le Permalloy ainsi que les largeurs *dynamiques* de ces parois ; on peut vérifier que pour les références citées, c'est toujours l'état vortex qui est le plus stable.

Importance du champ de piégeage

L'étude théorique du chapitre 3 indique aussi que ce terme non-adiabatique efficace pour déplacer des parois, est similaire dans ses effets à un champ appliqué suivant l'axe facile de l'aimantation. Le courant critique nécessaire pour mettre une paroi en mouvement doit donc surtout être relié au champ de piégeage H_c nécessaire pour réaliser la même action avec un champ. Dans ces échantillons de cobalt à aimantation perpendiculaire, ce champ critique est de l'ordre de la dizaine de milliTesla, à comparer avec les dizièmes de milliTesla qui suffisent à déplacer une paroi dans le Permalloy. Cela peut expliquer pourquoi avec des densités de courant comparables à celles utilisées pour le Permalloy et malgré un terme de transfert de spin plus élevé, nous ne parvenons pas à mettre les parois en mouvement.

Effet des fluctuations thermiques

Le mode de propagation des parois sous champ dans ce système, dans le régime de reptation, montre l'importance des fluctuations thermiques pour la mise en mouvement des parois. Dans un article récent [47] sur des multicouches de cobalt à aimantation perpendiculaire, Ravelosona *et Al.* ont montré que l'effet du courant est comparable à celui d'un champ dans le cadre du régime thermiquement activé. Cela correspond à l'effet du terme non-adiabatique de pression. Nous pensons que la configuration en vanne de spin de leur échantillon est à même d'augmenter notablement l'efficacité de ce terme. Dans les systèmes à une seule couche magnétique que nous avons étudiés, le terme non-adiabatique de pression est vraisemblablement masqué par les effets de dépiégeage.

Les autres termes de transfert de spin, d'origine adiabatique et d'amplitude bien supérieure, tendent à déformer la paroi, ce qui peut modifier notablement la force de piégeage des défauts intrinsèques. Rappelons en effet que l'amplitude des termes de couples adiabatiques excède celle du terme de pression de deux ordres de grandeur. Nos résultats sur la capacité du courant à dépiéger les parois peuvent donc s'interpréter à la lumière de cette prédiction, même si la complexité du phénomène de piégeage de paroi rend difficile leur interprétation quantitative.

Résumé

L'effet d'un courant électrique sur les parois de domaines magnétiques a été étudié dans des couches ultra-minces de cobalt à aimantation perpendiculaire par une double approche MFM/mesures d'effet Hall Anormal.
Pour les densités de courant maximales appliquées il n'apparaît pas de déplacement de paroi sur des distances mesurables. On constate néanmoins une augmentation de la susceptibilité des parois à d'autres formes d'excitation comme le champ de fuite d'une pointe de MFM ou l'application d'un champ extérieur.
La diminution du piégeage des parois est interprétée dans la cadre d'une modification de sa structure par les différents termes de transfert de spin qu'induit le courant.

Bilan et Perspectives

A propos du dispositif expérimental La combinaison de l'imagerie MFM et des mesures de transport apporte des avantages importants en terme de caractérisation des configurations de l'aimantation des matériaux. D'une part elles se complètent utilement, le MFM apportant une image générale de la configuration magnétique d'un échantillon, les mesures de transport apportant une grande sensibilité à une position précise de l'état magnétique (la position des parois par exemple).

A mesure que se développe l'étude des phénomènes couplant aimantation et courant (effets GMR et TMR, effet de résistivité intrinsèque aux parois de domaines, injection de courant électrique dans des parois pour les déplacer), l'intérêt de ce type de technique devrait aller croissant.

Il faut insister aussi sur l'intérêt de considérer la pointe magnétique non seulement comme une sonde mais aussi comme un effecteur permettant de retourner l'aimantation d'une zone spécifique d'une couche magnétique comme nous l'avons fait dans le cobalt, ou encore permettant de déplacer des parois afin de mesurer la réponse de magnétotransport que cela engendre, directement sur la couche contenant les parois ou sur des couches couplées.

Concernant les développements futurs, un nouveau dispositif expérimental de microscopie à sonde locale est développé actuellement au laboratoire qui permettra de travailler à basse température (4°K) et sous un champ magnétique jusqu'à 7T.

Sur le déplacement des parois de domaines induit par le courant Dans cette thématique, la plupart des recherches actuelles portent sur l'injection de courant dans des nanofils de Permalloy. L'état vortex des parois présentes dans ce système ajoute un niveau de complexité supplémentaire qui rend indispensable les simulations micromagnétiques. De plus cet état vortex n'est pas stable lorsque les parois sont mises en mouvement ce qui conduit à un arrêt de la paroi après injection de quelques impulsions de courant [32]. L'utilisation de matériaux présentant une forte anisotropie et donc des parois de domaines dans des configurations de type Néel ou Bloch, permettrait sans doute de résoudre ce problème de dégradation de la structure des parois. Mais il faut pour que cette solution soit praticable trouver des matériaux où le piégeage intrinsèque des parois soit faible. Une autre voie consiste à tirer parti d'un meilleur rendement du phénomène de transfert de spins, ce qui semble possible dans des structures de type vanne de spin où la densité de courant critique mesurée pour mettre une paroi en mouvement apparaît beaucoup plus faible que dans le cas d'une couche simple [23, 47].

Annexe A

Lithographie

A.1 Méthode de gravure avec masque de Titane

Cette technique permet de définir une nanostructure dans une couche mince continue avec une résolution de l'ordre de 50 nm. Il s'agit tout d'abord de définir le motif en lithographie électronique, puis de le transférer en un masque de Titane qui est finalement utilisé pour la gravure Argon.

1. Une bicouche de résine électronique MMA/PMMA est déposée sur l'échantillon. La zone que l'on désire conserver est insolée au microscope électronique à balayage.
2. Lors du développement au MIBK, la zone insolée est dissoute. La partie à conserver est donc dégagée.
3. On dépose une couche de Titane de 10 nm dans un bâti d'évaporation par canon à électrons. Le dépôt est très anisotrope ce qui permet de ne pas couvrir les bords de la résine.
4. On réalise un lift-off à l'acétone de la bicouche de résine. Le titane recouvre donc uniquement les parties de la couche à conserver.
5. On réalise une gravure à l'argon, dont le temps est calibré de manière à graver la totalité de la couche. L'épaisseur de Titane est choisie de manière à ce qu'il soit presque intégralement gravé, les quelques nanomètres restant vont s'oxyder et donc ne pas contribuer au transport dans la nanostructure.

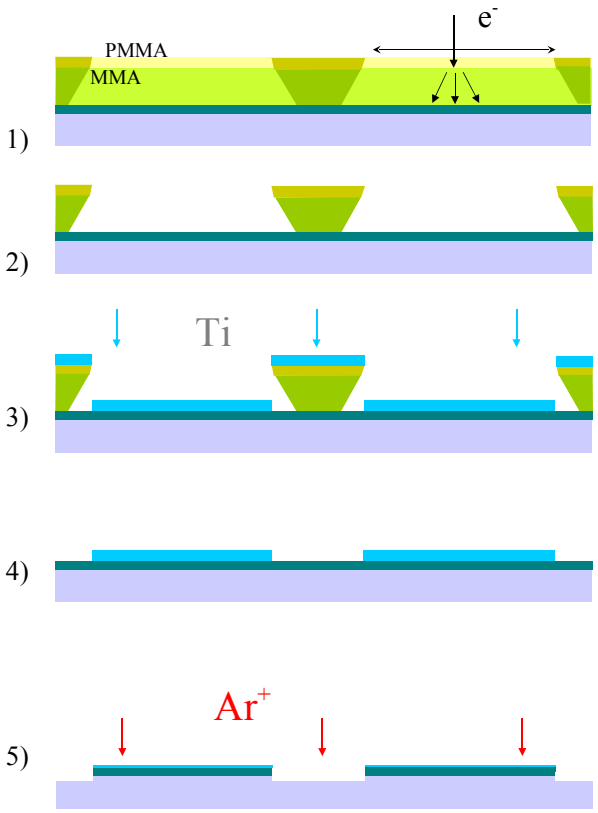


FIG. A.1 – Principe de la gravure avec un masque de Titane.

Annexe B

Modèle de Kooy et Enz

Les hypothèses suivantes sont considérées :
- Le matériau magnétique est uniaxial avec un axe de facile aimantation perpendiculaire à la surface.
- Le rapport d'anisotropie Q est supérieur à 1, il n'y a donc pas de domaine de fermeture proprement dit, mais on prend en compte le fait que l'aimantion s'écarte de l'axe facile près de la surface du fait du champ démagnétisant (μ-method).
- Le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à la surface.
- L'épaisseur est suffisamment fine pour que les parois de domaines soient parfaitement perpendiculaires à la surface.

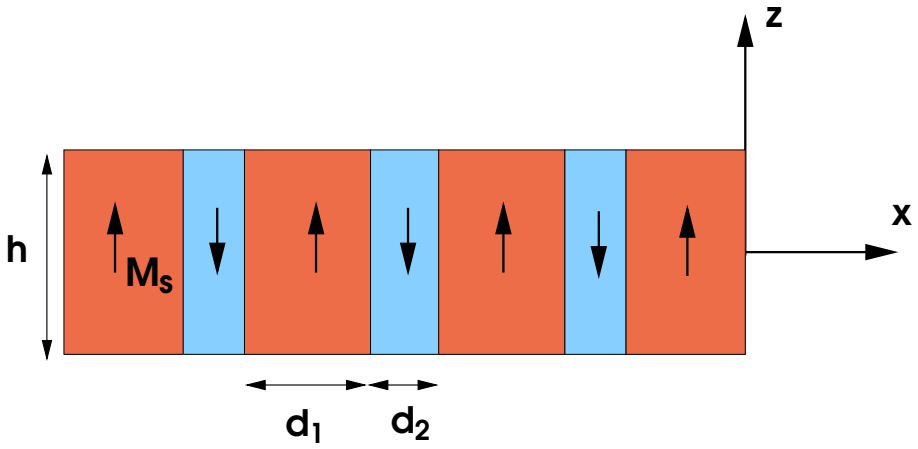


FIG. B.1 – Conventions pour l'écriture du modèle de Kooy et Enz.

Les termes d'énergie à considérer sont de trois types :

1. L'énergie de paroi, dont la densité par unité de surface de l'échantillon est :

$$E_w = \sigma_w * 2 * h/(d_1 + d_2) \tag{B.1}$$

2. L'énergie Zeeman qui provient de l'application d'un champ perpendiculaire :

$$E_z = -\mu_0 H M_s h \frac{d_1 - d_2}{d_1 + d_2} = -\mu_0 H M s h m \tag{B.2}$$

où m est l'aimantation relative globale de la couche.

3. L'énergie démagnétisante, qui en considérant le facteur $\mu = 1 + 1/Q$ s'exprime comme :

$$E_D = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} h m^2 + \\ + \frac{4\mu_0 M_s^2}{\pi^3} \frac{h\mu}{\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \sin^2 \left[\frac{n\pi}{2}(1+m) \right] \frac{\sinh n\pi\alpha}{\sinh n\pi\alpha + \sqrt{\mu} \cosh n\pi\alpha} \quad \text{(B.3)}$$

avec $\alpha = h\sqrt{\mu}/(d_1 + d_2)$
Lorsque α est de proche de l'unité, on peut approcher l'expression précédente par :

$$E_D = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} h m^2 + \\ + \frac{2\sqrt{\mu}}{1+\sqrt{\mu}} \frac{2\mu_0 M_s^2}{\pi^3} \frac{h}{\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \sin^2 \left[\frac{n\pi}{2}(1+m) \right] (1 - \exp(-2\pi n\alpha)) \quad \text{(B.4)}$$

Pour déterminer la configuration d'équilibre du système il faut minimiser l'énergie totale $E_t = E_w + E_z + E_D$ par rapport à m et α. On obtient alors deux équations qui sont celles que nous avons utilisées pour les simulations numériques de la partie 2 :

$$m - \frac{H}{M_s} + \frac{2\sqrt{\mu}}{1+\sqrt{\mu}} \frac{1}{\pi^2 \alpha} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \sin n\pi(1+m) (1 - \exp(-2\pi n\alpha)) = 0 \quad \text{(B.5)}$$

$$\frac{1}{4\pi^2\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \sin^2 \left[\frac{n\pi}{2}(1+m) \right] (1 - (1 + 2\pi n\alpha) \exp(-2\pi n\alpha)) - \\ - \frac{\pi\sigma_w}{4\mu_0 M_s^2 h\sqrt{\mu}} \frac{1+\sqrt{\mu}}{2\sqrt{\mu}} = 0 \quad \text{(B.6)}$$

Bibliographie

[1] A. Abragam, *The principles of Nuclear Magnetism*, OXFORD PRESS, 1961. 87

[2] D. W. Abraham and F. A. McDonald, *Theory of magnetic force microscope images*, Appl. Phys. Lett., 56 (1990), pp. 1181–1183. 19

[3] K. L. Babcock, V. B. Elings, J. Shi, D. D. Awschalom, and M. Dugas, *Field-dependence of microscopic probes in magnetic force microscopy*, Appl. Phys. Lett., 69 (1996), pp. 705–707. 119

[4] J. Baldwin and G. Culler, J. Appl. Phys., 40 (1969), p. 2828. 83

[5] L. Belliard, A. Thiaville, S. Lemerle, A. Lagrange, J. Ferre, and J. Miltat, *Investigation of the domain contrast in magnetic force microscopy*, J. Appl. Phys., 81 (1997), pp. 3849–3851. 19, 115

[6] M. Belmeguenai, *Etude de la dynamique hyperfréquence de l'aimantation de nanostructures magnétiques à anisotropie perpendiculaire*, PhD thesis, UNIVERSITE PARIS SUD - PARIS XI, 2005. 134

[7] L. Berger, *Application of the side-jump model to the hall effect and nernst effect in ferromagnets*, Phys. Rev. B, 5 (1971), pp. 1862–1870. 38

[8] ——, *Prediction of a domain-drag effect in uniaxial non-compensated ferromagnetic metals*, J.Phys.Chem.Solids, 35 (1974), pp. 947–956. 92, 94

[9] ——, *Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets*, J. Appl. Phys., 49 (1978), pp. 2156–2161. 92

[10] ——, *Exchange interaction between ferromagnetic domain wall and electric current in very thin metallic films*, J. Appl. Phys., 55 (1984), pp. 1954–1956. 85, 86

[11] ——, *Possible existence of a josephson effect in ferromagnets*, Phys. Rev. B, 33 (1986), pp. 1572–1578. 89

[12] ——, *Motion of a magnetic domain wall traversed by fast-rising current pulses*, J. Appl. Phys., 71 (1992), pp. 2721–2726. 77, 84, 89

[13] B. Bhushan, H. Fuchs, and S. Hosaka, *Applied Scanning Probe Methods*, Springer-Verlag, 2004. 10

[14] G. Binning, C. Quate, and C. Gerber, *Atomic force microscope*, Phys. Rev. Lett., 56 (1986), pp. 930–933. 1

[15] G. Binning, H. Rohrer, C. Gerber, and E. Weibel, *Surface studies by scanning tunnneling microscopy*, Phys. Rev. Lett., 49 (1982), p. 57. 1

[16] F. Cayssol, *Etude de la dynamique d'une paroi de domaine magnétique dans des pistes submicroniques*, PhD thesis, Université Denis Diderot - Paris VII, octobre 2003. 103, 105, 107, 108, 109, 118

[17] F. Cayssol, D. Ravelosona, C. Chappert, J. Ferre, and J. P. Jamet, *Domain wall creep in magnetic wires*, Phys. Rev. Lett., 92 (2004), p. 107202. 103

[18] V. Charbois, *Détection Mécanique de la Résonance Ferromagnétique*, PhD thesis, Université Paris VII, 2003. 4

[19] R. Danneau, P. Warin, J. P. Attane, I. Petej, C. Beigne, C. Fermon, O. Klein, A. Marty, F. Ott, Y. Samson, and M. Viret, *Individual domain wall resistance in submicron ferromagnetic structures*, Phys. Rev. Lett., 88 (2002), p. 157201. 27

[20] P. Freitas and L. Berger, *Observation of s-d exchange force between domain wall and electric current in very thin permalloy films*, J. Appl. Phys., 57 (1985), p. 1266. 86

[21] J. M. Garcia, A. Thiaville, J. Miltat, K. J. Kirk, J. N. Chapman, and F. Alouges, *Quantitative interpretation of magnetic force microscopy images from soft patterned elements*, Appl. Phys. Lett., 79 (2001), pp. 656–658. 16, 17, 19

[22] V. Gehanno, Y. Samson, A. Marty, B. Gilles, and A. Chamberod, *Magnetic susceptibility ang magnetic domain configuration as a function of the layer thickness in epitaxial FePd(001) thin films ordered in the l10 structure*, J. Magn. Magn. Mater., 172 (1997), pp. 26–40. 32

[23] J. Grollier, P. Boulenc, V. Cros, A. Hamzic, A. Vaures, A. Fert, and G. Faini, *Switching a spin valve back and forth by current-induced domain wall motion*, Appl. Phys. Lett., 83 (2003), pp. 509–511. 100, 101, 103, 136, 139

[24] P. Grutter, Y. Liu, P. LeBlanc, and U. Durig, *Magnetic dissipation force microscopy*, Appl. Phys. Lett., 71 (1997), pp. 279–281. 20

[25] U. Hartmann, *The point dipole approximation in magnetic force microscopy*, Physics Letters A, 137 (1989), pp. 475–478. 12

[26] E. Hill, *Modelling damaged mfm tips using triangular charge sheets*, Magnetics, IEEE Transactions on, 31 (1995), pp. 3355–3357. 13

[27] A. Hubert, W. Rave, and S. Tomlinson, *Imaging magnetic charges with magnetic force microscopy*, physica status solidi (b), 204 (1997), pp. 817–828. 12, 13, 14, 15, 16, 116

[28] H. J. Hug, B. Stiefel, P. J. A. van Schendel, A. Moser, R. Hofer, S. Martin, H.-J. Guntherodt, S. Porthun, L. Abelmann, J. C. Lodder, G. Bochi, and R. C. O'Handley, *Quantitative magnetic force microscopy on perpendicularly magnetized samples*, J. Appl. Phys., 83 (1998), pp. 5609–5620. 12, 17

[29] C. Hung and L. Berger, *Exchange forces between domain wall and electric current in permalloy films of variable thickness*, J. Appl. Phys., 63 (1988), pp. 4276–4278. 85, 86, 100

[30] S. il Park and Robert.C.Barrett, *Design consideration for an stm system*, Methods of experimental Physics, 27 (1993), p. 31. 27

[31] P. Kappenberger, S. Martin, Y. Pellmont, H. J. Hug, J. B. Kortright, O. Hellwig, and E. E. Fullerton, *Direct imaging and determination of the uncompensated spin density in exchange-biased coo/(copt) multilayers*, Phys. Rev. Lett., 91 (2003), p. 267202. 18

[32] M. Klaui, P.-O. Jubert, R. Allenspach, A. Bischof, J. A. C. Bland, G. Faini, U. Rudiger, C. A. F. Vaz, L. Vila, and C. Vouille, *Direct observation of domain-wall configurations transformed by spin currents*, Phys. Rev. Lett., 95 (2005), p. 026601. 101, 103, 136, 139

[33] M. Klaui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, L. J. Heyderman, F. Nolting, and U. Rudiger, *Controlled and reproducible domain wall displacement by current pulses injected into ferromagnetic ring structures*, Phys. Rev. Lett., 94 (2005), p. 106601. 101, 103

[34] O. Klein, Y. Samson, A. Marty, S. Guillous, M. Viret, C. Fermon, and H. Alloul, *Magnetization process in fepd thin films*, J. Appl. Phys., 89 (2001), pp. 6781–6783. 14, 26, 32

[35] C. Kooy and U.Enz, *Experimental and theoretical study of the domain configuration in thin layers of BaFe012*, Philips Research Reports, 15 (1960), pp. 7–29. 32

[36] D. Lacour, J. A. Katine, L. Folks, T. Block, J. R. Childress, M. J. Carey, and B. A. Gurney, *Experimental evidence of multiple stable locations for a domain wall trapped by a submicron notch*, Appl. Phys. Lett., 84 (2004), pp. 1910–1912. 62

[37] J. Lohau, S. kirsch, A. CArl, G. Dumpich, and E. Wassermann, *Quantitative determination of effective dipole and monopole moments of magnetic force microscopy tips*, J. Appl. Phys., 86 (1999), pp. 3410–3417. 17

[38] A. Malozemoff and J. Slonczewski, *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials in*, Academic press, New York, 1979. 74, 77, 78

[39] Y. Martin and H. K. Wickramasinghe, *Magnetic imaging by "force microscopy" with 1000 [a-ring] resolution*, Appl. Phys. Lett., 50 (1987), pp. 1455–1457. 12

[40] V. Mathet, T. Devolder, C. Chappert, J. Ferré, S.Lemerle, L. Belliard, and G. Guentherodt, *Morphology and magnetic properties of pt/co/pt sandwiches grown by argon sputter deposition*, J. Magn. Magn. Mater., 260 (2002), pp. 295–304. 106

[41] S. McVitie, R. P. Ferrier, J. Scott, G. S. White, and A. Gallagher, *Quantitative field measurements from magnetic force microscope tips and comparison with point and extended charge models*, J. Appl. Phys., 89 (2001), pp. 3656–3661. 12, 17

[42] Y. Nakatani, T. Thiaville, and J. Miltat, *Head-to-head domain walls in soft nano-strips : a refined phase diagram*, J. Magn. Magn. Mater., 290-291 (2005), pp. 750–753. 77, 136

[43] R. C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials - Principles and Applications*, Wiley InterScience, 2000. 37, 54

[44] D. Partin, M. Karnezos, L. deMenezes, and L. Berger, *Nonuniform current distribution in the neighborhood of a ferromagnetic domain wall in cobalt at 4.2 k*, Journal of Applied Physics, 45 (1974), pp. 1852–1859. 92, 93, 94, 95

[45] R. Proksch, K. Babcock, and J. Cleveland, *Magnetic dissipation microscopy in ambient conditions*, Appl. Phys. Lett., 74 (1999), pp. 419–421. 21

[46] B. Raquet, M. Viret, E. Sondergard, O. Cespedes, and R. Mamy, *Electron-magnon scattering and magnetic resistivity in 3d ferromagnets*, Phys. Rev. B, 66 (2002), p. 024433. 37

[47] D. Ravelosona, D. Lacour, J. A. Katine, B. D. Terris, and C. Chappert, *Nanometer scale observation of high efficiency thermally assisted current-driven domain wall depinning*, Phys. Rev. Lett., 95 (2005), p. 117203. 137, 139

[48] J. J. Saenz, N. Garcia, P. Grutter, E. Meyer, H. Heinzelmann, R. Wiesendanger, L. Rosenthaler, H. R. Hidber, and H.-J. Guntherodt, *Observation of magnetic forces by the atomic force microscope*, J. Appl. Phys., 62 (1987), pp. 4293–4295. 12

[49] E. Saitoh, H. Miyajiama, T. Yamaoka, and G. Tatara, *Current-induced resonance and mass determination of a single magnetic domain wall*, Nature, 432 (2004), pp. 203–206. 77, 92

[50] J. Smit, *Mangetoresistance of ferromgnetic metals and alloys at low temperature*, Physica, 16 (1951), pp. 612–627. 38

[51] ——, *The spontaneous hall effect in ferromagnetics ii*, Physica, 24 (1958), pp. 39–51. 38

[52] K. Stein and E. Feldtkeller, Journal of Applied Physics, 38 (1967), p. 4401. 83, 84

[53] G. Tatara and H. Kohno, *Theory of current-driven domain wall motion : Spin transfer versus momentum transfer*, Phys. Rev. Lett., 92 (2004), p. 086601. 78, 92

[54] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and N. Vernier, *Domain wall motion by spin-polarized current : a micromagnetic study*, J. Appl. Phys., 95 (2004), pp. 7049–7051. 89, 91

[55] A. Thiaville, Y.NAkatani, J.Miltat, and Y. Suzuki, *Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires*, Europhys. Lett., 69 (2005), pp. 990–996. 77, 78, 91

[56] M. Tsoi, R. Fontana, and S. Parkin, *Magnetic domain wall motion triggered by an electric current*, Appl. Phys. Lett., 83 (2003), pp. 2617–2619. 77, 103

[57] P. J. A. van Schendel, H. J. Hug, B. Stiefel, S. Martin, and H.-J. Guntherodt, *A method for the calibration of magnetic force microscopy tips*, J. Appl. Phys., 88 (2000), pp. 435–445. 17

[58] N. Vernier, D. Allwood, D.Atkinson, M. Cook, and R. Cowburn, *Domain wall propagation in magnetic nanowires by spin-polarized current injection*, Europhys. Lett., 65 (2004), pp. 526–532. 77, 101, 136

[59] M. Viret, A. Vanhaverbeke, F. Ott, and J. F. Jacquinot, *Current induced pressure on a tilted magnetic domain wall*, Phys. Rev. B, 72 (2005), p. 140403. 97

[60] M. Viret, D. Vignoles, D. Cole, J. M. D. Coey, W. Allen, D. S. Daniel, and J. F. Gregg, *Spin scattering in ferromagnetic thin films*, Phys. Rev. B, 53 (1996), pp. 8464–8468. 87, 88

[61] X. Waintal and M. Viret, *Current-induced distortion of a magnetic domain wall*, Europhys. Lett., 65 (2004), p. 427. 89, 90, 92, 133

[62] J. Wunderlich, *Extraordinary Hall Effect in multi-layered magnetic films. Application to the study of magnetization reversal dynamics.*, PhD thesis, Université Paris XI, 2001. 118

[63] A. Yamaguchi, S. Nasu, H. Tanigawa, T. Ono, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo, *Effect of joule heating in current-driven domain wall motion*, Appl. Phys. Lett., 86 (2005), p. 012511. 77, 100, 101

[64] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo, *Real-space observation of current-driven domain wall motion in submicron magnetic wires*, Phys. Rev. Lett., 92 (2004), p. 077205. 101, 103, 136

[65] M. Yamanouchi, D. Chiba, F. Matsukura, and H. Ohno, *Current-induced domain-wall switching in a ferromagnetic semiconductor structure*, Nature, 428 (2004), pp. 539–542. 99, 100, 101, 103, 136

[66] S. Zhang and Z. Li, *Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets*, Phys. Rev. Lett., 93 (2004), p. 127204. 78, 90

RESUMÉ

Corrélations entre hétérogénéités magnétiques et transport électrique dans des nanostructures

L'objectif de ce travail de thèse est de comprendre l'influence des hétérogénéités magnétiques sur les propriétés de transport de nano-structures de la spintronique. Pour le mener à bien, on a développé un Microscope à Force Magnétique (MFM) original qui fonctionne à la température ambiante sur une large gamme de champ. Le caractère innovant de notre approche a été de développer un MFM capable de mesurer in-situ les propriétés de transport, ceci afin de les corréler avec la visualisation des domaines et parois magnétiques. L'étude d'une structure hybride métal/isolant (une bicouche grenat/nickel) a permis d'étudier le couplage à l'interface ainsi que la rigidité sur une dizaine de microns du réseau de domaines dans le grenat. Dans une deuxième phase, on s'est intéressé au déplacement d'une paroi induit par un courant électrique. Nous avons développé un modèle classique simple pour expliquer le transfert de spin d'un courant polarisé traversant une paroi de domaines, ainsi qu'un nouveau mécanisme basé sur le chargement électrique des parois par effet Hall. Nos études expérimentales sur l'injection de courant dans des échantillons de cobalt ultra-fins à aimantation perpendiculaire, montrent que l'effet de dépiégeage des parois domine largement dans ce système. Nous expliquons ce phénomène par un effet de déformation de la structure interne de la paroi induite par le courant.

Mot-clefs : Microscopie à Force Magnétique, MFM, Anisotropie perpendiculaire, grenat ferrimagnétique, nickel, cobalt, Effet Hall Anormal, déplacement de paroi induit par des courants.

ABSTRACT

Correlations between magnetic heterogeneities and electric transport in magnetic nanostructures

The aim of this thesis is to understand the influence of magnetic heterogeneities on the electric transport properties in nanostructures. For this purpose, we developed a Magnetic Force Microscope working under a variable magnetic field up to 2T. We were also able to measure in real time the transport properties in order to correlate them with MFM imaging. The study of an hybrid metal/insulator structure (a garnet/nickel bilayer) allows us to characterize the coupling at the interface between a ferri- and a ferro-magnet. We evidence the rigidity, on a 10μm length scale, of the garnet domains structure by coupled MFM+transport measurements. We also study the current-induced domain wall motion effect both theoretically and experimentally. We developed a classical model to account for the spin transfer effect from a polarised current along with a new mechanism based on electric charging of the wall due to the Hall effect. Our experimental studies on current injection in ultra-thin cobalt layers with high perpendicular anisotropy show that domain wall depinning is the dominant effect in this system. This result is explained by the wall structure distortion induced by the current.

Keywords : Magnetic Force Microscopy, MFM, Perpendicular Anisotropy, Ferrimagnetic garnet, nickel, cobalt, Anomalous Hall Effect, Current-induced domain wall motion.