



**HAL**  
open science

# Propriétés magnétiques statiques et dynamiques de couches minces de GaMnAs à anisotropie perpendiculaire

Alexandre A. D. Doulat

► **To cite this version:**

Alexandre A. D. Doulat. Propriétés magnétiques statiques et dynamiques de couches minces de GaMnAs à anisotropie perpendiculaire. Matière Condensée [cond-mat]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008. Français. NNT: . tel-00379130

**HAL Id: tel-00379130**

**<https://theses.hal.science/tel-00379130>**

Submitted on 27 Apr 2009

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

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



Thèse de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie  
École Doctorale de Physique et Chimie des Matériaux (ED 397)



Préparée à l'Institut des NanoSciences de Paris  
par  
Alexandre Doulat

# Propriétés Magnétiques Statiques et Dynamiques de Couches Minces de GaMnAs à Anisotropie Perpendiculaire

*Soutenue le 24 octobre 2008, devant le Jury composé de :*

André Thiaville (Rapporteur)  
Joël Cibert (Rapporteur)  
Bernard Clerjaud (Examineur)  
Niels Keller (Examineur)  
Vincent Jeudy (Co-directeur de thèse)  
Catherine Gourdon (Directrice de thèse)



# Remerciements

J'ai été accueilli à l'Institut des NanoSciences de Paris en 2005 pour mon stage de 2<sup>ème</sup> année de Master par Christophe Testelin. J'ai poursuivi avec cette thèse, codirigée par Catherine Gourdon et Vincent Jeudy. J'ai eu la chance de profiter d'un excellent environnement de travail au cours de ces trois années, et si j'ai pu mener à bien ces travaux de recherche, c'est en grande partie grâce à leur encadrement de qualité. Je leur en suis grandement reconnaissant.

Je tiens à remercier vivement André Thiaville et Joël Cibert pour le temps qu'ils ont consacré à examiner mon travail de thèse en tant que rapporteurs, Bernard Clerjaud et Niels Keller pour avoir accepté de faire partie du jury.

De nombreuses personnes sont impliquées dans ce travail de recherche. Je les remercie toutes pour leur aide ou collaboration : Jürgen Von Bardeleben et Khashayar Khazen (mesures de FMR), Frédéric Bernardot (mesures de SQUID), Emmanuelle Lacaze (mesures d'AFM), Andrejs Cebērs (simulations numériques), Ferial Terki (Groupe d'Étude des semiconducteurs) et Souleymane Kamara, Ludovic Largeau et Olivia Manguin (Laboratoire de Photonique et de Nanostructures), Jacques Ferré et Nicolas Vernier (Laboratoire de Physique des Solides).

J'adresse des remerciements tout particuliers à Artistide Lemaître (Laboratoire de Photonique et Nanostructures) et Laura Thévenard pour avoir fourni des échantillons de grande qualité, à Michel Menant, Jules Silembo et Silbé Majrab pour leurs nombreux apports en cryogénie, mécanique et électronique.

Enfin, je remercie les membres du laboratoire qui ont rendu mon travail agréable au quotidien.



# Table des matières

<b>1 GaMnAs : Semi-conducteur ferromagnétique</b>	<b>9</b>
1.1 Introduction . . . . .	9
1.2 Présentation de GaMnAs . . . . .	10
1.2.1 Structure cristallographique et configuration électronique de Mn . . . . .	10
1.2.2 Origine du ferromagnétisme . . . . .	10
1.2.3 Structure de bande et anisotropie magnétique . . . . .	14
1.3 Échantillons étudiés . . . . .	18
1.3.1 Croissance . . . . .	18
1.3.2 Caractéristiques des échantillons . . . . .	19
1.4 Conclusion . . . . .	22
<b>2 Imagerie par microscopie Kerr</b>	<b>23</b>
2.1 Introduction . . . . .	23
2.2 Principe de l'effet Kerr magnéto-optique . . . . .	24
2.3 Dispositif expérimental . . . . .	26
2.4 Images Kerr . . . . .	30
2.4.1 Exemple d'image Kerr . . . . .	30
2.4.2 Informations fournies par les images Kerr . . . . .	32
2.4.3 Comparaison avec d'autres techniques expérimentales . . . . .	32
2.5 Conclusion . . . . .	34
<b>3 Structure des domaines magnétiques dans GaMnAs à aimantation perpendiculaire : effet d'un recuit</b>	<b>35</b>
3.1 Introduction . . . . .	35
3.2 Anisotropie magnétique . . . . .	36
3.3 Topographie de surface . . . . .	38
3.4 Structure des domaines magnétiques . . . . .	41
3.4.1 Couches non recuites . . . . .	41
3.4.2 Couches recuites . . . . .	44
3.4.3 Interprétation qualitative . . . . .	44
3.4.4 Défauts . . . . .	46
3.5 Conclusion . . . . .	48
<b>4 Détermination expérimentale des paramètres micromagnétiques de GaMnAs</b>	<b>49</b>
4.1 Introduction . . . . .	49
4.2 Parois de domaines . . . . .	51
4.2.1 Termes énergétiques . . . . .	51

4.2.2	Énergie de paroi . . . . .	53
4.3	Systèmes auto-organisés . . . . .	56
4.3.1	Exemples de systèmes auto-organisés . . . . .	56
4.3.2	Modèle d'auto-organisation . . . . .	58
4.4	Paramètres micromagnétiques de GaMnAs . . . . .	66
4.4.1	Encadrement de $\lambda_c$ . . . . .	66
4.4.2	Détermination de la largeur et de l'énergie de parois . . . . .	68
4.4.3	Discussion . . . . .	69
4.5	Conclusion . . . . .	71
<b>5</b>	<b>Dynamique de paroi de domaine sous champ magnétique</b>	<b>73</b>
5.1	Introduction . . . . .	73
5.2	Régimes de déplacement de parois . . . . .	75
5.2.1	Régime de reptation . . . . .	76
5.2.2	Régime hydrodynamique . . . . .	76
5.2.3	Extension du modèle 1D . . . . .	84
5.2.4	Observation des différents régimes de déplacement de parois . . . . .	84
5.3	Technique expérimentale . . . . .	85
5.3.1	Dispositif expérimental . . . . .	85
5.3.2	Technique de mesure des vitesses de déplacement de parois . . . . .	89
5.4	Résultats . . . . .	94
5.4.1	Identification des régimes de reptation, de dépiégeage et de "flow" . . . . .	94
5.4.2	Régime de reptation . . . . .	99
5.4.3	Régime de flow . . . . .	99
5.4.4	Au-delà du modèle 1D . . . . .	106
5.5	Rôle de l'anisotropie planaire . . . . .	109
5.5.1	Résultats expérimentaux . . . . .	110
5.5.2	Modèle 1D avec anisotropie planaire . . . . .	110
5.5.3	Discussion . . . . .	116
5.6	Conclusion . . . . .	118
<b>Annexes</b>		<b>123</b>
Annexe A	. . . . .	123
Annexe B	. . . . .	127
Annexe C	. . . . .	128

# Introduction

L'invention du transistor en 1947 a marqué le début de l'informatique moderne et de l'augmentation fulgurante de la puissance de calcul des ordinateurs. Durant les 20 dernières années l'informatique est entré dans la vie courante et y prend désormais une place importante (ordinateurs, téléphones portables, GPS, internet, consoles ...). À la base de l'informatique, on trouve d'un côté des processeurs (anciennement les calculateurs) et de l'autre des mémoires magnétiques (aujourd'hui essentiellement des disques durs). Les processeurs sont des unités de calculs qui permettent d'effectuer des calculs à des fréquences très élevées. Ils sont fabriqués avec des matériaux semiconducteurs ; des tensions électriques sont utilisées pour manipuler la charge de l'électron et effectuer les calculs. Les mémoires magnétiques sont des unités de stockage. Elles permettent de stocker de grandes quantités d'information (jusqu'à 1 To en 2008), mais sont relativement lentes (temps d'accès aux données  $\approx 1$  ms). Elles sont fabriquées avec des matériaux magnétiques, essentiellement des métaux. Des champs magnétiques sont utilisés pour manipuler le spin de l'électron qui sert de support de stockage de l'information. Ainsi, unités de calcul et de stockage font appel à deux technologies distinctes qui ont évolué de concert l'une avec l'autre au cours du temps. En effet, plus la quantité d'informations traitée par les unités de calcul est importante, plus les besoins de stockage sont importants (et vice versa).

Dès les années 60, des recherches pour unifier ces deux technologies ont démarré. L'idée est alors de trouver un matériau dans lequel il est possible de manipuler à la fois la charge et le spin de l'électron avec une tension électrique : c'est le point de départ de la spintronique. Les chercheurs se sont mis à la recherche d'un matériau hybride à la fois semiconducteur et magnétique.

Les premiers matériaux étudiés ont été des matériaux à base de terres rares (Eu, Gd) jusqu'en 1980. Parmi les plus étudiés, on peut citer EuO, EuS, EuSe, EuTe, GdS, GdP ... Dans ces matériaux, l'ordre magnétique est dû à deux classes d'interactions entre les atomes magnétiques. La première est à courte portée, il s'agit d'un super échange [1]. La seconde, à longue portée, est médiée par les porteurs. Il s'agit d'une interaction de type RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) entre les électrons des orbitales "f" des ions magnétiques qui est médiée par les porteurs délocalisés des bandes  $s$  [2]. Il en résulte un ordre ferromagnétique (EuO, EuS) ou antiferromagnétique (EuSe, EuTe) suivant que le super échange ou l'interaction RKKY prédomine [3]. Les températures de Curie relativement faibles pour ces matériaux (70 K tout au plus pour EuO) n'ont pas encouragé la poursuite des recherches sur les semiconducteurs magnétiques à base de terres rares. Notons cependant qu'ils n'ont pas été complètement abandonnés, ils font à ce jour encore l'objet de recherches [4].

Dans les années 70, les chercheurs se sont intéressés aux spinelles de chalcogènes  $\text{ZnCr}_2\text{Se}_4$ ,  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ ,  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ . Ces matériaux sont ferromagnétiques et se décrivent avec un modèle d'échange  $s - d$  entre les porteurs délocalisés et les ions magnétiques localisés  $\text{Cr}^{3+}$  (modèle similaire au modèle  $s - f$  [2]). Leurs températures de Curie ne dépassent pas les 110 K [5], bien loin des 300 K indispensables pour espérer fabriquer des dispositifs grand public.

La décennie des années 80 est marquée par l'étude des Semiconducteurs Magnétiques Dilués



(DMS). Ces matériaux sont constitués d'une matrice semiconductrice dans laquelle sont implantés des ions magnétiques, tel que le manganèse. Les premiers matériaux fabriqués sont des matériaux à base de semiconducteur II-VI  $\{\text{Zn/Cd/Hg}\}_{1-x}\text{Mn}_x\{\text{S/Se/Te}\}$  ou IV-VI  $\{\text{Pb/Sn}\}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  [6] [7] [8]. Dans  $\text{PbSnMnTe}$ , Story *et al.* ont montré le rôle déterminant de la densité de porteurs dans l'obtention d'une phase ferromagnétique [7]. Cette dernière, qui apparaît pour  $x \geq 0,01$ , est due à l'interaction longue portée RKKY entre les atomes magnétiques par l'intermédiaire des porteurs. Les  $T_C$  observées dans les composés II-VI restent cependant assez faibles ( $\approx 10$  K) à cause d'un couplage antiferromagnétique entre proche Mn, et d'une phase de type verre de spin [6].

En 1989, Munekata *et al.* ouvre la voie des DMS III-V avec  $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  [9]. Trois ans plus tard, une phase ferromagnétique est mise en évidence dans ce composé [10]. En 1996 une nouvelle étape est franchie avec la fabrication de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  ferromagnétique par Ohno [10]. La  $T_C$  atteint alors 60 K, valeur encore jamais atteinte par aucun DMS. De nombreuses études ont montré que la densité de porteurs et la structure des bandes électroniques du matériaux influençaient fortement les propriétés magnétiques de  $\text{GaMnAs}$ . C'est ainsi qu'en 2000, Ohno *et al.* sont parvenus à contrôler le ferromagnétisme d'une couche de  $\text{InMnAs}$  à l'aide d'une tension électrique [11].

L'étude des DMS a été entreprise par des équipes de recherche issues de la thématique des semiconducteurs. Depuis quelques années, ces matériaux intéressent des chercheurs spécialisés dans l'étude du magnétisme. En effet, la qualité des couches de  $\text{GaMnAs}$  permet maintenant de s'intéresser à leurs propriétés magnétiques, propriétés qui sont particulièrement étudiées dans des couches de métaux (cobalt, permalloy ...). L'un des enjeux des semiconducteurs ferromagnétiques étant de parvenir à contrôler leur état magnétique à l'aide d'un courant, les chercheurs se sont très vite intéressés au retournement de l'aimantation par déplacement de parois magnétiques soumises à un champ magnétique [12] ou un courant électrique [13]. Il a alors été montré que la densité de courant nécessaire pour déplacer une paroi dans  $\text{GaMnAs}$  était inférieure de 2 ordres de grandeur à celle du permalloy [13] [14].

De par ses propriétés semiconductrices et magnétiques,  $\text{GaMnAs}$  apparaît comme un matériau très attractif. Cependant sa température de Curie plafonne désormais autour de 170-190 K [15] [16] et semble ne plus avoir beaucoup de marge de progression. La recherche de nouveaux alliages  $\text{III}_{1-x}\text{Mn}_x\text{V}$  s'intensifie donc, dans le but de trouver un composé dont la  $T_C$  dépasserait la température ambiante.  $\text{GaMnAs}$  demeure néanmoins le DMS le plus étudié à ce jour, ce qui en fait un matériau de référence.

Ce travail de thèse a consisté à explorer et étudier les propriétés magnétiques de couches minces de  $\text{GaMnAs}$  à aimantation perpendiculaire. Au début de cette thèse (2005), les propriétés magnétiques de ce type de couche étaient méconnues et nous avons donc dû démarrer de zéro. Nous avons commencé par des études exploratoires sur les domaines magnétiques pour arriver, en 2008, jusqu'à l'étude de la dynamique de déplacement de paroi sous champ magnétique.

Ce manuscrit est organisé en 5 chapitres. Le chapitre 1 est une présentation générale de  $\text{GaMnAs}$  et des couches étudiées. Le chapitre 2 présente le principe de l'effet Kerr magnéto-optique et le dispositif expérimental d'imagerie Kerr que nous utilisons pour visualiser les domaines magnétiques. Les chapitres 3, 4 et 5 présentent les résultats expérimentaux. Le chapitre 3 est une étude des domaines magnétiques dans  $\text{GaMnAs}$  et de l'effet d'un recuit des couches sur les processus de retournement de l'aimantation. Le chapitre 4 est consacré à la détermination des paramètres micromagnétiques de  $\text{GaMnAs}$  (constante d'échange  $A$ , tension de surface  $\sigma$ , paramètre de largeur de paroi  $\Delta$ ), dans le cadre de la théorie des domaines. Le chapitre 5 clôt ce manuscrit avec l'étude de la dynamique de déplacement des parois sous champ magnétique.

# Chapitre 1

## GaMnAs : Semi-conducteur ferromagnétique

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1.2</b>	<b>Présentation de GaMnAs</b>	<b>10</b>
1.2.1	Structure cristallographique et configuration électronique de Mn	10
1.2.2	Origine du ferromagnétisme	10
1.2.3	Structure de bande et anisotropie magnétique	14
<b>1.3</b>	<b>Échantillons étudiés</b>	<b>18</b>
1.3.1	Croissance	18
1.3.2	Caractéristiques des échantillons	19
<b>1.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>22</b>

---

### 1.1 Introduction

Au cours de la dernière décennie, de nombreuses études ont permis d'améliorer les techniques de croissance des DMS III-V, et notamment d'optimiser le recuit des couches [17] [18] [19] [20] [21] [22]. Aujourd'hui, la croissance de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  est bien maîtrisée et les couches fabriquées possèdent une très bonne qualité cristalline pour  $0 < x < 0,08$ . L'origine du ferromagnétisme est désormais comprise et le modèle théorique développé par Dietl *et al.* [23] permet de rendre compte des observations expérimentales [24]. Ce dernier met en évidence le rôle primordial de la structure de bande électronique sur les propriétés magnétiques de GaMnAs, et plus généralement des DMS III-V. Ainsi, en jouant sur la structure et le remplissage des bandes, via les contraintes épitaxiales s'exerçant sur la couche de GaMnAs et la densité de porteurs, il est possible de choisir l'anisotropie magnétique des couches préparées (couches à aimantation planaire ou perpendiculaire).

Ce chapitre consiste en une présentation générale de GaMnAs. Après avoir rappelé la structure cristallographique de GaMnAs, nous présenterons succinctement le modèle d'échange  $sp - d$  qui permet d'expliquer la phase ferromagnétique. Nous montrerons alors comment la densité de porteurs et les contraintes influent sur le type d'anisotropie magnétique d'une couche. Dans la seconde partie, nous présenterons les couches de GaMnAs étudiées dans ce manuscrit. Nous débuterons par la croissance et la structure des couches, et terminerons avec des mesures d'aimantation par

SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) et de résistivité qui nous permettrons de déterminer la température de Curie  $T_C$  et l'aimantation à saturation  $M_s$  des couches.

## 1.2 Présentation de GaMnAs

### 1.2.1 Structure cristallographique et configuration électronique de Mn

La configuration électronique d'un manganèse isolé est  $3d^54s^2$ . Ce dernier a un moment cinétique orbital nul ( $L = 0$ ) et un moment cinétique intrinsèque de spin  $S = \frac{5}{2}$ ; il possède 2 électrons de valence. Ainsi lorsque le manganèse est introduit dans la matrice cristalline de GaAs, il se substitue préférentiellement au gallium qui a la configuration électronique la plus proche  $4p^14s^2$ . Des mesures diverses (résonance électronique paramagnétique [25], spectroscopie infrarouge [26, 27]) ont montré qu'au sein de la matrice de GaAs le manganèse adoptait la configuration électronique  $A^0(d^5 + h)$ . Il établit par hybridation de ses orbitales quatre liaisons covalentes avec les arsenics proches voisins. Comme il n'apporte que deux électrons de valence, au lieu de 3 pour le gallium, il se comporte en accepteur et est donc à l'origine d'un dopage de type p.

GaMnAs est principalement fabriqué par épitaxie par jet moléculaire. Sa structure cristallographique est celle de GaAs, c'est à dire une structure cubique à faces centrées (structure blende de zinc). La faible solubilité du manganèse dans une matrice de GaAs rend la croissance des couches de GaMnAs délicate. Pour obtenir un matériau homogène et prévenir la formation de nanocristaux de MnAs, la température de croissance est abaissée vers 200 °C [17] alors qu'elle est habituellement d'environ 600 °C pour la croissance de couches de GaAs. Ce n'est pas sans conséquence sur la qualité cristalline des couches car des défauts se forment au moment de la croissance. Parmi les plus fréquents, on peut citer des arsenics en site gallium ( $As_{Ga}$ ) et des manganèses en position interstitielle ( $Mn_i$ ), voir figure 1.1. Les  $As_{Ga}$  sont présents à hauteur de quelques pourcents et les  $Mn_i$  à hauteur de 10-20% [19]. Ces deux types de défauts agissent comme double donneur d'électrons et sont à l'origine d'un dopage de type n. Ils compensent une partie des trous libérés par les  $Mn_i$  et diminuent de ce fait la concentration en trous.

De plus lorsque des manganèse interstitiel et substitutionnel sont proches voisins, ils se couplent par interaction antiferromagnétique et forment une paire dite gelée : ils ne participent alors plus au magnétisme collectif ce qui aboutit à la diminution de l'aimantation à saturation. Des calculs numériques ont estimé cette énergie d'interaction antiferromagnétique à -0,3 eV [28] [29].

### 1.2.2 Origine du ferromagnétisme

Les atomes de manganèse sont trop éloignés les uns des autres pour permettre un recouvrement des orbitales  $3d$  et donc il n'y a pas d'échange direct dans GaMnAs. Pour la même raison le super échange n'existe pas. Le mécanisme qui permet l'apparition de la phase ferromagnétique est d'une autre nature. Sur des couches diluées paramagnétiques ( $10^{17} - 10^{18}$  atomes de Mn  $\text{cm}^{-3}$ ), il a été montré que Mn se comporte en accepteur : le trou est localisé autour du manganèse. Son rayon de Bohr a été estimé à 7,8 Å et des mesures de spectroscopie infrarouge [26, 27] et spectroscopie tunnel [30] ont situé l'énergie du niveau accepteur à environ 110 meV au-dessus du sommet de la bande de valence de GaAs.

Lorsque la concentration en trous est suffisamment importante pour écranter l'attraction coulombienne du manganèse, les trous se délocalisent dans la matrice de GaAs et remplissent les bandes de valence du GaAs. Il se met alors en place une interaction de type RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) entre les manganèses par l'intermédiaire des trous délocalisés [31]. Elle fait

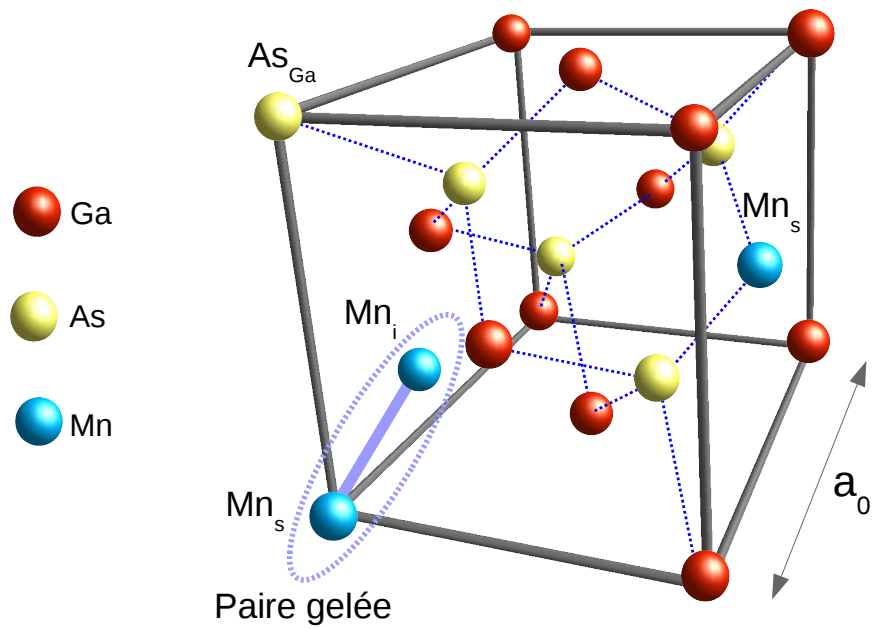


FIG. 1.1: La structure cristallographique de GaMnAs est de type blende de zinc (cfc). Les manganèses occupent des sites gallium ( $Mn_s$ ). Deux types de défauts sont rencontrés : des arsenics en antisite gallium ( $As_{Ga}$ ) et des manganèse en sites interstitiels ( $Mn_i$ ). Des paires gelées (couplage antiferromagnétique) se forment quand un manganèse substitutionnel et un manganèse interstitiel sont à proximité immédiate.

intervenir la fonction oscillante  $F(\xi) = (\xi \cos \xi - \sin \xi)/\xi^4$ , où  $\xi = 2k_f R_{ij}$  ( $k_f$  est le module du vecteur Fermi et  $R_{ij}$  l'espacement entre manganèses). Dans le cas d'un faible dopage en trous ( $k_f \ll 2\pi/a_0$ , où  $a_0(\text{GaAs}) = 0,565$  nm est le paramètre de maille de GaAs) et en manganèse ( $R_{ij}$  de l'ordre de 2-3 mailles atomiques), l'interaction RKKY est équivalente à l'interaction d'échange de Zener [32], entre des porteurs itinérants et les électrons 3d d'atomes magnétiques localisés.

Dans une approche de champ moyen, l'énergie d'échange d'un électron de valence, de moment cinétique total  $\vec{j}$ , avec l'ensemble des orbitales 3d des manganèses, s'écrit alors [23]

$$H_{pd} = -xN_0\beta \vec{j} \cdot \langle \vec{S} \rangle, \quad (1.1)$$

où  $\vec{S}$  le moment cinétique total d'un manganèse ( $S = \frac{5}{2}$ ),  $N_0$  est la concentration volumique en sites gallium ( $N_0 = 4a_0^{-3}$ ),  $x$  est la probabilité qu'un site gallium soit occupé par un manganèse (valeur apparaissant dans la composition chimique  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ) et  $\beta$  l'intégrale de recouvrement des orbitales  $p$  et  $d$  [32].

En faisant intervenir l'aimantation des manganèses  $\vec{M}_{Mn}$  définie par

$$\vec{M}_{Mn} = -g_{Mn}\mu_B x N_0 \langle \vec{S} \rangle, \quad (1.2)$$

où  $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24}$  J T<sup>-1</sup> est le magnéton de Bohr et  $g_{Mn} = 2$  le facteur de Landé des électrons du manganèse, l'équation 1.1 s'écrit

$$H_{pd} = \frac{\beta}{g_{Mn}\mu_B} \vec{j} \cdot \vec{M}_{Mn}. \quad (1.3)$$

En effectuant la somme sur tous les électrons de valence, on a

$$E_{pd} = \sum_i \frac{\beta}{g_{Mn}\mu_B} \vec{j}_i \cdot \langle \vec{S} \rangle \quad (1.4)$$

En introduisant l'aimantation  $\vec{m}_e$  d'un électron de valence

$$\vec{m}_e = -\frac{g_e\mu_B}{V} \vec{j}, \quad (1.5)$$

où  $g_e > 0$  est le facteur de Landé d'un électron de valence et  $V$  le volume du cristal, on aboutit à

$$E_{pd} = -\frac{\beta}{g_e g_{Mn} \mu_B^2} V \vec{M}_{Mn} \sum_i \vec{m}_{e_i} \quad (1.6)$$

En identifiant  $\sum_i \vec{m}_{e_i}$  à l'aimantation moyenne des électrons de valence  $\vec{M}_e$ , et en divisant  $E_{pd}$  par  $V$  pour obtenir l'énergie d'échange  $e_{pd}$  par unité de volume, on arrive à

$$e_{pd} = -\lambda \mu_0 \vec{M}_e \cdot \vec{M}_{Mn} \quad (1.7)$$

avec

$$\lambda = \frac{\beta}{\mu_0 g_{Mn} g_e \mu_B^2}, \quad (1.8)$$

où  $\mu_0$  est la perméabilité du vide.

Tout se passe comme si les manganèses étaient soumis au champ virtuel  $\lambda \vec{M}_e$ , les électrons de valence au champ virtuel  $\lambda \vec{M}_{Mn}$ .

En l'absence de dopage électronique, les bandes de valence sont complètement remplies. Il y a autant d'électrons de moment cinétique  $+s$  que d'électrons de moment cinétique  $-s$ , et donc  $\vec{M}_e = \vec{0}$ . L'énergie d'échange étant nulle, l'aimantation moyenne des manganèses est nulle en l'absence de champ magnétique extérieur. La phase est alors paramagnétique.

Lorsqu'un dopage électronique existe, des configurations avec  $\vec{M}_e \neq \vec{0}$  peuvent exister. La polarisation mutuelle des manganèses et des électrons de valence permet alors de minimiser l'énergie d'échange. Ceci aboutit à la mise en place d'un ordre ferromagnétique des manganèses et à la polarisation en spin des porteurs (polarisation partielle). Des mesures de photo-émission ont permis d'évaluer la quantité  $N_0\beta$  à  $-1,2$  eV [33, 34], ce qui implique un alignement antiferromagnétique du spin moyen des électrons de valence et des spins des manganèses.

Par une approche d'énergie libre, il est possible de calculer la température de Curie  $T_C$  (température en dessous de laquelle apparaît la phase ferromagnétique). Lorsqu'un matériau paramagnétique, de concentration en atome magnétique  $N_0x$ , est soumis à un champ magnétique extérieur  $H_{ext}$ , son aimantation  $M$  suit la loi de Brillouin

$$M = g\mu_B N_0x J B_J \left( \frac{g\mu_B J \mu_0 H_{ext}}{k_B T} \right), \quad (1.9)$$

où  $J$  est moment cinétique total des atomes magnétiques,  $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$  la constante de Boltzmann et  $B_J$  la fonction de Brillouin définie par

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{1}{2J}x\right) \quad (1.10)$$

$$\lim_{x \rightarrow 0} B_J(x) = \frac{J+1}{3J} x. \quad (1.11)$$

Pour de petits champs magnétiques, on a

$$M = \frac{\mu_0 g^2 \mu_B^2 N_0 x J(J+1)}{3k_B T} H_{ext} = \chi_{CW} H_{ext}, \quad (1.12)$$

où  $\chi_{CW}$  est la susceptibilité magnétique de Curie-Weiss.

Pour un matériau ferromagnétique comme le GaMnAs, il faut rajouter au champ  $\vec{H}_{ext}$  le champ moyen des états de valence  $\lambda \vec{M}_e$ . Or ces derniers étant eux-mêmes soumis au champ extérieur et au champ moyen des manganèses, on écrit  $M_e = \chi_e (\lambda M_{Mn} + H_{ext})$  où  $\chi_e$  est la susceptibilité magnétique des électrons de valence. Ainsi, au voisinage de la température de Curie ( $M_{Mn} \rightarrow 0$ ) on a

$$M_{Mn} = \chi_{CW} (H_{ext} + \lambda M_e) = \chi_{CW} (H_{ext} + \lambda \chi_e (\lambda M_{Mn} + H_{ext})), \quad (1.13)$$

ou encore

$$M_{Mn} = \frac{\chi_{CW}(1 + \lambda \chi_e)}{1 - \lambda^2 \chi_{CW} \chi_e} H_{ext} = \chi H_{ext}. \quad (1.14)$$

La température de Curie  $T_C$  correspond à la température pour laquelle la susceptibilité  $\chi$  diverge. En introduisant la susceptibilité de Pauli  $\chi_{Pauli} = \mu_0 g^2 \mu_B^2 \rho(E_F)/4$  d'un gaz d'électrons libres (modèle à deux bandes), où  $\rho(E_F)$  est la densité d'état au niveau de Fermi (par unité de volume et d'énergie), on aboutit à

$$T_C = \frac{x N_0 J_{Mn} (J_{Mn} + 1) \beta^2 \rho(E_F)}{12 k_B}. \quad (1.15)$$

En utilisant les deux relations

$$\rho(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_{eff}}{\hbar^2} \right)^{3/2} E^{1/2} \quad (1.16)$$

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{eff}}, \quad (1.17)$$

où  $m_{eff}$  est la masse effective de l'électron et  $\hbar$  la constante de Planck, on a

$$\rho(E_F) = 4 (3\pi^2)^{1/3} \frac{m}{\hbar^2} p^{1/3} \propto p^{1/3}, \quad (1.18)$$

où  $p$  est la densité de porteurs. On obtient donc finalement

$$T_C \propto x p^{1/3} \beta^2. \quad (1.19)$$

Dans ce modèle à deux bandes, la température de Curie dépend de la densité de porteurs en  $p^{1/3}$ . Dans un modèle plus complexe à 6 bandes on obtient  $\rho(E_F) \propto p^\alpha$  avec  $\alpha \neq \frac{1}{3}$ , ce qui conduit à une expression de la température de Curie légèrement différente.

Pour des concentrations  $x = 5\%$  et  $p = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  (densité de porteurs typiquement mesurée [22]), le modèle à deux bandes prévoit une température de Curie d'environ 50 K. Cette température calculée est en accord avec les températures de Curie expérimentalement mesurées, voir [22] et 1.2. Cet accord entre théorie et expérience est probablement le succès le plus remarquable qui permet de valider l'approche Zener pour la description du ferromagnétisme dans GaMnAs.

Notons tout de même que pour une concentration en manganèse de 5%, la densité de porteurs devrait être  $p = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  alors que la valeur mesurée est de  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Ceci est dû à la compensation électrique des trous par les électrons libérés par les  $As_{Ga}$  et le  $Mn_i$ . Nous verrons également dans la suite que la formation de paires gelées aboutit à une diminution de la proportion de manganèses participant au magnétisme, et donc à une diminution de l'aimantation à saturation  $M_s$ . Dans les formules où interviendront les quantités  $x$  et  $p$ , il conviendra donc d'utiliser une densité de porteurs effective  $p_{eff}$  ainsi qu'un pourcentage de manganèse effectif  $x_{eff}$ .

### 1.2.3 Structure de bande et anisotropie magnétique

Les manganèses introduits dans la matrice de GaAs modifient, via le champ d'échange  $\lambda \vec{M}_{Mn}$ , la structure des bandes électroniques de GaAs (voir 1.2). De même, les électrons de valence agissent sur les manganèses et donc sur l'anisotropie magnétique de GaMnAs.

#### 1.2.3.1 Effet de l'interaction d'échange

Le champ  $\lambda \vec{M}_{Mn}$  donne lieu au "splitting" des bandes, voir figure 1.3. Pour une aimantation alignée suivant l'axe  $z$ , les bandes de trous lourd  $j_z = \pm \frac{3}{2}$  sont séparées en énergie de la quantité  $6B_G$ , tandis que les bandes de trous légers  $j_z = \pm \frac{1}{2}$  sont séparées de  $2B_G$ , où le paramètre  $B_G$  est défini par [23]

$$B_G = \frac{\beta M_z}{6g_{Mn}\mu_B}, \quad (1.20)$$

avec  $M_z$  la composante suivant l'axe "z" de l'aimantation  $\vec{M}$ .

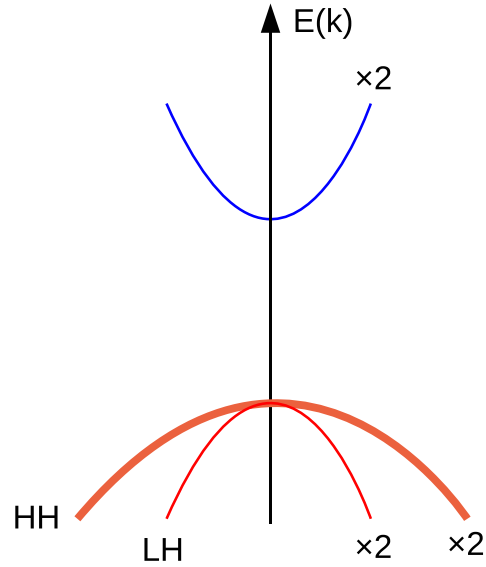


FIG. 1.2: Schéma de bandes de GaAs au centre de la zone de Brillouin (axe de quantification perpendiculaire au plan des couches). HH est la bande de trous lourds (“Heavy Hole”) et LH la bande de trous légers (“Light Hole”). Les bandes sont dégénérées deux fois.

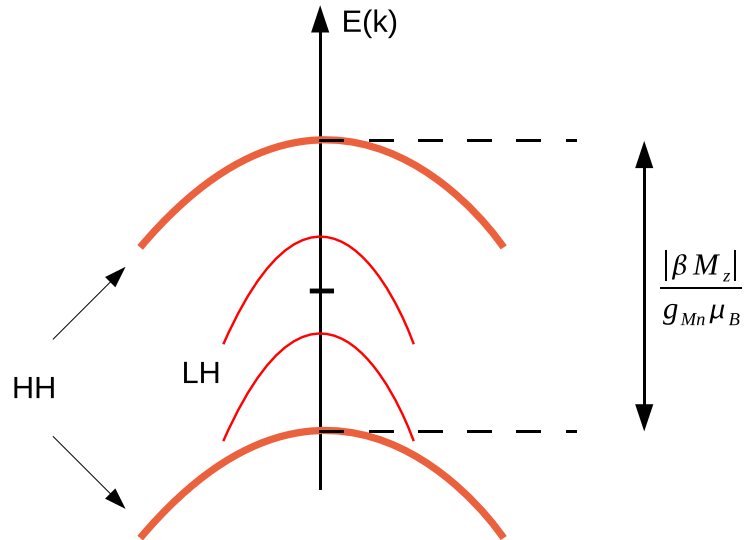


FIG. 1.3: Effet de l’interaction d’échange sur les bandes de trous lourds et de trous légers de GaAs dans le cas d’une aimantation perpendiculaire à la couche. Dans la phase ferromagnétique ( $M_z \neq 0$ ), l’interaction  $H_{pd}$  lève la dégénérescence des bandes de trous lourds et trous légers.



En fait, la figure 1.3 n'est valable que pour les très petits vecteurs d'onde  $\vec{k}$ . En effet, dès qu'on s'éloigne un peu du centre de zone de Brillouin le "splitting" des bandes dépend de l'orientation relative de  $\vec{M}_{Mn}$  et du vecteur d'onde  $\vec{k}$  des états de valence.

### 1.2.3.2 Effet des contraintes

Il est possible de décaler en énergie les bandes de trous lourds et de trous légers en déformant la maille, initialement cubique, de GaAs. Pour des contraintes biaxiales (mêmes contraintes dans le plan suivant les axes  $x$  et  $y$ ), les taux de déformations  $\epsilon_{xx}$ ,  $\epsilon_{yy}$  et  $\epsilon_{zz}$  sont définis par

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \frac{\Delta a}{a_0} \quad (1.21)$$

$$\epsilon_{zz} = -2\epsilon_{xx} \frac{C_{12}}{C_{11}}, \quad (1.22)$$

où  $a_0$  est le paramètre de maille de GaAs,  $\Delta a = a_0 - a_{constraint}$  ( $a_{constraint}$  est le paramètre de maille de la couche contrainte) et  $\{C_{12}, C_{11}\}$  les modules d'élasticité de GaAs ( $C_{12}/C_{11} = 0,453$ ).

Les bandes de trous lourds sont décalées en énergie de la quantité  $-bQ_\epsilon$  et les bandes de trous légers sont décalées de la quantité  $bQ_\epsilon$  où  $b$  est l'énergie potentielle de déformation, qui vaut -1,7 eV pour le GaAs, et où  $Q_\epsilon$  est défini par :

$$Q_\epsilon = \epsilon_{zz} - \frac{\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}}{2}. \quad (1.23)$$

Lorsque des contraintes d'extension s'exercent dans le plan, la bande de trous lourds est abaissée en énergie et la bande de trous légers remontée ; lorsque des contraintes de compression dans le plan s'exercent, la bande de trous lourds est remontée et la bande de trous légers abaissée en énergie (voir figure 1.4).

### 1.2.3.3 Anisotropie magnétique

L'ion manganèse possède une répartition électronique relativement isotrope puisque sa configuration électronique est en  $d^5$  et son moment cinétique est uniquement dû au moment intrinsèque de spin qui vaut  $S = 5/2$ . Ainsi le champ cristallin n'a qu'une incidence secondaire sur l'orientation des spins des manganèses et n'est donc pas responsable de l'anisotropie magnétique de GaMnAs.

C'est en fait "l'anisotropie" des porteurs qui va déterminer l'anisotropie magnétique de GaMnAs. En effet, les "splittings" des bandes de trous lourds et trous légers dépendent de l'orientation relative de l'aimantation des manganèses par rapport au vecteur d'onde  $\vec{k}$  des états de valence. Ainsi différents schémas de bande sont obtenus pour différentes orientations de l'aimantation des manganèses. Le système sélectionne alors la configuration qui minimise son énergie totale.

Prenons l'exemple d'une couche de GaMnAs en compression dans le plan et plaçons nous dans le cas d'un dopage faible tel qu'une seule sous-bande de valence soit peuplée par des trous. Suivant que l'aimantation des manganèses est parallèle ou perpendiculaire au plan de la couche, les "splittings" des états de valence ne sont pas les mêmes comme le montre la figure 1.5.

La bande de valence qui se peuple de trous en premier est la bande de trous lourds ("HH"). La minimisation de l'énergie du système revient à placer les trous dans les états de valence de plus haute énergie. Ici la configuration qui minimise l'énergie des trous est celle avec  $\vec{M} \parallel z$  et donc l'aimantation des manganèses sera orientée perpendiculairement au plan de la couche. Pour des contraintes d'extension dans le plan (cela revient à inverser la position des bandes de trous lourds et trous légers sur la figure 1.5), la même argumentation conduit à une aimantation dans le plan

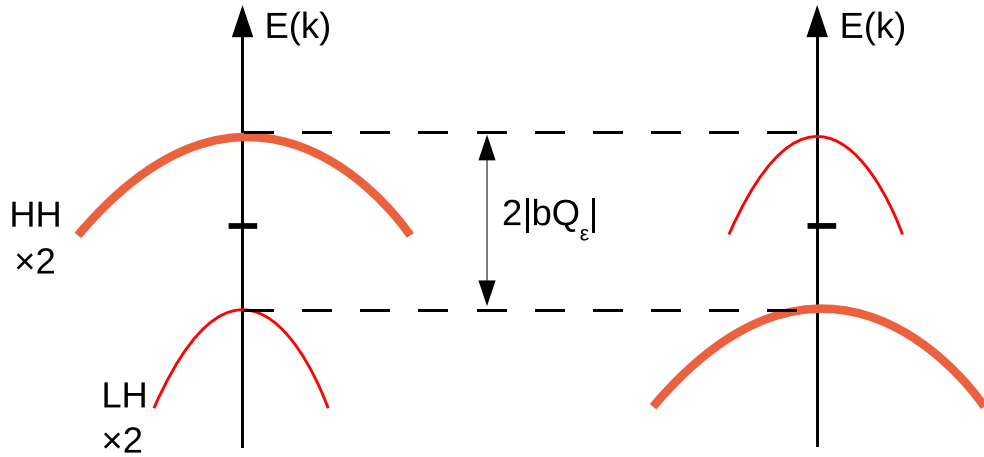


FIG. 1.4: Effet des contraintes sur les bandes de trous lourds et de trous légers de GaAs. Dans le cas où la couche est en extension dans le plan, la bande de trous lourds est abaissée en énergie et la bande de trous légers remontée en énergie (droite); pour des contraintes de compression dans le plan, la bande de trous lourds est remontée en énergie et la bande de trous légers abaissée en énergie (gauche).

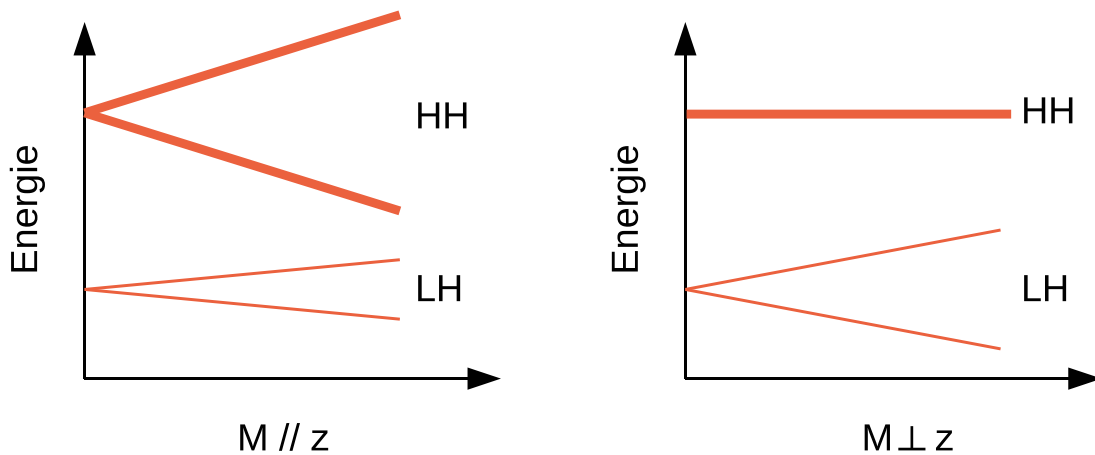


FIG. 1.5: “Splittings” des états de valence dans le cas d’une aimantation perpendiculaire ou parallèle à l’axe  $z$  (axe de croissance de la couche) et pour des contraintes de compression dans le plan de la couche (cas d’une couche de GaMnAs déposée sur GaAs), d’après Sawicki *et al* [24].

de la couche.

À fort dopage ce raisonnement n'est plus valable car les trous remplissent plusieurs sous-bandes. Il n'existe alors pas de règle intuitive permettant de déterminer simplement l'anisotropie magnétique et il faut avoir recours à des calculs numériques, tels que ceux effectués par Dietl *et al* [23]. Ces derniers, en accord avec les observations expérimentales, montrent que pour des couches en compression l'aimantation est dans le plan, tandis que pour des couches en extension l'aimantation est perpendiculaire au plan de la couche.

## 1.3 Échantillons étudiés

Les couches minces de GaMnAs étudiées dans ce manuscrit ont été élaborées au LPN (Laboratoire de Photonique et Nanostructure) par Laura Thévenard et Aristide Lemaître. Nous présenterons des résultats obtenus pour deux couches que nous appellerons dans la suite 25M05 et 93L06. Un morceau de chaque couche a été recuit. Les suffixes 'ag' (as-grown) et 'a' (annealed) seront respectivement employés pour faire référence aux couches brutes et recuites.

La couche 25M05 a fait l'objet d'un article de Laura Thévenard *et al*, voir [35]. De nombreuses informations non détaillées ici peuvent y être trouvées.

### 1.3.1 Croissance

Un schéma de la structure des couches est présenté sur la figure 1.6. La fabrication du matériau est effectuée par épitaxie par jet moléculaire sur un substrat de GaAs. La couche de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  d'épaisseur  $d$  est déposée sur une couche tampon de  $\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}$  d'épaisseur  $L_2$ . Le rôle de cette dernière est d'étirer la couche de GaMnAs dans le plan pour orienter l'axe de facile aimantation perpendiculairement au plan de la couche. Pour y aboutir, des concentrations en indium de l'ordre de 10% sont nécessaires. Au lieu de déposer cette couche de (Ga,In)As directement sur le substrat de GaAs, une couche à gradient d'indium d'épaisseur  $L_1$  est déposée en premier. Ceci permet de prévenir la formation de dislocations à l'interface GaAs/(Ga,In)As et de limiter leur propagation jusqu'à la surface de la couche de GaMnAs. Sur les couches 25M05 par exemple, l'utilisation d'un révélateur chimique a permis d'estimer la densité des dislocations émergentes à  $4 \pm 2 \times 10^4 \text{cm}^{-2}$ , ce qui est très faible compte tenu des contraintes mises en jeu. La couche de GaInAs est suffisamment épaisse ( $\approx 1 \mu\text{m}$ ) pour qu'elle soit presque relaxée. Sur les couches 25M05 le taux de relaxation de la couche de GaInAs, déterminé par des mesures de diffraction des rayons X, est de 80%. Les couches de GaInAs sont déposées à 400 °C, puis la température est abaissée à 250 °C pour le dépôt de la couche de GaMnAs. Un récapitulatif des différents paramètres des couches est donné dans le tableau 1.1.

Durant le processus de découpe des échantillons, la différenciation entre les axes  $[110]$  et  $[1\bar{1}0]$  a été perdue; la notation  $\langle 110 \rangle$  utilisée dans la suite fera référence à ces directions sans distinction.

Couche	GaMnAs		GaInAs		
	x(%Mn)	d(nm)	$L_1(\mu\text{m})$	$L_2(\mu\text{m})$	y(%In)
25M05	7%	50	0,5	2-3	9,8
93L06	5%	200	0,5	1	16%

TAB. 1.1: Paramètres de croissance des couches de GaMnAs étudiées, voir figure 1.6.

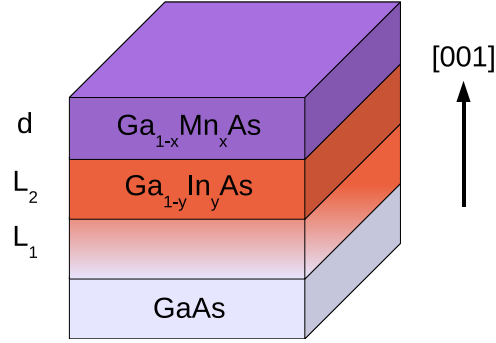


FIG. 1.6: Structure des couches de GaMnAs étudiées.  $L_1$ ,  $L_2$  et  $d$  correspondent aux épaisseurs respectives des couches de GaInAs à gradient d'indium, de GaInAs, et de GaMnAs.

Après croissance, les couches sont recuites. C'est une technique maintenant largement utilisée pour améliorer les propriétés électriques et magnétiques des couches de GaMnAs. De nombreuses études ont montré qu'un recuit favorisait la migration des manganèses interstitiels dans la matrice de GaAs et leur piégeage au niveau des surfaces [36]. L'étude menée par Laura Thévenard sur les effets de durée et de température de recuit montre qu'il existe des conditions optimums de recuit. La couche 25M05 a été recuite à 250°C pendant 1 heure sous atmosphère de  $N_2$ ; la couche 93L06 (4 fois plus épaisse que la couche 25M05) a subi un recuit plus long d'une cinquantaine d'heure à 190°C et à l'air.

### 1.3.2 Caractéristiques des échantillons

Des études préalables à l'observation des domaines ont été effectuées afin de caractériser les couches de GaMnAs et l'effet du recuit. Des mesures de magnétométrie à SQUID nous donnent accès à la température de Curie et l'aimantation à saturation. Des mesures de résistivité nous renseignent sur la densité et la mobilité des porteurs, le caractère métallique ou isolant des couches.

#### 1.3.2.1 Densité de porteurs

La densité de porteurs des couches 25M05-ag et 25M05-a a été mesurée par effet Hall au LPN. Elle vaut  $1,5 \pm 0,1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  pour la couche 25M05-ag et  $1,6 \pm 0,1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  pour la couche 25M05-a.

### 1.3.2.2 Aimantation à saturation

Les courbes d'aimantation à saturation  $M_s(T)$  sont présentées sur la figure 1.7. Elles ont été obtenues avec un magnétomètre à SQUID. Pendant les balayages en température, un champ magnétique de plusieurs dizaines de mT était appliqué le long de l'axe [001] (axe de facile aimantation) afin de saturer l'aimantation. Le tableau 1.2 récapitule les mesures d'aimantation à saturation  $M_s$  à basse température ( $\approx 3\text{K}$ ) ainsi que les températures de Curie  $T_C$  déterminées à partir des courbes  $M_s(T)$ .

Le recuit post croissance provoque une augmentation de la  $T_C$  et de l'aimantation à saturation  $M_s$ , voir tableau 1.2. Ceci est cohérent avec le processus de migration des manganèses interstitiels. En effet, ces derniers sont des donneurs d'électrons et ils compensent une partie des trous libérés par les manganèses substitutionnels. Leur élimination de la couche de GaMnAs permet donc d'augmenter la concentration de porteurs et donc d'augmenter la température de Curie ( $T_C \propto p^{1/3}$ ). D'autre part, des paires gelées sont cassées et des manganèses substitutionnels retrouvent alors un magnétisme collectif, d'où l'augmentation de  $M_s$  après recuit.

L'effet du recuit est plus important pour la couche 25M05 car elle est la plus fine. La migration des manganèses à la surface y est donc plus rapide et plus efficace que pour la couche 93L06.

Couche		$T_C$ (K)	$M_s$ (kA m <sup>-1</sup> )
25M05	ag	56	28,3
	a	125	38,6
93L06	ag	55	18,3
	a	90	23,8

TAB. 1.2: Températures critiques et aimantations à saturation à 3 K des couches étudiées.

Remarque : l'aimantation des couches 25M05-ag, 93L06-ag et 93L06-a ne suit pas une loi de Brillouin et s'en écarte même très fortement. La température de Curie est alors estimée comme la température pour laquelle l'aimantation s'extrapole à une valeur quasiment nulle et son incertitude est de quelques Kelvin. De plus un signal constant en température et d'amplitude non négligeable était présent (10-20 % de l'aimantation à saturation à 3 K). Une étude précise a montré que ce signal continu était dû à la présence d'une seconde phase magnétique ; la nature de cette phase n'a pas été déterminée (il peut s'agir de MnAs). Cette contribution a été supprimée sur les courbes présentées.

En revanche sur la couche 25M05-a aucune seconde phase magnétique n'a été détectée, on remarque d'ailleurs que l'aimantation à saturation suit approximativement une loi de Brillouin (voir figure 1.7).

### 1.3.2.3 Résistivité

La résistivité des couches a été mesuré au LPN. Des croix de Hall, préparées par lithographie UV et gravure chimique, ont été utilisées pour effectuer des mesures à quatre points. Les contacts entre les fils de mesures et les couches de GaMnAs étaient en Ti/Au et lors des mesures aucun champ magnétique extérieur n'était appliqué (voir [35] pour de plus amples informations).

Comme le montre la figure 1.8, les courbes de résistivité présentent un maximum que l'on attribue à la transition de phase ferromagnétique/paramagnétique [18] [22] [21]. Au voisinage de la

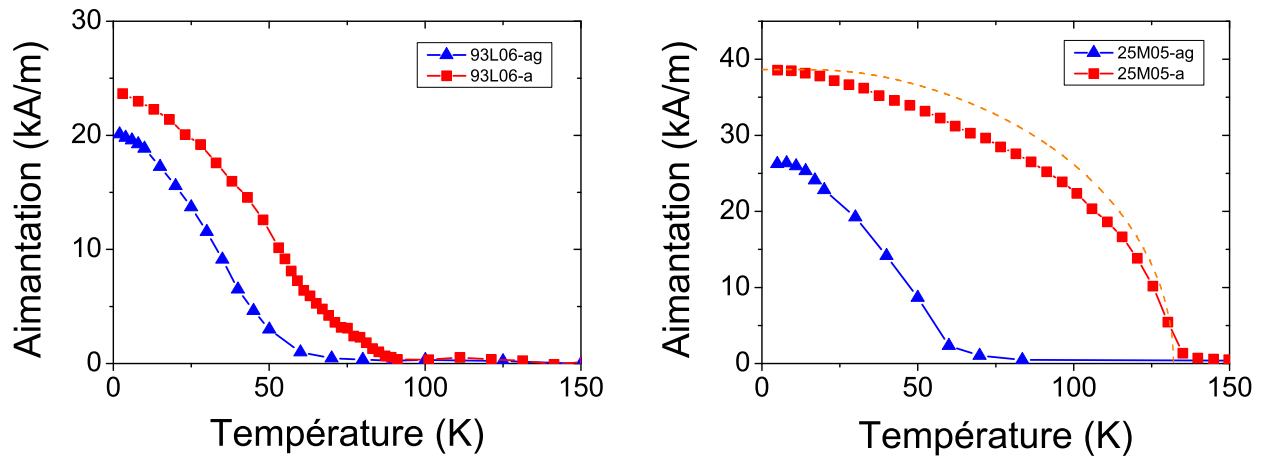


FIG. 1.7: Courbes d'aimantation à saturation des couches 93L06 et 25M05 en fonction de la température, obtenues par SQUID. Un champ magnétique perpendiculaire au plan des couches est appliqué lors du balayage en température. Sa valeur est 100 mT pour les couches 93L06, 60 mT pour la couche 25M05-ag et 25 mT pour la couche 25M05-a. L'aimantation de la couche 25M05-a suit approximativement une loi de Brillouin (courbe en tiretés oranges), tandis que l'aimantation des autres couches s'en écarte fortement.

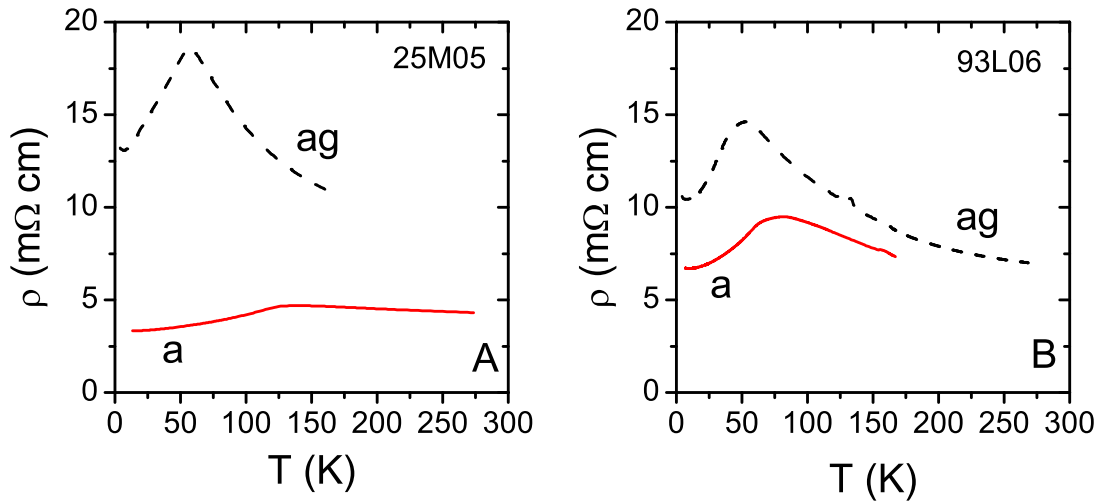


FIG. 1.8: Courbes de résistivité des couches 25M05 (A) et 93L06 (B) en fonction de la température, en pointillés celles des couches non recuite (ag) et en trait plein celles des couches recuites (a). La température de Curie correspond à peu près au maximum de résistivité.

température de Curie les fluctuations spatiales de spin deviennent plus importantes, ce qui conduit à un “scattering” des porteurs plus fort et donc à une augmentation de la résistivité [37] [38]. Quand la phase devient paramagnétique la couche retrouve un comportement de semi-conducteur et sa résistivité diminue avec la température. La température du maximum de résistivité correspond donc à peu près à la température de Curie. Les températures de Curie déterminées par cette méthode sont en accord avec celles qui sont déduites des courbes de SQUID. Ceci est compatible avec une augmentation de la densité ou de la mobilité des porteurs, ou bien des deux à la fois. Les mesures SQUID montrent également que l’effet du recuit est plus performant sur la couche 25M05.

## 1.4 Conclusion

Nous venons de voir à travers des mesures d’aimantation et de résistivité qu’un recuit améliorerait considérablement les propriétés électriques et magnétiques de GaMnAs. Il permet d’augmenter la température de Curie et l’aimantation à saturation. Ces améliorations sont cohérentes avec le processus d’élimination des manganèses interstitiels du volume du matériau qui se trouvent probablement piégés à la surface. L’épaisseur de la couche est un paramètre important dans l’efficacité du recuit. Plus une couche est fine, plus les améliorations apportées par le recuit sont importantes.

Nous allons maintenant nous intéresser aux propriétés microscopiques de GaMnAs par l’intermédiaire de l’étude des domaines magnétiques. Nous utilisons alors un dispositif expérimental d’imagerie par microscopie Kerr pour visualiser ces derniers. Le chapitre qui suit est destiné à présenter le principe de l’effet Kerr magnéto-optique ainsi que notre dispositif expérimental.

# Chapitre 2

## Imagerie par microscopie Kerr

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>23</b>
<b>2.2</b>	<b>Principe de l'effet Kerr magnéto-optique</b>	<b>24</b>
<b>2.3</b>	<b>Dispositif expérimental</b>	<b>26</b>
<b>2.4</b>	<b>Images Kerr</b>	<b>30</b>
2.4.1	Exemple d'image Kerr	30
2.4.2	Informations fournies par les images Kerr	32
2.4.3	Comparaison avec d'autres techniques expérimentales	32
<b>2.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>34</b>

---

### 2.1 Introduction

L'effet Kerr magnéto-optique a été découvert par John Kerr en 1877. Il a mis en évidence une rotation de la polarisation de la lumière après sa réflexion sur un matériau magnétique. La simplicité et la facilité avec laquelle on peut mesurer cet effet (il suffit de deux polariseurs) en ont très vite fait une technique expérimentale de premier choix et peu onéreuse pour l'étude des matériaux magnétiques.

Pour un matériau ferromagnétique par exemple, la température de Curie et le champ coercitif peuvent être déterminés facilement à partir de balayages thermiques et de cycles magnétiques. L'angle Kerr  $\theta_k$  et l'ellipticité Kerr  $\epsilon_k$  permettent de remonter à l'indice complexe “ $n$ ” du matériau. Ce dernier étant lui-même relié à la structure électronique du matériau, la mesure précise de l'effet Kerr permet de remonter, sinon aux bandes électroniques, au moins à leurs principales caractéristiques (énergies de gap, “splitting” Zeeman, niveau de Fermi ...) [39] [40].

Lorsqu'il est associé à une technique d'imagerie, l'effet Kerr permet d'observer la répartition spatiale de l'aimantation à la surface des matériaux. L'imagerie Kerr est donc utilisée principalement pour des matériaux présentant des domaines magnétiques tels que les matériaux ferro/ferri-magnétiques [41] [42] [43], les supraconducteurs [44] ... C'est à l'aide de cette technique que nous avons étudié les mécanismes de retournement de l'aimantation (chapitre 3), mesuré des tailles de domaines (chapitre 4) et les vitesses de déplacements de parois magnétiques (chapitre 5).

Dans une première partie, nous exposerons le principe de l'effet Kerr et les grandeurs du matériau auxquelles il est relié. Nous détaillerons dans une deuxième partie les caractéristiques de



notre dispositif expérimental. Puis dans la troisième partie nous présenterons un exemple d'image Kerr, et les diverses informations qu'il est possible d'en extraire.

## 2.2 Principe de l'effet Kerr magnéto-optique

L'effet magnéto-optique Kerr peut être décomposé en trois contributions fondamentales appelées effet Kerr transverse, longitudinal et polaire [45]. Disposant de couches ferromagnétiques à anisotropie perpendiculaire, notre dispositif expérimental est configuré pour exploiter l'Effet Magnéto-Optique Kerr Polaire (PMOKE) : l'angle d'incidence de la lumière  $i$  par rapport à la surface de la couche magnétique est nul, voir 2.1. Dans cette géométrie, le tenseur diélectrique  $\epsilon$  d'un matériau magnétique peut se mettre sous la forme [45] [46] :

$$\epsilon = \epsilon_q \begin{pmatrix} 1 & -iQ & 0 \\ iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

où  $\epsilon_q$  est la permittivité complexe du matériau et  $Q$  une constante complexe du matériau dont le module  $|Q| \ll 1$  est proportionnel à la composante  $M_z$  de l'aimantation. Le matériau est supposé isotrope en l'absence d'aimantation et donc les termes diagonaux sont égaux (pas de biréfringence).

La résolution des équations de Maxwell avec ce tenseur montre qu'il existe deux modes propres de propagation de la lumière [45] [47]. Ces deux modes, repérés par les indices “+” et “-”, ont comme vecteur d'onde complexe  $k_{+,-} = k(1 \pm \frac{1}{2}Q)$  et pour indice complexe  $n_{+,-} = n(1 \pm \frac{1}{2}Q)$ , où  $k = \frac{\omega}{c}n$  et  $n = \sqrt{\epsilon_q}$  sont respectivement le vecteur d'onde et l'indice complexe du matériau en l'absence d'aimantation.

Dans le cas général le faisceau incident n'est pas normal à la surface et il faut alors faire la distinction entre les polarisations “s” et “p”, respectivement perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence. Dans la base (s,p) (voir figure 2.1) la matrice de réflexion  $R$  s'écrit alors :

$$R = \begin{pmatrix} \tilde{r}_{pp} & \tilde{r}_{ps} \\ \tilde{r}_{sp} & \tilde{r}_{ss} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{pp} e^{i\phi_{pp}} & r_{ps} e^{i\phi_{ps}} \\ r_{sp} e^{i\phi_{sp}} & r_{ss} e^{i\phi_{ss}} \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

où  $\tilde{r}_{pp}$ ,  $\tilde{r}_{ps}$ ,  $\tilde{r}_{sp}$  et  $\tilde{r}_{ss}$  sont les coefficients de Fresnel.

Dans la géométrie PMOKE, les directions de polarisation “s” et “p” sont équivalentes (symétrie de rotation autour de l'axe  $z$ ) et on a

$$\tilde{r}_{pp} = \tilde{r}_{ss} \quad (2.3)$$

$$\tilde{r}_{sp} = \tilde{r}_{ps}. \quad (2.4)$$

De plus, moyennant l'hypothèse simplificatrice d'une perméabilité magnétique relative du matériau égale à 1 et en négligeant les réflexions multiples de la lumière aux interfaces de la couche, les coefficients de Fresnel s'écrivent

$$\tilde{r}_{pp} = \frac{n-1}{n+1} \quad (2.5)$$

$$\tilde{r}_{sp} = \frac{inQ}{(1+n)^2}. \quad (2.6)$$

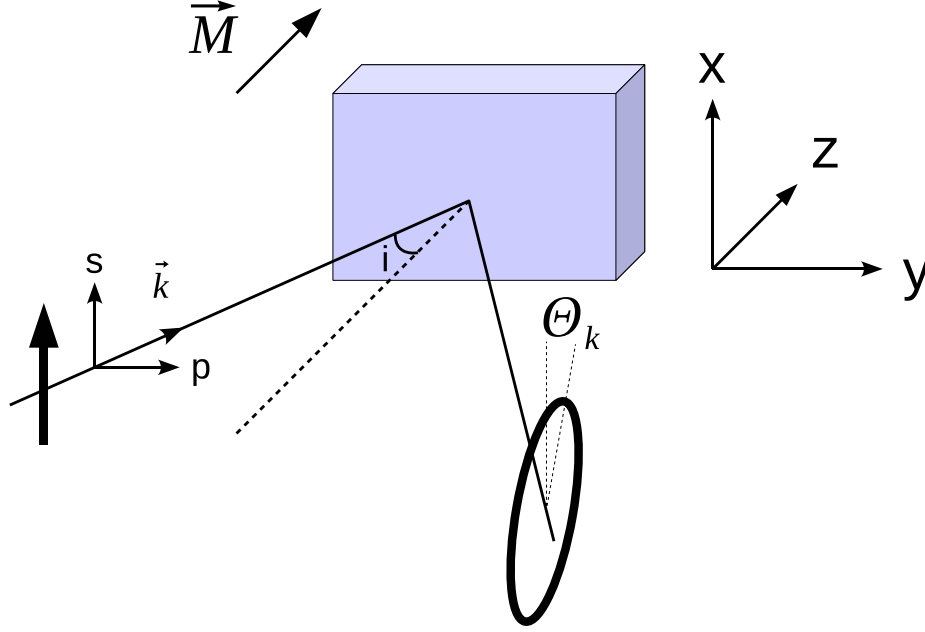


FIG. 2.1: Géométrie générale utilisée en configuration MOKE. La configuration PMOKE (Effet Magnéto-Optique Kerr Polaire), utilisée pour étudier des matériaux à aimantation perpendiculaire, correspond au cas  $i = 0$  : le vecteur d'onde de la lumière  $\vec{k}$  est normal à la surface de la couche et parallèle à l'aimantation  $\vec{M}$  du matériau.

Calculons le champ électrique d'une onde, initialement de polarisation linéaire, après sa réflexion sur la surface d'une couche magnétique. Le champ électrique de l'onde incidente est

$$\vec{E} = E_0 \cos(\omega t) \vec{u}_s. \quad (2.7)$$

Après réflexion sur la couche magnétique, la polarisation de l'onde est devenue approximativement elliptique. Son champ électrique s'écrit :

$$\vec{E}_r = E_0 (r_{pp} \cos(\omega t) \vec{u}_s + r_{sp} \cos(\omega t) \cos(\phi_{pp} - \phi_{sp}) \vec{u}_p + r_{sp} \sin(\omega t) \sin(\phi_{pp} - \phi_{sp}) \vec{u}_p). \quad (2.8)$$

Les deux premiers termes permettent de calculer l'angle de rotation  $\theta_K$  du grand axe de l'ellipse par rapport à la polarisation linéaire incidente, tandis que l'ellipticité se calcule à partir du premier et du troisième terme. On obtient ainsi :

$$\tan(\theta_K) = \frac{r_{sp}}{r_{pp}} \cos(\phi_{pp} - \phi_{sp}) = \Re \left( \frac{\tilde{r}_{sp}}{\tilde{r}_{pp}} \right) \quad (2.9)$$

$$\epsilon_K = \frac{r_{sp}}{r_{pp}} \sin(\phi_{pp} - \phi_{sp}) = \Im \left( \frac{\tilde{r}_{sp}}{\tilde{r}_{pp}} \right). \quad (2.10)$$

De plus, on a

$$\frac{r_{sp}}{r_{pp}} = \left| \frac{n}{n^2 - 1} \right| |Q| \propto M_z. \quad (2.11)$$

L'ellipticité et l'angle Kerr sont donc proportionnels à la composante perpendiculaire de l'aimantation  $M_z$ .

Dans la pratique l'effet Kerr est très facilement exploité grâce à un jeu de polariseur/analyseur. En effet, en disposant sur le trajet de la lumière un polariseur et un analyseur décroisés d'un angle  $\alpha$ , le premier avant et le second après la réflexion de la lumière sur la couche magnétique, l'intensité lumineuse après l'analyseur s'écrit

$$I = \frac{1}{4} E_0^2 r_{pp}^2 (\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha (\tan^2 \theta_K + \epsilon_K^2) - \sin 2\alpha \tan \theta_K). \quad (2.12)$$

Le terme " $\cos^2 \alpha (\tan^2 \theta_K + \epsilon_K^2)$ " est proportionnel à  $M_z^2$  et le terme " $\sin 2\alpha \tan \theta_K$ " est proportionnel à  $M_z$ . Ainsi seul ce second terme dépend du sens de l'aimantation. C'est pour l'imagerie ce terme qui est à l'origine du "contraste magnétique".

$\theta_K$  est directement relié à l'indice optique du matériau, ainsi la rotation Kerr peut dépendre de sa longueur d'onde, c'est ce que montre la figure 2.2. Il convient donc d'effectuer des mesures spectroscopiques de  $\theta_K$  afin de sélectionner la longueur d'onde optimum. Précisons cependant qu'un dispositif expérimental présente lui-même une courbe de réponse en fonction de la longueur d'onde, et donc la longueur d'onde choisie pour l'étude de la couche ne correspond pas forcément à celle pour laquelle la rotation Kerr est maximum.

Lorsque la rotation Kerr intrinsèque du matériau n'est pas suffisamment importante par rapport à la sensibilité du dispositif expérimental (surtout pour l'imagerie Kerr), on dépose sur la surface du matériau une couche magnéto-optique qui amplifie l'effet Kerr de la couche [48] [49] [50]. Dans notre cas, l'effet Kerr intrinsèque des couches de GaMnAs est largement suffisant pour que les couches soient étudiées directement.

## 2.3 Dispositif expérimental

Notre dispositif expérimental est analogue à un microscope optique à lumière polarisée. Un schéma du dispositif est donnée sur la figure 2.3 et une photographie sur la figure 2.4.

Une première lentille  $L_1$  permet de focaliser les rayons lumineux d'une source blanche sur un diaphragme d'ouverture. Un filtre interférentiel F permet alors de sélectionner une longueur d'onde d'étude et un polariseur P rend la polarisation de la lumière linéaire. Le faisceau est alors envoyé sur un objectif de microscope  $L_3$  via un cube séparateur. Après réflexion sur la surface de l'échantillon, le faisceau lumineux repasse par l'objectif de microscope  $L_3$  et sa polarisation est analysée avec l'analyseur A. Ensuite la lentille  $L_4$  forme une image de la surface de l'échantillon sur la caméra CCD.

L'échantillon est enfermé dans un cryostat à température variable muni d'une fenêtre optique. Une bobine génère un champ magnétique orienté perpendiculairement à la surface de l'échantillon.

### Caractéristiques du matériel

La **source blanche** est une lampe halogène à incandescence de 100 Watt alimentée par une alimentation régulée en courant. Cette dernière permet d'obtenir une intensité lumineuse stable dans le temps et sans dérive.

Le **filtre interférentiel** est choisi de manière à obtenir le meilleur contraste possible sur les images Kerr. Pour nos échantillons les meilleurs contrastes sont obtenus pour des longueurs d'onde comprises entre 600 et 700 nm.

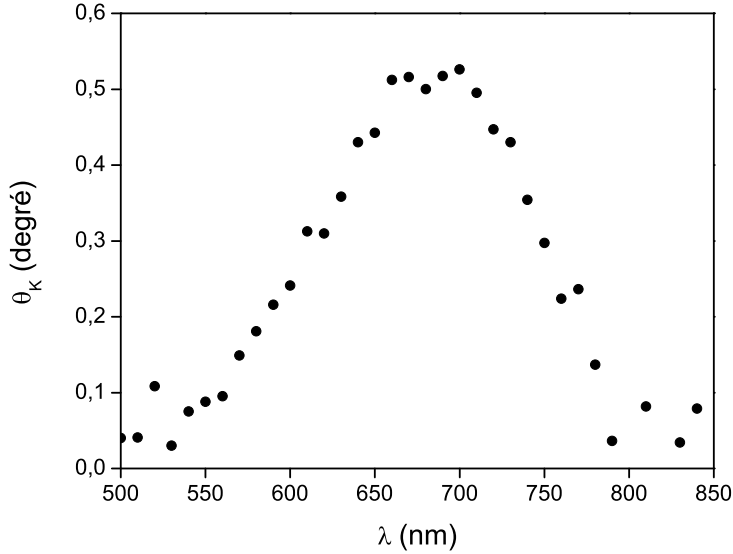


FIG. 2.2: Spectre de rotation Kerr  $\theta_K$  de la couche 25M05-a à 20 K. Ce spectre est obtenu grâce à un modulateur photo-élastique et une détection synchrone (dispositif expérimental similaire dans le principe de fonctionnement à celui utilisé dans [39]).

Le **couple polariseur/analyseur** est choisi pour bien croiser à la longueur d'onde d'étude. Le contraste dépend de l'angle de décroisement du polariseur et de l'analyseur. Dans notre cas, les meilleurs contrastes sont obtenus pour un décroisement d'une dizaine de degrés.

L'**objectif de microscope** a une ouverture numérique de 0,4. C'est un objectif à grande distance frontale (12 mm). Il est corrigé pour focaliser à travers une lame de verre d'épaisseur 1,8 mm. Il a été sélectionné pour son faible taux de dépolarisation.

Le **cryostat** est un modèle HiRes Cryostat II de chez Oxford Instruments. Une photographie est présentée sur la figure 2.5. Il fonctionne à flux d'hélium et permet une mise en froid très rapide (en 1/4 d'heure une température de 3 K est atteinte). L'échantillon est refroidi par contact. Il est collé avec de la laque d'argent sur un pilier cylindrique en cuivre d'une quinzaine de cm de haut pour un diamètre de 1,5 cm. L'échantillon, situé à l'extrémité du pilier, peut ainsi être placé au centre de la bobine, là où le champ magnétique est le plus homogène. Le contrôle du flux d'hélium et l'asservissement d'une résistance de chauffage permettent de réguler la température de l'échantillon et de la faire varier entre 3K et l'ambiante. Le cryostat est fermé par une fenêtre optique. La fenêtre d'origine a été remplacée au cours des expériences par une fenêtre antireflet d'épaisseur appropriée pour l'objectif de microscope. Il est à noter que ce cryostat est conçu de manière à minimiser les déplacements latéraux de l'échantillon lors de changements de température.

La **bobine** est alimentée par une alimentation bipolaire (courant positif et négatif). Elle génère un champ magnétique perpendiculaire à la surface des couches étudiées. L'induction magnétique a été étalonnée à l'aide d'une sonde à effet Hall et d'un gaussmètre. Elle atteint au maximum 70 mT au niveau de l'échantillon lorsque 12 ampères circulent dans la bobine. Le temps de montée totale du champ magnétique est d'environ 150 millisecondes.

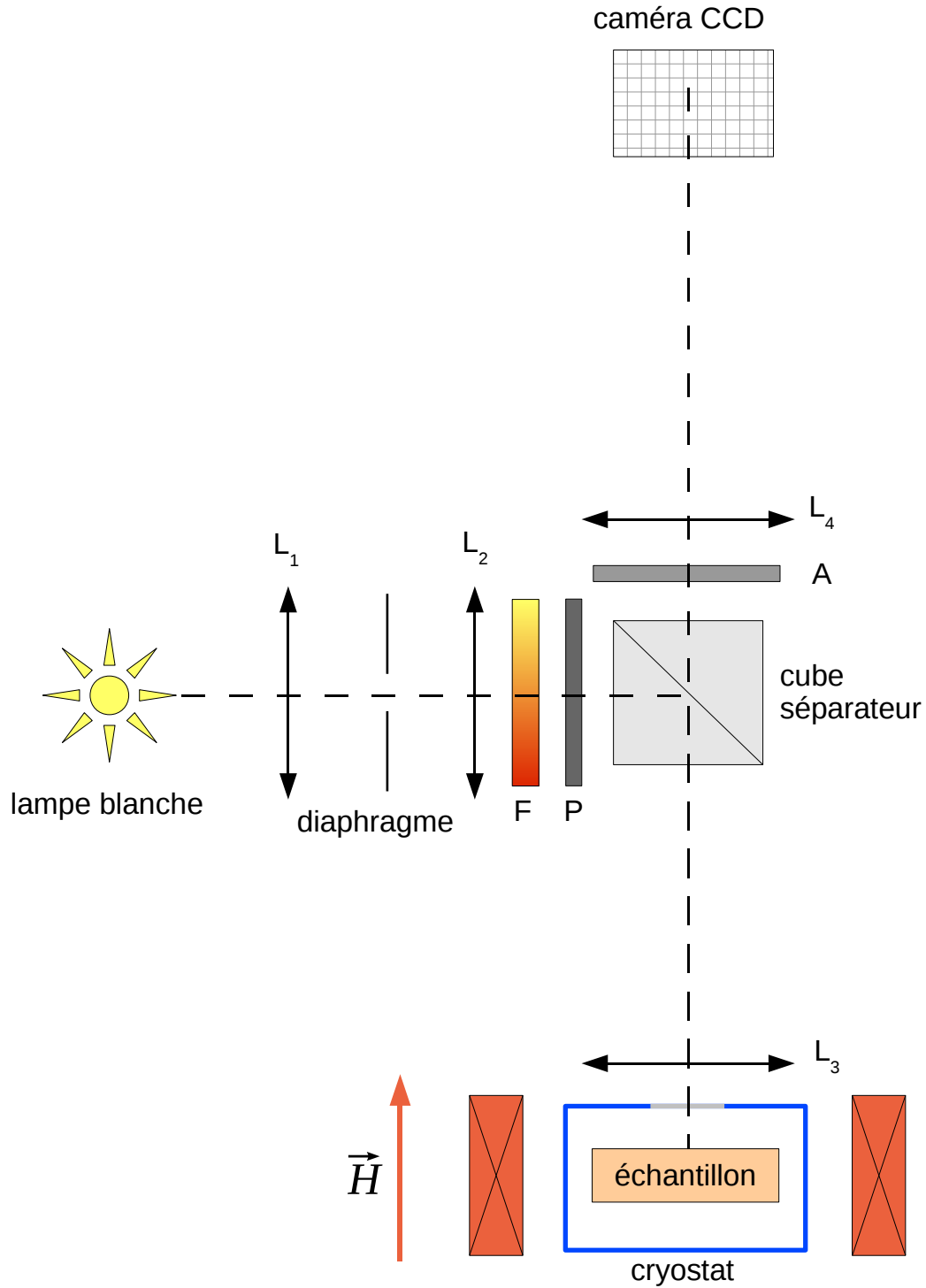


FIG. 2.3: Schéma du dispositif expérimental d'imagerie Kerr :  $L_1$ ,  $L_2$  et  $L_4$  sont des lentilles,  $L_3$  est un objectif de microscope,  $F$  est un filtre interférentiel,  $A$  et  $P$  sont des polariseurs.

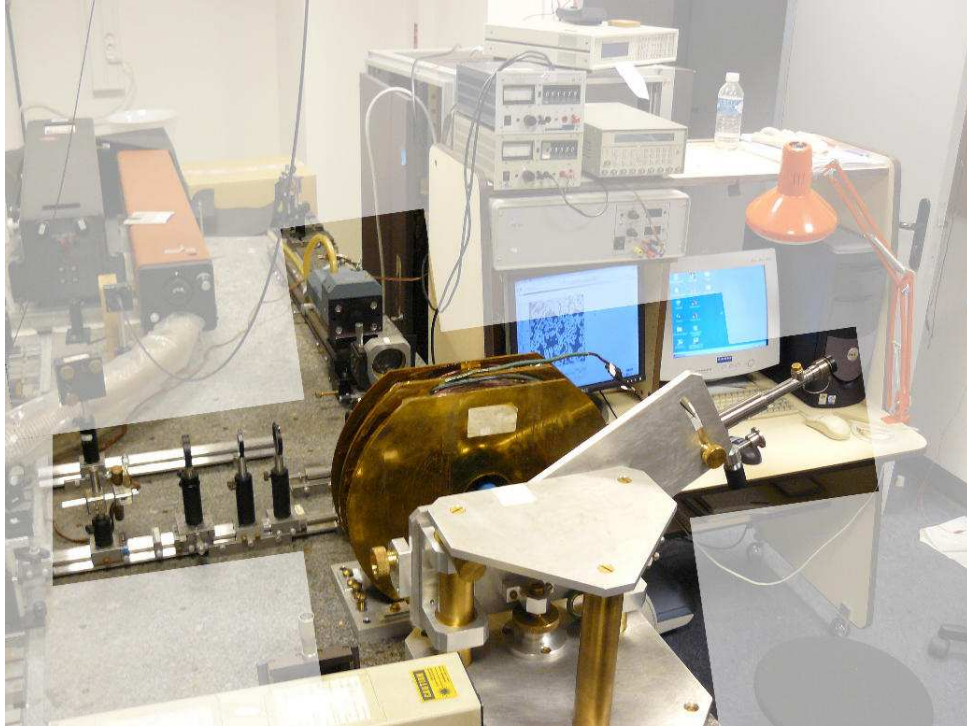


FIG. 2.4: Photographie du dispositif expérimental d'imagerie Kerr (au premier plan le support de cryostat et la bobine).



FIG. 2.5: Photographie du cryostat à température variable (modèle HiRes Cryostat II Oxford Instrument). Taille du cryostat : 50 cm  $\times$  15 cm  $\times$  15 cm.

La **caméra CCD** est de la marque Andor (modèle DH534-18H-03 à intensificateur de brillance). Elle possède  $1024 \times 1024$  pixels. En fonctionnement standard l'intervalle de temps entre deux prises d'image consécutives est d'environ 2 secondes.

La résolution et l'échelle spatiale ont été étalonnées à partir d'un réseau gravé de pas connu. La résolution est d'environ  $r = 1,3 \mu\text{m}$ . La surface d'observation est  $536 \mu\text{m} \times 536 \mu\text{m}$ . La résolution est essentiellement donnée par la limite de diffraction de l'objectif lorsque la fenêtre de cryostat optimisée est utilisée (critère de Rayleigh). Le grandissement (rapport des distances focales de la lentille  $L_4$  et de l'objectif de microscope  $L_3$ ) est de l'ordre de 20. Il a été choisi pour imager la tache de diffraction (d'un objet ponctuel) sur 2 à 3 pixels de façon à ce que la résolution soit limitée par l'objectif et non par la taille des pixels de la caméra.

## 2.4 Images Kerr

### 2.4.1 Exemple d'image Kerr

L'image 2.6 est un exemple d'image Kerr. Cette dernière est obtenue en utilisant le protocole suivant : l'aimantation a été saturée dans un champ de 60 mT, puis le champ a été ramené au voisinage du champ coercitif et une image Kerr a alors été enregistrée.

Afin de rendre les images plus contrastées et de les corriger de certaines inhomogénéités spatiales d'intensité (éclairage non homogène, variations spatiales du coefficient de réflectivité, réponse de la caméra ...), les images sont toutes normalisées par une image de référence prise dans les mêmes conditions d'acquisition (même temps d'exposition, même intensité d'éclairage ...) mais sur laquelle l'aimantation est homogène (pas de domaines magnétiques). On obtient ainsi l'image 2.7. Le domaine magnétique, en noir, apparaît plus contrasté que précédemment. Cette technique pour améliorer le contraste est très usuelle en imagerie Kerr. Nous utilisons une division d'image, mais la soustraction d'image fournirait un résultat similaire.

En effet, dans le cas d'une soustraction l'intensité  $I_s$  sur l'image obtenue s'écrit

$$I_s = I(+M_z) - I(-M_z) = \frac{1}{2} E_0^2 r_{pp}^2 \sin 2\alpha \tan \theta_K = I_0 \sin 2\alpha \tan \theta_K. \quad (2.13)$$

Dans le cas d'une division et pour  $\alpha \ll \pi/2$ ,  $\theta_K \ll \pi/2$ ,  $\epsilon_K \ll 1$ , l'intensité  $I_d$  de l'image normalisée s'écrit

$$I_d = \frac{I(+M_z)}{I(-M_z)} = 1 + 2 \tan \alpha \tan \theta_K. \quad (2.14)$$

La soustraction et la division possèdent chacune leurs avantages et inconvénients. La soustraction permet d'obtenir une image sur laquelle l'intensité  $I_s$  est directement proportionnelle à  $M_z$ , cependant toute inhomogénéité spatiale d'intensité (provoqué par un éclairage non uniforme, réponse de la caméra ...) ne sera pas corrigée ( $I_0 = I_0(\vec{r})$ ). La division d'image permet de supprimer cette inhomogénéité d'intensité mais l'intensité  $I_d$  n'est pas proportionnelle à  $M_z$ .

Dans notre cas, nous avons besoin de corriger l'inhomogénéité d'éclairage (voir image 2.6), c'est la raison pour laquelle nous avons choisi la division d'image.

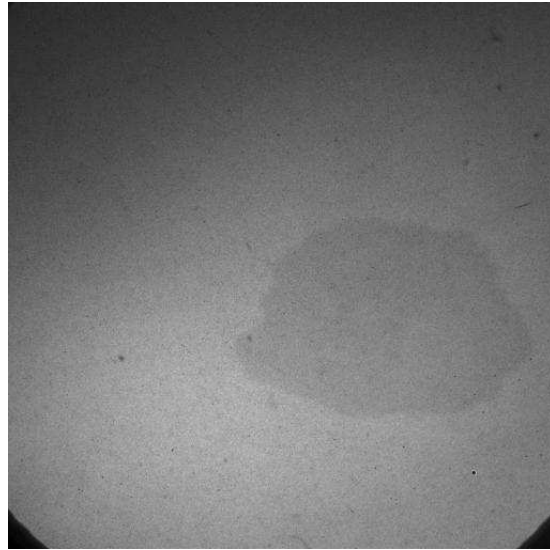


FIG. 2.6: Image de la surface d'une couche de GaMnAs. La zone sombre correspond à un domaine magnétique dans lequel l'aimantation s'est retournée. Les deux petits triangles noirs situés aux coins inférieurs sont dûs à un mauvais alignement du capteur CCD et de la photocathode d'entrée, il ne s'agit pas d'un effet magnéto-optique. Taille de l'image :  $536 \mu\text{m} \times 536 \mu\text{m}$ .

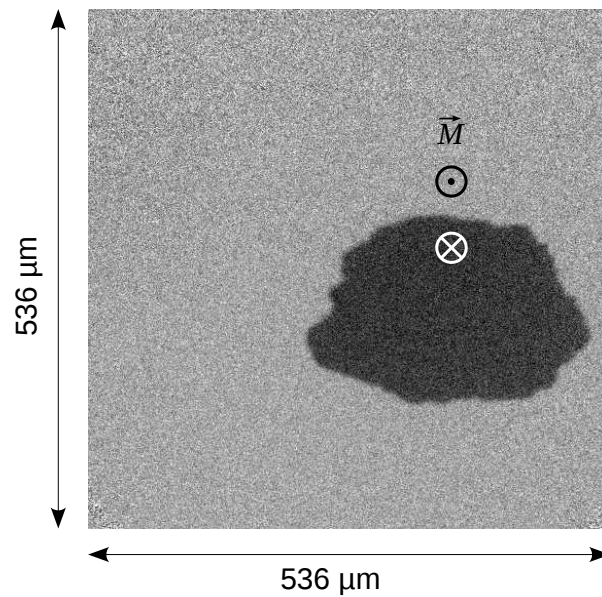


FIG. 2.7: Image résultant de la division de l'image 2.6 par une image de référence. Ceci permet d'éliminer les problèmes d'inhomogénéité spatiale d'éclairage et de réponse de la caméra. De plus, le contraste entre les zones “ $+M_z$ ” et “ $-M_z$ ” est grandement amélioré.



## 2.4.2 Informations fournies par les images Kerr

### *Informations microscopiques*

Une image Kerr fournit de nombreux renseignements qui permettent de comprendre les processus de retournement de l'aimantation. À partir de la forme des domaines magnétiques et de leur orientation, il est possible de déterminer s'il existe des directions privilégiées de retournement de l'aimantation dans le matériau. La taille et la densité de domaines renseignent sur le processus de retournement de l'aimantation. Le basculement peut en effet s'opérer par de multiples nucléations, par agrandissement de quelques domaines ou encore par retournement cohérent de la couche. Il est également possible de déterminer le processus à l'origine des nucléations à partir de tests de reproductibilité. Si le même protocole expérimental est répété et qu'un domaine nucléé à chaque fois à une même valeur de champ magnétique et au même endroit, alors il existe dans le matériau un "point faible" qui favorise la nucléation : il s'agit d'un défaut. La position de la nucléation repère alors son emplacement.

Sur l'image 2.7 par exemple, un seul domaine (en noir) d'une taille caractéristique de  $250\ \mu\text{m} \times 250\ \mu\text{m}$  a nucléé. Sa forme est relativement isotrope : pas de carré, de triangle, ou encore d'hexagone . . . il n'y a donc pas de direction privilégiée de croissance du domaine. Le fait qu'il n'y ait qu'un seul domaine sur une zone de  $536\ \mu\text{m}$  par  $536\ \mu\text{m}$  indique que la nucléation de domaine est un événement rare et que le retournement de l'aimantation s'effectue essentiellement par expansion de domaines. Des tests de reproductibilité nous montreraient que ce domaine nucléé à chaque retournement de l'aimantation, indiquant donc un processus de nucléation assisté par les défauts.

### *Informations macroscopiques*

Les images Kerr fournissent beaucoup d'informations microscopiques, il est également assez facile d'en obtenir des informations macroscopiques. L'exemple le plus simple est celui du cycle d'hystérésis. Il est obtenu simplement en enregistrant des images lors d'un balayage en champ magnétique puis en moyennant l'intensité totale de chaque l'image. Ainsi sur le cycle d'hystérésis de la figure 2.8, à chaque point correspond une image Kerr. Les niveaux "haut" et "bas" correspondent respectivement aux couleurs "gris" et "noir" de l'image 2.7. De par sa forme, un cycle d'hystérésis permet de déterminer le champ coercitif (champ pour lequel l'aimantation moyenne macroscopique est nulle) et la nature du matériau magnétique. Un matériau dur aura un cycle carré, alors que pour un matériau doux il sera allongé.

La température de Curie  $T_C$  peut être déterminée en effectuant des cycles d'hystérésis à différentes températures. Elle correspond alors à la température pour laquelle le cycle d'hystérésis disparaît.

## 2.4.3 Comparaison avec d'autres techniques expérimentales

Il existe d'autres techniques expérimentales d'imagerie pour observer les domaines magnétiques. On peut ainsi citer des dispositifs à sonde locale comme les MFM ("Magnetic Force Microscope"), SSM ("Scanning SQUID Microscope") [51], SHPM ("Scanning Hall probe microscope") [52] . . . Une sonde micrométrique (SSM, SHPM) ou nanométrique (MFM), sensible à un champ magnétique, est déplacée au-dessus de la surface du matériau. La sonde renvoie alors un signal proportionnel au champ magnétique local émanant du matériau, ce qui permet de dresser une cartographie magnétique de la surface du matériau.

La résolution de ces dispositifs est directement corrélée à la taille de la sonde. Elle est environ d'une dizaine de nm pour un MFM, 300 nm pour un SHPM et quelques  $\mu\text{m}$  pour un SSM. De ce

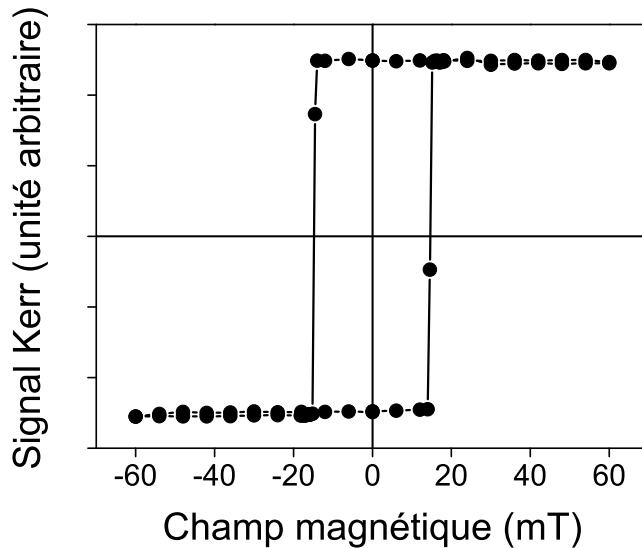


FIG. 2.8: Cycle d’hystérésis obtenu par effet Kerr. Chaque point du cycle correspond à une image Kerr dont l’intensité a été moyennée.

point de vue, seul le MFM présente un avantage certain par rapport à la microscopie Kerr. En fait, le principal attrait des sondes locales réside dans leur haute sensibilité au champ magnétique (un SSM est, par exemple, sensible à un dixième de nT). Elles permettent donc d’étudier des matériaux très faiblement aimantés qui ne présenteraient pas une rotation Kerr suffisante pour l’imagerie Kerr.

Cependant, les sondes à balayage possèdent deux gros inconvénients : leur lenteur d’acquisition et la surface imagée restreinte. En effet, la durée d’acquisition d’une image est typiquement la minute, et peut atteindre le quart d’heure dès que la surface sondée mesure quelques  $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ . À l’opposé, en microscopie Kerr la durée d’acquisition est de quelques secondes, et la taille de la zone observée peut être modifiée de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  à environ 1 mm sans modifier la durée d’acquisition. S’ajoute également le fait que les sondes à balayages nécessitent une surface très propre puisqu’elles la survolent de très près. De plus, il peut se rajouter des complications expérimentales lorsqu’il faut associer ces sondes à balayage avec des techniques de cryogénie.

Les sondes à balayages apparaissent donc comme des outils à utiliser en complémentarité de l’imagerie Kerr.

Des cycles d’hystérésis peuvent aussi être obtenus à partir des mesures de résistivité ou encore à partir de mesure de SQUID (Superconducting Quantum Interference Device). Un SQUID permet d’enregistrer des cycles d’hystérésis et de mesurer l’aimantation à saturation  $M_s$  d’un matériau en fonction de la température, là où l’imagerie Kerr ne fournit qu’un signal proportionnel à  $M_s$ . D’un autre côté, un SQUID est sensible à la totalité du matériau, substrat et couches intermédiaires y compris, et ceci doit donc être pris en compte dans le traitement des résultats obtenus. L’imagerie Kerr, en revanche, n’est sensible qu’à la surface du matériau. L’imagerie Kerr s’avère adaptée à l’étude de couches ultraminces de moins de 1 nm [53], alors qu’un SQUID serait incapable d’en mesurer l’aimantation, à cause du volume trop faible de la couche magnétique. Les mesures de résistivité permettent d’obtenir des cycles d’hystérésis très facilement avec une acquisition aussi rapide que celle de la microscopie Kerr. Cependant, alors qu’en imagerie Kerr les couches peuvent

être étudiées directement, les mesures de résistivité nécessitent de disposer d'un atelier de gravure afin de préparer des croix de Hall.

## **2.5 Conclusion**

Nous venons de voir que l'imagerie Kerr est une technique simple mais efficace qui permet de récolter une multitude d'informations sur les processus de renversement de l'aimantation d'un matériau. Nous allons maintenant mettre à profit notre dispositif expérimental pour étudier les domaines magnétiques dans des couches de GaMnAs à aimantation perpendiculaire.

## Chapitre 3

# Structure des domaines magnétiques dans GaMnAs à aimantation perpendiculaire : effet d'un recuit

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>35</b>
<b>3.2</b>	<b>Anisotropie magnétique</b>	<b>36</b>
<b>3.3</b>	<b>Topographie de surface</b>	<b>38</b>
<b>3.4</b>	<b>Structure des domaines magnétiques</b>	<b>41</b>
3.4.1	Couches non recuites	41
3.4.2	Couches recuites	44
3.4.3	Interprétation qualitative	44
3.4.4	Défauts	46
<b>3.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>48</b>

---

### 3.1 Introduction

Différentes structures de domaines magnétiques sont rencontrées dans les matériaux ferromagnétiques. Pour les grenats par exemple, les domaines sont souvent arrangés périodiquement et ont des formes de bulles ou de lamelles [42] ; pour les métaux ce sont habituellement les défauts structuraux qui contrôlent la forme des domaines et leur arrangement [43] [54].

Pour GaMnAs peu d'études ont été menées sur la structure des domaines magnétiques et les processus de retournement de l'aimantation. Nous avons vu au chapitre 1 qu'un recuit modifiait la température de Curie et la densité de porteurs. Quel est son effet sur l'organisation en domaines ? Les structures en domaines sont-elles auto-organisées ou contrôlées par l'ancrage ?

Les premières études de la formation des domaines dans GaMnAs ont été réalisées en 2000 sur des couches à aimantation perpendiculaire [55] et en 2003 sur des couches à aimantation planaire [50]. Dans les couches à aimantation planaire, la taille des domaines magnétiques s'étend de quelques micromètres à quelques millimètres [56] [50]. L'étude de l'effet d'un recuit sur la structure des domaines magnétiques a montré qu'après recuit la taille des domaines magnétiques est augmentée [56]. Dans des couches à aimantation perpendiculaire, des domaines magnétiques de

plusieurs centaines de  $\mu\text{m}$  ont été observés [35]. En revanche aucune étude de l’effet d’un recuit sur les domaines magnétiques n’a été effectuée pour de telles couches.

Ce chapitre est donc consacré à l’étude des processus de retournement de l’aimantation dans des couches minces de GaMnAs à aimantation perpendiculaire et des modifications apportées par un recuit. Dans une première partie nous présenterons des cycles d’hystérésis qui nous permettront de déterminer le type d’anisotropie des couches (aimantation planaire ou perpendiculaire) et les champs coercitifs. Nous compléterons la caractérisation des couches par des mesures de microscopie à force atomique qui nous fourniront la topographie de surface des couches. Dans une seconde partie, nous utiliserons les images Kerr pour décrire en détail les différentes étapes du retournement de l’aimantation des couches non recuites et recuites. Nous montrerons alors que le recuit induit un renforcement de l’anisotropie uniaxiale et rend l’expansion des domaines isotrope. Nous terminerons en montrant que le retournement de l’aimantation est entièrement contrôlé par différents types de défauts que nous caractériserons.

## 3.2 Anisotropie magnétique

Nous avons effectué des cycles d’hystérésis magnétiques afin de déterminer le type d’anisotropie des couches (aimantation planaire ou perpendiculaire) et les champs magnétiques de basculement de l’aimantation. Deux protocoles ont été utilisés pour les enregistrer. Le premier consiste à balayer continûment le champ magnétique et à le stabiliser au moment des prises d’images, le second à envoyer des impulsions de champ entre lesquelles sont prises les images. La figure 3.1 montre schématiquement la variation temporelle du champ magnétique pour les deux protocoles.

Si nous pouvons utiliser le second protocole c’est parce que certaines couches de GaMnAs étudiées présentent un effet “mémoire”. La configuration des domaines, adoptée en champ magnétique non nul, reste figée lorsque le champ magnétique est coupé. Nous avons ainsi vérifié qu’en champ externe nul, les domaines étaient stables sur une durée de plus de 5 heures.

Le second protocole (cycle à impulsions) est préféré au premier pour deux raisons. La première est que sous champ magnétique les domaines magnétiques évoluent de manière dynamique. Si les temps d’exposition pour les prises d’images ( $\approx 1\text{s}$ ) sont trop longs par rapport au temps nécessaire aux parois pour se déplacer sur une distance de l’ordre de la résolution spatiale, les images seront floues et difficilement exploitables. Le fait de figer l’aimantation, et donc les domaines magnétiques, permet d’une part d’obtenir des images nettes et d’autre part nous laisse choisir le temps d’exposition approprié pour qu’elles soient suffisamment contrastées. La seconde raison qui nous fait préférer les cycles à impulsions est la présence d’un effet Faraday des éléments optiques du dispositif expérimental (fenêtre de cryostat et objectif de microscope). Lorsqu’ils sont soumis à un champ magnétique, ils provoquent une rotation Faraday de la polarisation de la lumière proportionnelle au champ magnétique qui se rajoute à la rotation Kerr des couches de GaMnAs. En prenant les images à champ nul, cet effet Faraday est nul et n’apparaît alors pas sur les images prises. La figure 3.2 montre l’impact de l’effet Faraday sur l’allure d’un cycle d’hystérésis.

Pour les trois couches 25M05-a, 93L06-ag et 93L06-a nous avons utilisé des cycles à impulsions pour l’enregistrement des cycles d’hystérésis. Pour la couche 25M05-ag nous avons utilisé un balayage en champ continu. Les cycles ont alors été traités pour retrancher la contribution Faraday du dispositif expérimental. La durée typique entre deux prises d’image consécutives est 5 secondes. Les cycles d’hystérésis obtenus sont présentés sur la figure 3.3 pour les échantillons 93L06 et sur la figure 3.4 pour les couches 25M05. Les températures de Curie des 4 couches, repérées par la température à laquelle le cycle d’hystérésis disparaît (largeur et amplitude du cycle nulle) sont cohérentes avec celles déduites des mesures de SQUID et de résistivité.

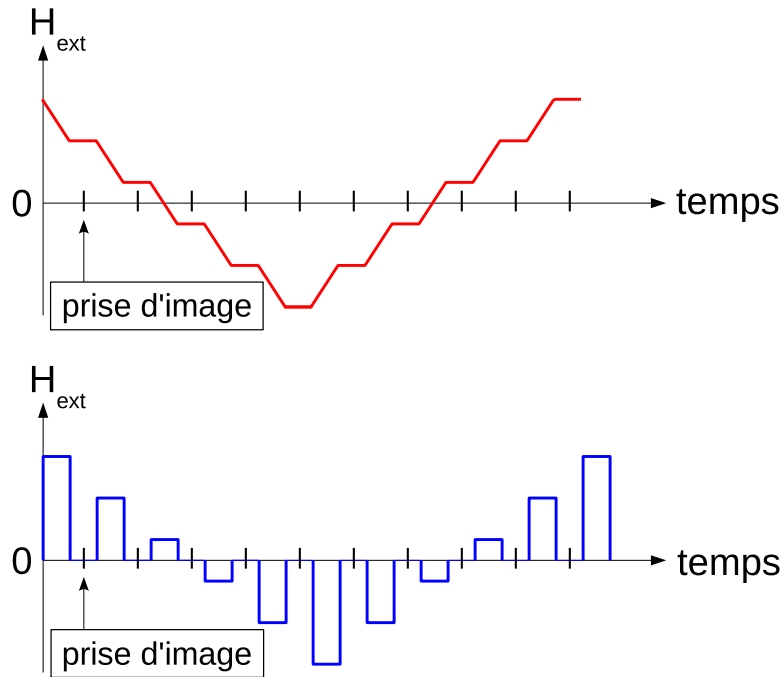


FIG. 3.1: Protocoles expérimentaux utilisés pour l'acquisition des cycles d'hystérésis. La courbe rouge (graphique du haut) correspond à une variation continue du champ magnétique, le champ est stabilisé au moment de la prise d'image. La courbe en bleue (graphique du bas) correspond à un cycle à impulsions, l'image est enregistrée en champ nul.

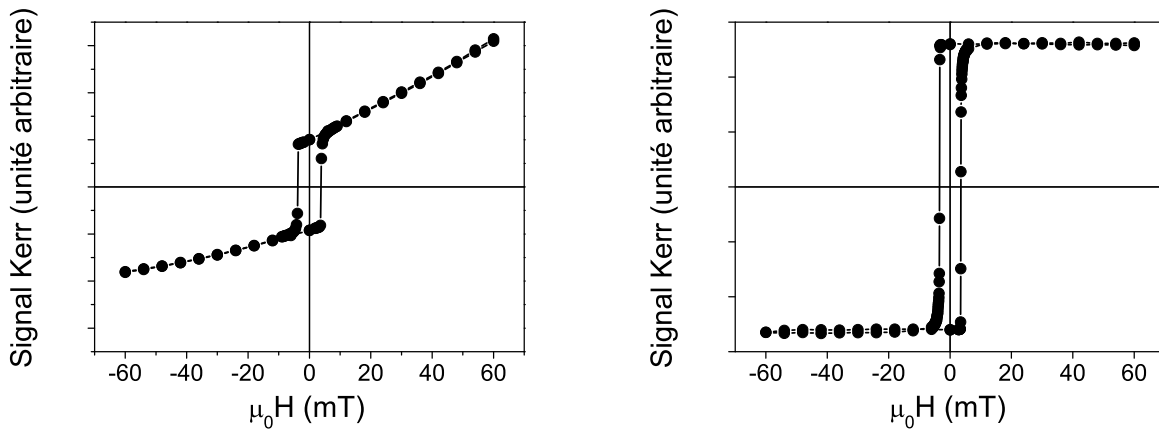


FIG. 3.2: Cycles d'hystérésis obtenus avec les protocoles représentés sur la figure 3.1. À gauche, cycle d'hystérésis obtenu avec une variation continue du champ magnétique. L'effet Faraday des éléments optiques rajoute une contribution essentiellement proportionnelle au champ magnétique appliqué. À droite, cycle obtenu avec des impulsions de champ.

À 3 K, les couches 93L06-ag (non recuite) et 93L06-a (recuite) présentent des cycles d’hystérésis très similaires. Leur forme carrée est caractéristique d’une anisotropie uniaxiale : l’axe de facile aimantation est perpendiculaire au plan des couches. Les champs coercitifs, très voisins pour les deux couches, sont d’environ 15 mT. En augmentant la température, l’amplitude du signal MOKE et la largeur des cycles décroissent mais les cycles d’hystérésis conservent leur forme carrée jusqu’à la température de Curie.

Si le recuit n’a pas d’effet notable sur les cycles d’hystérésis de la couche 93L06 il en va autrement pour les couches 25M05. En effet, la couche 25M05-ag se distingue de manière originale puisqu’elle présente deux types d’anisotropie suivant la température. Comme le montre la figure 3.4, à 3 K le cycle d’hystérésis comporte 2 lobes. Comme nous le verrons par la suite, les images Kerr montrent qu’à champ nul l’aimantation est dans le plan de la couche. La couche 25M05-ag possède alors une anisotropie planaire. Cette anisotropie est relativement faible car un champ magnétique d’une trentaine de mT suffit à redresser l’aimantation hors du plan. En augmentant la température, l’axe de facile aimantation bascule progressivement hors du plan et le cycle d’hystérésis devient carré. À partir de 30 K et jusqu’à  $T_C$ , le cycle d’hystérésis est carré et l’anisotropie perpendiculaire. Après recuit la couche 25M05 retrouve un comportement plus classique, ses cycles d’hystérésis, carrés quelle que soit  $T$ , témoignent d’une anisotropie perpendiculaire à toutes températures  $T < T_C$ .

Le recuit a donc fortement renforcé l’anisotropie perpendiculaire. Ce résultat est en accord qualitatif avec les calculs de Dietl *et al.* [23], qui prévoient une augmentation des constantes d’anisotropie avec l’augmentation de la densité de porteurs ; or nous avons vu qu’un recuit avait pour effet une augmentation de la densité de porteurs.

Une comparaison entre les couches 25M05-ag et 93L06-ag montre que la couche 93L06-ag a une plus forte anisotropie perpendiculaire. Là encore, ce constat concorde avec les prédictions de Dietl. Ses calculs prévoient une augmentation des constantes d’anisotropie avec l’augmentation des contraintes, à densité de porteurs constante. Comme les deux couches ont des  $T_C$  et des résistivités voisines, on peut faire l’hypothèse que leurs densités de porteurs sont proches. Or les couches 93L06 et 25M05 sont déposées respectivement sur des couches de GaInAs contenant 16% et 9% d’indium. La couche 93L06-ag subit donc des contraintes plus importantes que la couche 25M05-ag, d’où son anisotropie perpendiculaire plus forte.

### 3.3 Topographie de surface

La topographie de surface des couches magnétiques influe parfois grandement sur la forme des domaines magnétiques [54] [57], surtout lorsque les couches magnétiques sont minces. Des mesures de microscopie à force atomique (AFM) ont donc été effectuées afin de caractériser les topographies de surface des échantillons étudiés. Les images obtenues pour les échantillons 25M05 recuit et non recuit sont présentées dans la figure 3.5 (la topographie des échantillons 93L06 est très semblable). L’AFM utilisé pour ces mesures est un Veeco Nanoscope 3100.

Les images mettent en évidence l’existence de variations de hauteur formant un quadrillage aligné suivant les directions cristallographiques  $\langle 110 \rangle$ . Ce type de topographie est appelé “cross-hatch”. Le “cross-hatch” n’est pas intrinsèque aux couches de GaMnAs, il provient de la couche tampon de GaInAs qui est elle même ondulée. La couche de GaMnAs ne fait qu’en épouser les ondulations. Ce type de topographie est couramment rencontré dans des hétérostructures fortement contraintes, comme c’est le cas ici avec la couche tampon de GaInAs déposée sur un substrat de GaAs. L’important désaccord de paramètre de maille entre les deux couches est à l’origine de la

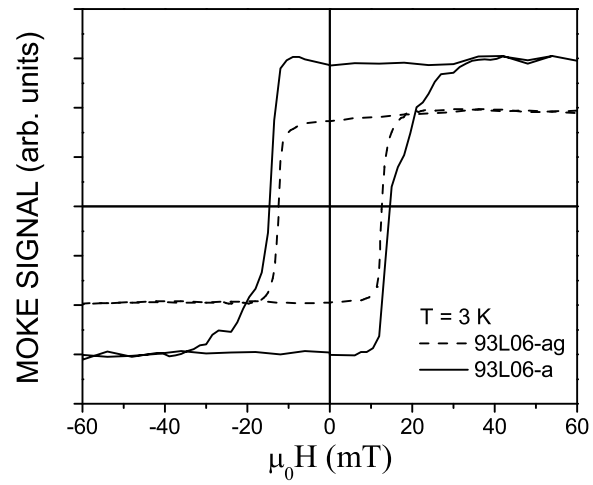


FIG. 3.3: Cycles d'hystérésis des couches 93L06-ag (pointillés) et 93L06-a (courbe continue) à 3 K.

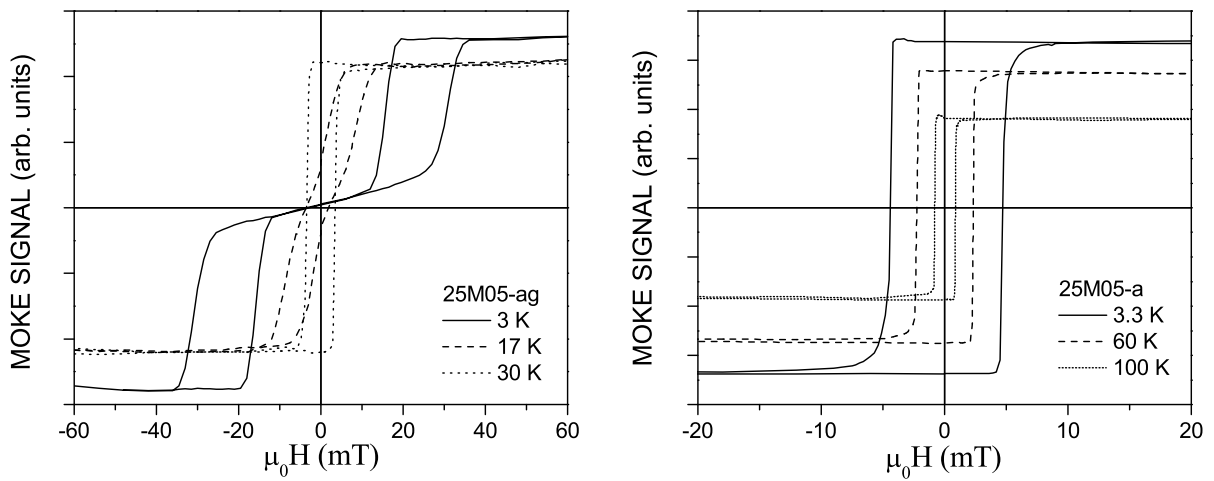


FIG. 3.4: Cycles d'hystérésis de la couche non recuite 25M05-ag à 3, 17 et 30 K (gauche), et de la couche recuite 25M05-a à 3, 60 et 100 K (droite).



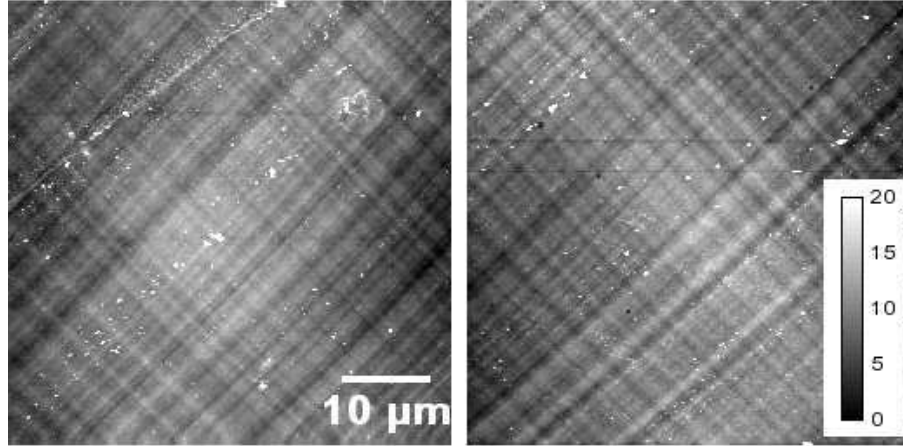


FIG. 3.5: Topographie de surface de la couche 25M05 recuite (à droite) et non recuite (à gauche). L'échelle d'altitude est graduée en nanomètre.

formation de dislocations dans la couche de (Ga,In)As qui se propagent dans des plans atomiques  $\{111\}$ . Le glissement de ces dislocations aboutit à la création de nombreuses marches atomiques de surface orientées suivant les directions  $\langle 110 \rangle$ . Les ondulations observées sur la figure 3.5 résultent de la croissance de la couche de (Ga,Mn)As sur ces marches atomiques. Les détails sur les mécanismes de formations de ces ondulations peuvent être trouvés en [58] et [59].

Le “cross-hatch” est présent aussi bien sur la couche non recuite que sur la couche recuite et possède les mêmes caractéristiques d'amplitude et de pseudo-période ; le recuit n'a donc aucun effet sur le “cross-hatch”. C'est tout à fait logique car un recuit à basse température ( $\approx 200$  °C), s'il permet de petits réarrangements atomiques, ne permet absolument pas de restructurer de grands défauts cristallins tels que des dislocations.

Pour les échantillons 25M05, l'amplitude typique des ondulations est 1 à 2 nm et leur espacement 1 à 2  $\mu\text{m}$ . Pour les échantillons 93L06, le “cross-hatch” est plus marqué, les ondulations atteignent 5 à 12 nm d'amplitude pour un espacement de 1 à 2  $\mu\text{m}$ . Cet effet plus marqué est à mettre sur le compte de la concentration en indium, plus importante pour les échantillons 93L06 (16 %) que pour les échantillons 25M05 (9,8 %). Plus la concentration en indium est importante, plus les contraintes sont fortes. La densité des dislocations et donc des marches atomiques à la surface de la couche de (Ga,In)As augmente. Il en résulte des ondulations d'amplitude plus élevées pour la couche de GaMnAs.

Remarque : le “cross-hatch” des couches 93L06 présente une légère dissymétrie entre les directions  $[110]$  et  $[1\bar{1}0]$ . Elle est liée à la formation de dislocations de type  $\alpha$  et  $\beta$  possédant chacune des propriétés légèrement différentes (voir [60] pour plus de détails).

## 3.4 Structure des domaines magnétiques

### 3.4.1 Couches non recuites

La figure 3.6 montre les domaines magnétiques de la couche 93L06-ag. Le premier stade du retournement de l'aimantation est la nucléation de quelques domaines et leur expansion très rapide suivant quelques lignes de plusieurs centaines de micromètres de long et orientées selon les directions  $\langle 110 \rangle$  (image a). Les domaines retournés délimitent alors le périmètre de rectangles dont l'aimantation est non retournée (voir images a et b). Le deuxième stade du retournement de l'aimantation est l'expansion des domaines à l'intérieur de ces rectangles depuis un ou plusieurs de leurs bords. Cette expansion est orientée préférentiellement suivant des directions  $\langle 110 \rangle$  et révèle un quadrillage dont la période moyenne est la dizaine de microns (image c et d). Lorsque tout l'intérieur des rectangles a été envahi il ne reste plus que de fins filaments non retournés qui disparaissent au fur et à mesure de l'augmentation du champ magnétique (voir image 3.7). Ces processus de retournement sont extrêmement reproductibles d'un cycle à un autre et d'un sens de basculement à l'autre, comme le montre la comparaison des images b et e.

Dans sa phase à anisotropie perpendiculaire ( $T > 30\text{K}$ ), la couche 25M05-ag présente des domaines magnétiques et des processus de retournement de l'aimantation très semblables à ceux de la couche 93L06-ag. Ils sont présentés sur la figure 3.8. La seule différence est l'absence des longues lignes de plusieurs centaines de microns de long délimitant des rectangles. Près d'une trentaine de domaines nucléent puis se propagent selon un quadrillage en tout point comparable à celui de la couche 93L06-ag (voir images 3.6-c et 3.8-c). Les processus de retournement sont également très reproductibles comme l'attestent les images b et e.

Dans sa phase à anisotropie planaire ( $T < 10\text{K}$ ), la couche 25M05-ag se comporte différemment. La figure 3.9 résume les processus de basculement de l'aimantation. En champ extérieur nul, l'aimantation est orientée dans le plan de la couche. Notre dispositif expérimental, uniquement sensible à la composante perpendiculaire de l'aimantation, ne permet pas de révéler d'éventuels domaines magnétiques à aimantation planaire. Pour des champs magnétiques tels que  $\mu_0 H < 20\text{mT}$ , l'aimantation acquiert une petite composante perpendiculaire proportionnelle au champ magnétique. Il s'agit d'un début de redressement cohérent de la couche car il ne se crée pas de domaines magnétiques (voir image a). À partir d'une trentaine de mT, des domaines magnétiques à aimantation perpendiculaire apparaissent. Leur taille caractéristique est de quelques  $\mu\text{m}$ . Ils sont alignés suivant le quadrillage précédemment observé. Lorsque le champ magnétique est ramené à zéro, des domaines à aimantation planaire nucléent. Ils sont alignés suivant le quadrillage  $\langle 110 \rangle$ . En champ nul toute l'aimantation a basculé dans le plan de la couche.

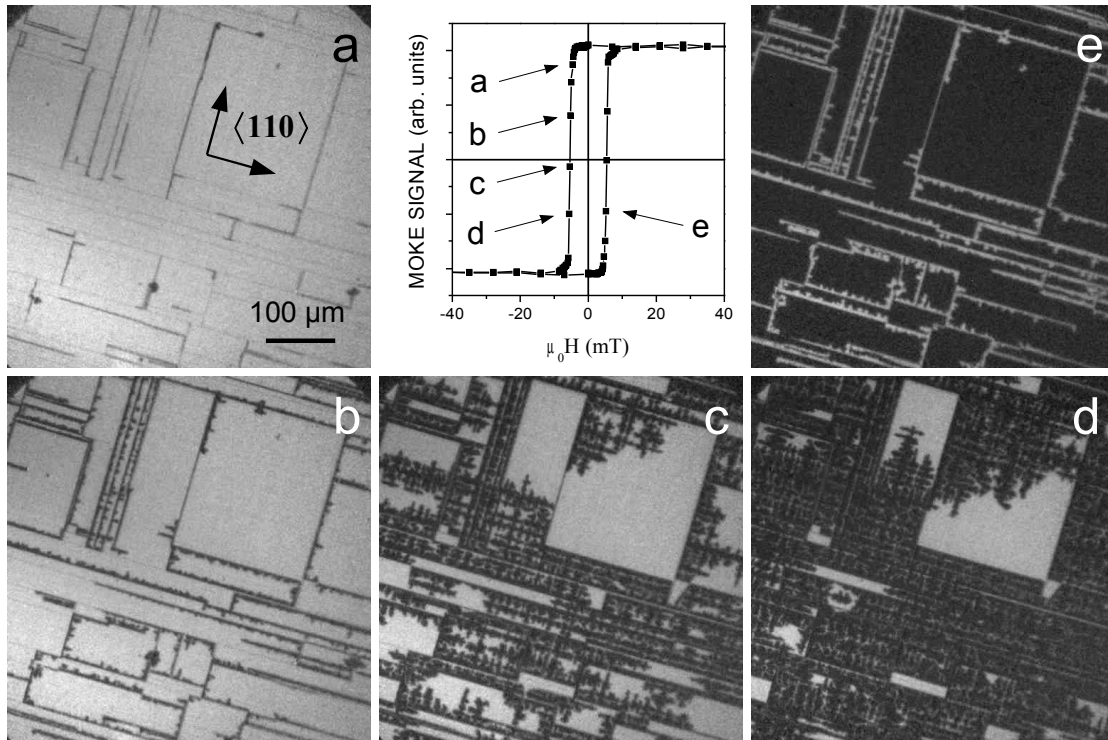


FIG. 3.6: Domaines magnétiques de la couche 93L06-ag à 30 K. Les lettres {a, b, c, d, e} indiquent les valeurs de champ magnétique auxquelles les images ont été enregistrées.



FIG. 3.7: Zoom sur des filaments non retournés de la couche 93L06-ag à l'approche de la saturation. Taille de l'image :  $81 \mu\text{m} \times 81 \mu\text{m}$

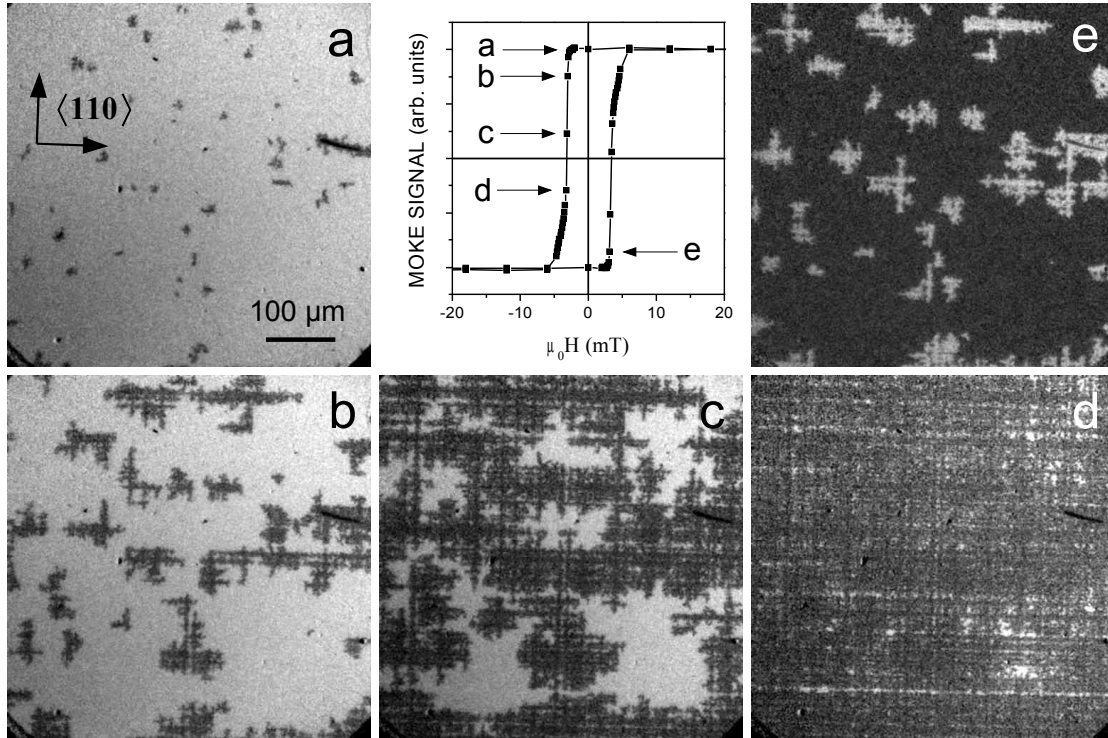


FIG. 3.8: Domaines magnétiques de la couche 25M05-ag à 30 K. Les lettres {a, b, c, d, e} indiquent les valeurs de champ magnétique auxquelles les images ont été enregistrées.

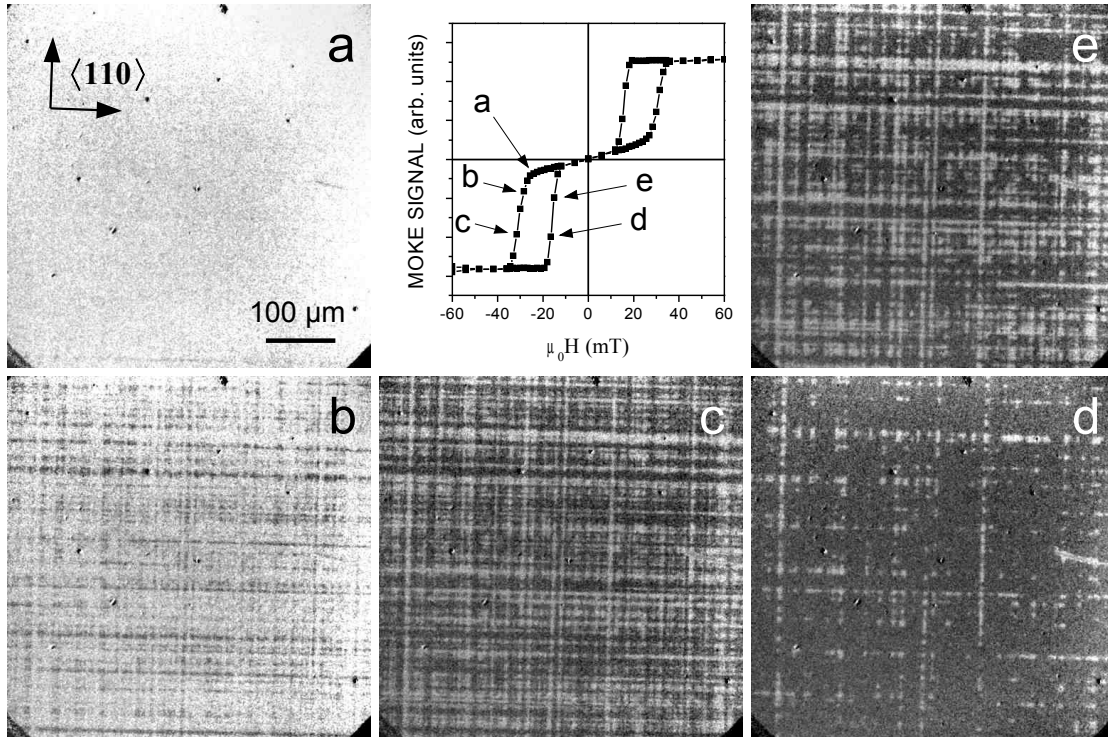


FIG. 3.9: Domaines magnétiques de la couche 25M05-ag à 3 K. Les lettres {a, b, c, d, e} indiquent les valeurs de champ magnétique auxquelles les images ont été enregistrées.

### 3.4.2 Couches recuites

Les domaines magnétiques de la couche 93L06-a sont présentés sur la figure 3.10. Le retournement de l'aimantation débute de la même manière que pour la couche non recuite. Les nucléations de domaines ont lieu à des champ magnétiques comparables et sont suivis d'une propagation rapide selon des lignes de plusieurs centaines de microns de long et orientées suivant  $\langle 110 \rangle$ . Ces lignes, très fines et à peine visibles, délimitent de larges zones rectangulaires non retournées (image a). Le retournement de l'aimantation se poursuit par l'expansion des domaines à l'intérieur des rectangles (image b). Ce retournement est si rapide que nous avons du mal à figer les domaines dans des états de remplissage intermédiaire. Les rectangles apparaissent la plupart du temps soit entièrement vides soit complètement remplis (image c). Cependant, une observation plus détaillée de la propagation des domaines dans ces rectangles nous montre que l'expansion "quadrillée" a totalement disparu au profit d'une expansion plus isotrope, sans direction privilégiée (voir figure 3.11). De longs défauts que nous appellerons "cassures magnétiques" ont fait leur apparition. De plusieurs centaines de microns de longs, quasi rectilignes et sans orientation précise par rapport aux axes cristallographiques  $\langle 110 \rangle$ , ces cassures bloquent fortement la propagation des domaines. Elles aboutissent à la formation de zones où les domaines ne se propagent pas (image d). Le basculement de l'aimantation dans ces zones nécessite des champ magnétiques plus élevés. Il se traduit par des paliers d'aimantation sur le cycle d'hystérésis, voir figure 3.10.

Les domaines magnétiques de la couche 25M05-a sont présentés sur la figure 3.12. Ils n'ont plus grand chose à voir avec ceux de la couche 25M05-ag (figure 3.8). Si les deux étapes de nucléations et de propagation sont bien présentes, elles se déroulent différemment. En effet, les nucléations sont bien moins nombreuses. Il y a deux voir trois domaines sur toute la zone d'observation (image a) alors qu'une bonne trentaine de domaines étaient observés sur la couche non recuite. La propagation de domaines qui suit ces nucléations est isotrope et n'est plus guidée selon les directions  $\langle 110 \rangle$ . Le quadrillage a totalement disparu et les domaines magnétiques prennent des formes quelconques (images b, c et e). À la fin du retournement de l'aimantation, il ne reste plus que de fins filaments qui disparaissent au fur et à mesure que le champ magnétique augmente (image d). Notons également l'apparition des mêmes longues cassures apparues sur la couche 93L06-a (image b).

### 3.4.3 Interprétation qualitative

Les couches de GaMnAs étudiées ont un axe de facile aimantation perpendiculaire au plan de la couche. Cependant, des mesures de résonance ferromagnétique ont montré qu'il existe dans le plan une légère anisotropie entre les directions  $\langle 110 \rangle$  et  $\langle 100 \rangle$ . Par exemple pour la couche 25M05-ag à 30 K, le champ d'anisotropie selon  $\langle 110 \rangle$  est environ 15% plus élevé que selon  $\langle 100 \rangle$ . L'axe  $\langle 100 \rangle$  est donc plus facile que l'axe  $\langle 110 \rangle$ . Si l'anisotropie planaire était responsable du quadrillage apparaissant systématiquement lors du basculement de l'aimantation des couches non recuites, alors celui-ci serait orienté suivant l'axe planaire facile, c'est à dire selon  $\langle 100 \rangle$ . Comme ce n'est pas le cas, nous pouvons écarter l'anisotropie planaire des causes du "quadrillage magnétique" des couches non-recuites.

En fait ce quadrillage n'est pas sans rappeler le "cross-hatch" observé en AFM. L'espace typique des ondulations de surface les plus profondes est d'une dizaine de micromètres. Ceci correspond au pas moyen du quadrillage apparaissant lors de l'expansion des domaines. Le "cross-hatch" est donc sans doute à l'origine de la structure quadrillée des domaines. Une question se pose alors : de quelle manière influence-t-il le retournement de l'aimantation ? Le "cross-hatch" est vraisemblablement à l'origine d'inhomogénéités dans la couche. Il peut s'agir d'inhomogénéités de contraintes, de concentration en ions manganèses ou encore d'inhomogénéité de la densité de porteurs. Comme

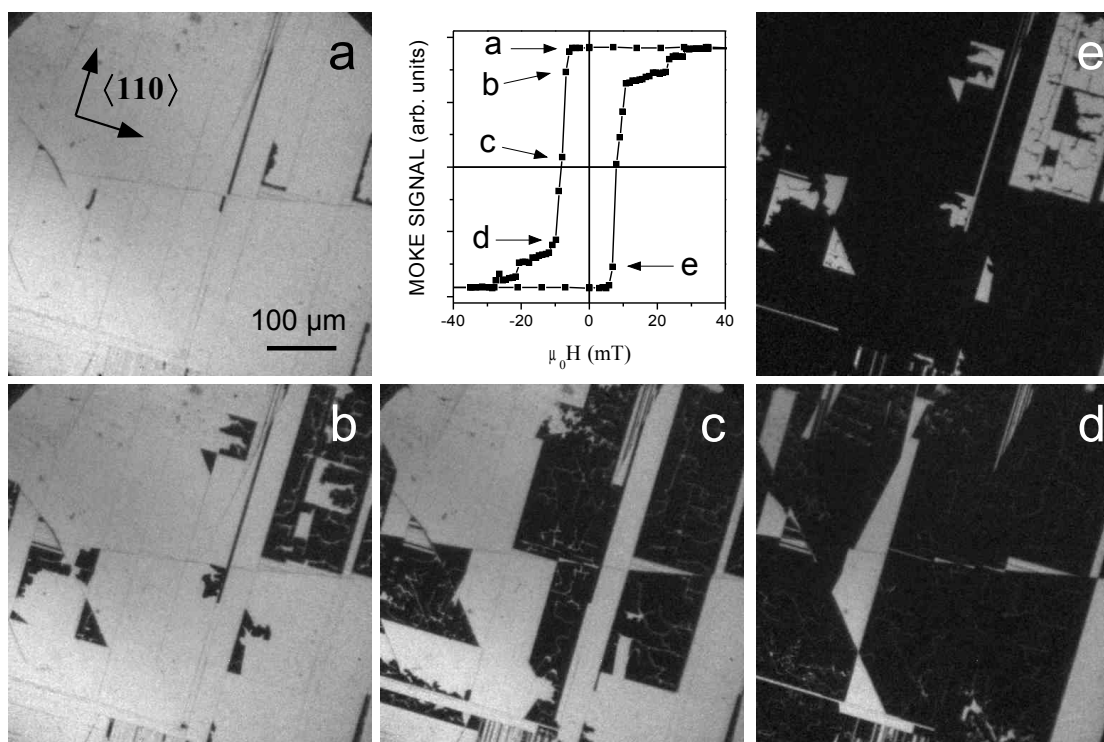


FIG. 3.10: Domaines magnétiques de la couche 93L06-a à 30 K. Les lettres {a, b, c, d, e} indiquent les valeurs de champ magnétique auxquelles les images ont été enregistrées.

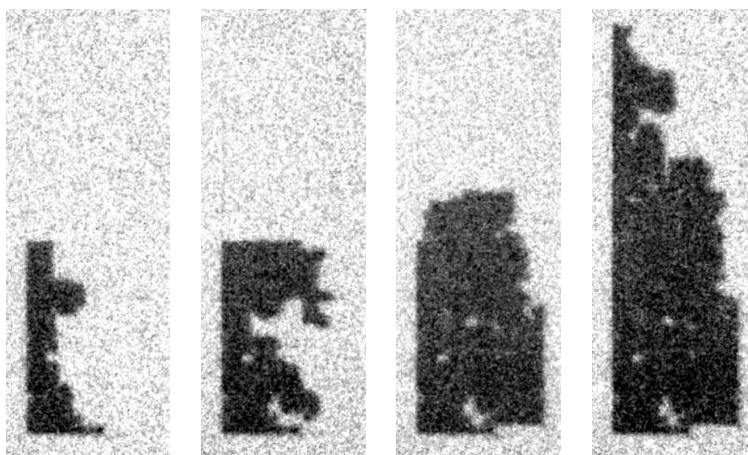


FIG. 3.11: Détail du retournement de l'aimantation dans les zones rectangulaires de la couche 93L06-a. Le quadrillage orienté suivant  $\langle 110 \rangle$  a disparu au profit d'une expansion isotrope. Les bords des rectangles correspondent à des lignes orientées suivant  $\langle 110 \rangle$ . Taille des images :  $107 \mu\text{m} \times 294 \mu\text{m}$

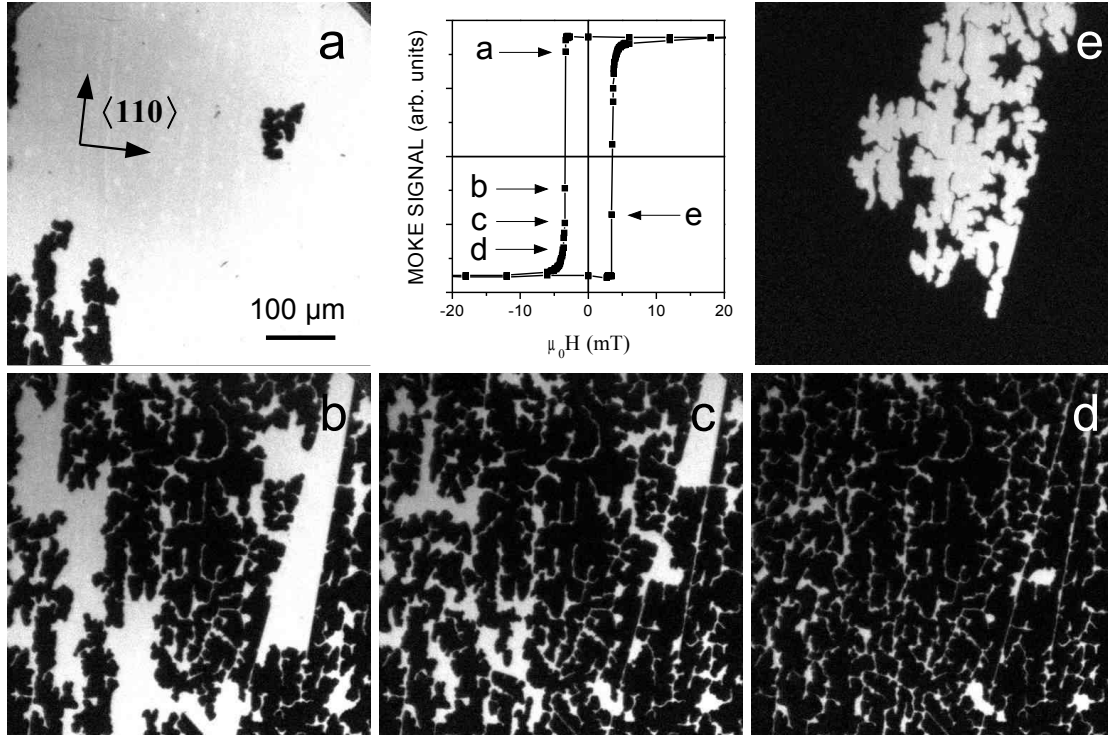


FIG. 3.12: Domaines magnétiques de la couche 25M05-a à 30 K. Les lettres {a, b, c, d, e} indiquent les valeurs de champ magnétique auxquelles les images ont été enregistrées.

nous l'avons vu ces trois derniers paramètres influent fortement sur l'anisotropie magnétique. Il est donc tout à fait possible que le quadrillage dessiné par les domaines magnétiques reflète des fluctuations spatiales d'énergie d'anisotropie.

Une deuxième question se pose également : comment expliquer alors la disparition du quadrillage sur les couches recuites alors que le "cross-hatch" y est toujours présent ? L'effet principal du recuit est l'augmentation de la densité de manganèses magnétiquement actifs (ceux participant au ferromagnétisme de la couche) et l'augmentation de la densité de trous. Il en résulte un renforcement de l'anisotropie uniaxiale et une diminution de l'amplitude relative des fluctuations spatiales d'anisotropie. Ces fluctuations ne sont alors plus suffisantes pour guider l'expansion des domaines selon le quadrillage ; l'expansion des domaines devient alors isotrope.

### 3.4.4 Défauts

Le caractère systématique et reproductible des processus de retournement de l'aimantation est caractéristique de la présence de nombreux défauts. Il en existe plusieurs types qui jouent chacun un rôle précis.

La première étape du retournement de l'aimantation est le processus de nucléation. Dans le modèle de Stoner de retournement cohérent de l'aimantation, cette dernière bascule au champ d'anisotropie. Pour la couche 25M05-a, par exemple, ce champ d'anisotropie mesuré par résonance ferromagnétique est de l'ordre de quelques centaines de mT. Or sur cette couche les nucléations se produisent dès 5 mT, soit deux ordres de grandeurs en-dessous du champ d'anisotropie. De plus sur chacune des couches les nucléations apparaissent à chaque fois au même endroit et au même champ.

Les nucléations sont toujours provoqué par les mêmes défauts. La densité des défauts est en fait bien plus grande que la densité de centre de nucléation observées. Il existe une distribution spatiale des défauts et une distribution des champs de nucléation. Les 2 nucléations que nous observons sur la couche 25M05-a sont dues aux deux défauts dont les champs de nucléation sont les plus faibles. Au chapitre 5, nous serons en mesure de montrer que le nombre de nucléations dans l'image peut monter à plusieurs centaines pour la couche 25M05-a, voir 5.12.

La comparaison entre les images 3.8 et 3.12 montre que le recuit diminue le nombre de domaines nucléés. Pour les quatre couches étudiées, les champs de nucléation à basse température se situent aux alentours de 10-20 mT et sont très voisins pour les couches recuites et non recuites. Ceci montre que le recuit fait disparaître une grande fraction des défauts dont les champs de nucléation sont les plus faibles.

La seconde étape du retournement de l'aimantation est l'expansion des domaines nucléés. Sur les couches recuites, deux types de défauts qui perturbent le déplacement des parois peuvent être identifiés. Le premier consiste en de longues "cassures magnétiques" quasi rectilignes qui stoppent net les parois, voir images 3.10-d et 3.12-b. Ces cassures n'ont pas d'orientation précise et sont longues de plusieurs centaines de microns. Elles sont apparues à la suite des recuits et leur origine physique n'est pas connue. Des mesures d'AFM et de microscopie interférentielle n'ont pas mis en évidence ces longues cassures, ce qui laisse à penser que ces cassures magnétiques ne sont pas topographiques. Le deuxième type de défaut consiste en des défauts ponctuels qui accrochent fortement les parois de domaines. Lorsque qu'une paroi passe sur un de ces défauts, elle y est ponctuellement "épinglée". À droite du défaut comme à gauche, la paroi continue à avancer. Ceci aboutit au repliement de la paroi en deux. Lorsque la paroi de droite rencontre la paroi de gauche la répulsion inter-paroi les empêche de fusionner et il se forme alors de fins et longs filaments (voir images 3.6 et 3.12). Au fur et à mesure de l'augmentation du champ magnétique les parois se décrochent des défauts et les filaments rétrécissent en longueur jusqu'à leur disparition totale. Il est assez facile de localiser ces défauts et d'en calculer leur densité. La figure 3.13 dresse une cartographie de ces défauts sur la couche 25M05-a. Leur densité est estimée à quelques  $10^5 \text{ cm}^{-2}$ . Cette densité de défauts est voisine de la densité de dislocations émergentes estimée à  $4 \pm 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-2}$  [35]. Cela suggère que les dislocations émergentes sont à l'origine de l'ancrage des parois de domaines.

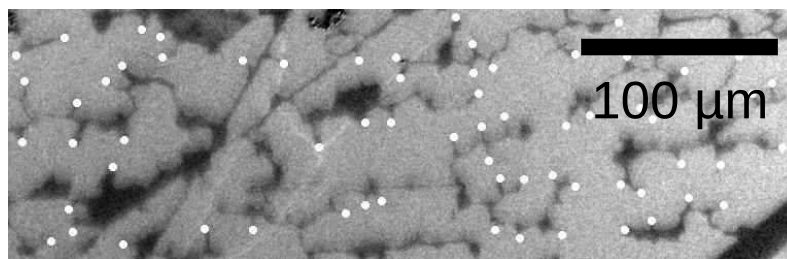


FIG. 3.13: Cartographie des défauts ponctuels à l'origine de la formation des filaments non retournés. Leur densité est estimée à quelques  $10^5 \text{ cm}^{-2}$ .

Sur la couche 93L06, il se rajoute un type de défaut non présent sur la couche 25M05. Il s'agit des lignes orientées suivant  $\langle 110 \rangle$  qui créent de grandes zones rectangulaires (voir image 3.6). Afin de comprendre l'origine de ces défauts nous avons pris une image Kerr à 1,8 K et une image en microscopie polarisée (avec polariseur et analyseur légèrement décroisés) à température ambiante



exactement au même endroit sur la couche 93L06-ag. Ces deux images sont présentées sur la figure 3.14. Sur l'image magnéto-optique 3.14-gauche les domaines apparaissant en blanc sont les zones de plus haute coercitivité. Ces zones apparaissent également sur l'image optique 3.14-droite prise à température ambiante alors qu'il n'y a plus de ferromagnétisme et donc plus d'effet magnéto-optique. Deux processus peuvent être invoqués pour expliquer ces lignes claires : il peut s'agir d'inhomogénéité de concentration de porteurs ou de manganèses dans la couche qui aboutit à un contraste spatial d'indice optique, ou alors il peut s'agir d'un effet topographique et lors de sa réflexion la lumière se polarise partiellement suivant le relief de la surface des couches. Quoi qu'il en soit, la couche 93L06-ag présente de fortes inhomogénéités spatiales non magnétiques, à l'échelle du micron, qui influencent fortement les processus de retournement de l'aimantation. La couche 93L06-a présente cette même structuration rectangulaire des domaines, le recuit n'a donc eut aucun effet sur ce type de défaut. Le fait d'observer ce type de défaut sur la couche 93L06 et pas sur la couche 25M05 laisse penser que la forte concentration en indium de la couche tampon est à l'origine de ces défauts.

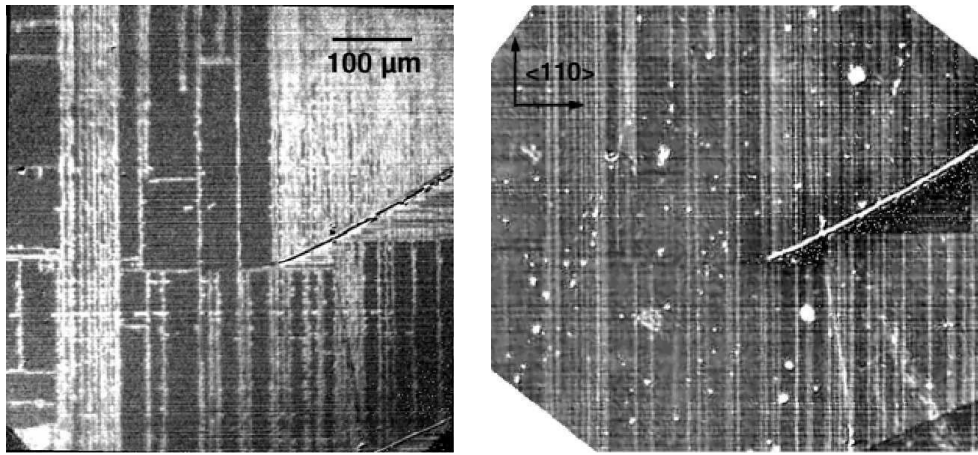


FIG. 3.14: Image Kerr de domaines magnétiques dans la couche 93L06-ag à  $T = 1,8$  K (gauche) et image en microscopie polarisée, avec polariseur et analyseur légèrement décroisés, à température ambiante (droite). Les images sont prises exactement au même endroit.

### 3.5 Conclusion

Pour le processus de nucléation le recuit a eu un impact limité : la densité de centres de nucléation a certes diminué mais le champ auquel se produisent les nucléations est resté quasi inchangé. Pour l'expansion des domaines, le recuit a entraîné des modifications importantes. En effet l'expansion des domaines magnétiques est devenue isotrope et insensible au "cross-hatch". D'autre part, le recuit a augmenté le nombre de défauts présents dans les couches, en particuliers de longues cassures magnétiques ont été rajoutées.

La concentration d'indium de la couche tampon de (Ga,In)As est à l'origine de l'inhomogénéité des couches et de la densité de certains types de défauts. Il est donc logique que la couche 93L06 présente un plus grand nombre de défauts que la couche 25M05. Des quatre couches étudiées c'est incontestablement la couche 25M05-a qui présente le moins d'ancrage. C'est donc sur cette couche que nous allons concentrer nos efforts pour déterminer les paramètres micromagnétiques de GaMnAs (chapitre 4) et pour étudier les déplacements de parois (chapitre 5).

# Chapitre 4

## Détermination expérimentale des paramètres micromagnétiques de GaMnAs

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>49</b>
<b>4.2</b>	<b>Parois de domaines</b>	<b>51</b>
4.2.1	Termes énergétiques	51
4.2.2	Énergie de paroi	53
<b>4.3</b>	<b>Systèmes auto-organisés</b>	<b>56</b>
4.3.1	Exemples de systèmes auto-organisés	56
4.3.2	Modèle d'auto-organisation	58
<b>4.4</b>	<b>Paramètres micromagnétiques de GaMnAs</b>	<b>66</b>
4.4.1	Encadrement de $\lambda_c$	66
4.4.2	Détermination de la largeur et de l'énergie de parois	68
4.4.3	Discussion	69
<b>4.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>71</b>

---

### 4.1 Introduction

Les paramètres micromagnétiques sont des quantités importantes en magnétisme. Ils renseignent sur les ordres de grandeur des différentes contributions énergétiques d'un système magnétique, et permettent d'établir un lien entre des mécanismes se produisant à l'échelle de la maille atomique et des quantités plus générales permettant d'en donner une description macroscopique. Les principaux paramètres micromagnétiques sont la constante d'échange  $A$  (également appelé spin stiffness), les constantes d'anisotropies  $K_i$  et l'aimantation à saturation  $M_s$ . Ils interviennent dans le paramètre d'épaisseur de paroi  $\Delta = \sqrt{\frac{A}{K_u}}$ <sup>1</sup> et la longueur d'échange  $\Gamma = \frac{2A}{\mu_0 M_s^2}$ , deux quantités qui caractérisent les échelles de longueur sur lesquelles l'aimantation change d'orientation. Ils interviennent également dans la tension de surface  $\sigma = 4\sqrt{AK_u}$  qui caractérise le coût énergétique

---

<sup>1</sup>La couche de GaMnAs que nous étudions dans ce chapitre possède une anisotropie perpendiculaire fortement uniaxiale. Une seule constante d'anisotropie suffit alors pour décrire l'énergie d'anisotropie. Elle est notée  $K_u$ .

associé à la création d'une paroi magnétique, et l'énergie démagnétisante  $K_d = \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2$  correspondant à l'énergie volumique du champ démagnétisant.

Les paramètres  $K_i$  et  $M_s$  sont mesurables par résonance ferromagnétique et magnétomètre à SQUID. Le paramètre  $A$  est plus délicat à déterminer. Il est obtenu à partir de mesures de la dispersion d'ondes de spin et toute la difficulté consiste à observer expérimentalement ces ondes de spin. Une méthode alternative, basée sur la théorie des domaines magnétiques, peut également être utilisée pour en déterminer sa valeur. Dans une couche mince à forte anisotropie uniaxiale, lorsque les forces d'ancrage sont suffisamment faibles, les domaines magnétiques adoptent une organisation périodique qui correspond à un état de plus basse énergie : on parle d'auto-organisation. La taille et la période des domaines dépendent des paramètres micromagnétiques ; ainsi l'observation des domaines magnétiques et de leurs caractéristiques permet de remonter à  $A$ .

Cette méthode utilisant les domaines magnétiques a été employée par Dietl *et al.* sur des couches à anisotropie uniaxiale de GaMnAs [61]. À partir des tailles de domaines mesurées sur des images obtenues par micro-SQUID, les auteurs ont déterminé une valeur de la constante d'échange  $A$  et l'ont comparée aux prédictions théoriques. Cependant l'utilisation d'un micro-SQUID pour visualiser les domaines magnétiques restreint l'aire de la surface sondée à quelques micromètres carrés. Si la taille des images était suffisante pour mesurer des tailles des domaines magnétiques, en revanche elle était insuffisante pour vérifier que ceux-ci étaient auto-organisés, hypothèse pourtant sous-jacente à l'utilisation de la théorie des domaines magnétiques. Nous nous proposons ici d'utiliser notre dispositif d'imagerie Kerr et son large champ de vision ( $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ ) pour montrer que les domaines magnétiques dans le GaMnAs ne sont pas organisés à longue distance. Cependant, nous montrerons qu'il est malgré tout possible d'estimer les valeurs des paramètres micromagnétiques en utilisant la théorie des domaines.

Ce chapitre est donc entièrement dédié à la détermination expérimentale des paramètres micromagnétiques. Cette étude est menée sur la couche 25M05-a. Dans une première partie consacrée aux parois de domaines, nous fournirons la définition des termes d'énergie d'échange, d'anisotropie, d'énergie démagnétisante et Zeeman. Nous donnerons ensuite les étapes clés du calcul du profil d'aimantation dans une paroi magnétique, ce qui nous amènera à définir la largeur de paroi  $\pi\Delta$  et la tension de surface  $\sigma$  d'une paroi magnétique. La deuxième partie sera dédiée aux systèmes auto-organisés. Après en avoir montré quelques exemples et expliqué l'origine physique de l'auto-organisation, nous présenterons un modèle théorique d'auto-organisation. Nous verrons alors que le paramètre réduit  $\lambda_c = \frac{\sigma}{2K_d d}$ , où  $d$  est l'épaisseur de la couche, détermine la périodicité et la taille de domaines auto-organisés. Nous prouverons que les domaines dans le GaMnAs, trop ancrés, ne présentent pas d'organisation à longue distance mais qu'il subsiste une signature de l'auto-organisation dans l'existence d'une taille caractéristique de domaine près de la saturation. Nous démontrerons alors qu'à partir des tailles de domaines et des largeurs de cycles d'hystérésis un encadrement des paramètres micromagnétiques de GaMnAs est possible. Dans la dernière, partie nous présenterons l'encadrement des valeurs des paramètres micromagnétiques en fonction de la température, et nous obtiendrons ainsi à une constante d'échange  $A$  dans la gamme 0.01-0.1 pJ  $\text{m}^{-1}$  et une largeur de paroi  $\pi\Delta$  de l'ordre de 4-12 nm. Pour clore ce chapitre nous confronterons nos résultats avec les données disponibles dans la littérature.

## 4.2 Parois de domaines

### 4.2.1 Termes énergétiques

L'alignement ferromagnétique, antiferromagnétique ou encore ferrimagnétique des spins des atomes constituant un matériau résulte des interactions entre leurs électrons. Ici le mot "spin" désigne le moment cinétique total qui inclut la somme du moment cinétique orbital et du moment intrinsèque de spin. Ces interactions se traduisent par les différents termes énergétiques décrits dans cette section.

Nous utiliserons une description semi-classique du système. Celui-ci n'est plus décrit en terme de spins localisés mais par une fonction continue de l'espace : l'aimantation  $\vec{M}$ . La correspondance entre aimantation et spins est effectuée grâce à la relation

$$\vec{M} = -g\mu_B N_0 x \langle \vec{S} \rangle, \quad (4.1)$$

où  $g > 0$  est le facteur de Landé,  $\mu_B$  le magnéton de Bohr,  $N_0 x$  la concentration en atomes magnétiques et  $\langle \vec{S} \rangle$  leur spin moyen à l'échelle de quelques mailles cristallographiques. Cette description en variable continue n'est valable que si la variation de l'aimantation est lente par rapport à la distance  $a_0$  entre deux atomes magnétiques proches voisins, c'est à dire  $a_0 |\vec{\nabla} \cdot \frac{\vec{M}}{M_s}| \ll 1$  où  $M_s$  est la valeur de l'aimantation à saturation.

Nous utiliserons très souvent non pas la fonction aimantation  $\vec{M}$  mais son vecteur directeur  $\vec{m} = \frac{\vec{M}}{M_s}$  ( $|\vec{m}| = 1$ ).  $\vec{m}$  sera repérée en coordonnées sphériques et s'écrira

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (4.2)$$

où  $\theta$  et  $\phi$  sont des fonctions de l'espace (coordonnées cartésiennes).

#### 4.2.1.1 Énergie d'échange

L'énergie d'échange décrit l'interaction entre les atomes magnétiques. Elle peut résulter d'une interaction d'échange direct, de super-échange ou encore d'une interaction médiée par les porteurs. Elle s'écrit de manière générale [62]

$$E_{\text{échange}} = \int_V A |\vec{\nabla} \vec{m}|^2 dV, \quad (4.3)$$

où  $A$  est la constante d'échange (également appelée "spin stiffness"). Elle est minimum lorsque  $|\vec{\nabla} \vec{m}| = 0$ , et tend à orienter tous les spins parallèlement les uns par rapport aux autres.

En remplaçant 4.2 dans 4.3, on obtient en coordonnées sphériques

$$E_{\text{échange}} = A \int_V \left( |\vec{\nabla} \theta|^2 + \sin^2 \theta |\vec{\nabla} \phi|^2 \right) dV. \quad (4.4)$$

#### 4.2.1.2 Énergie d'anisotropie

Il existe plusieurs sources d'anisotropie. On peut citer le champ cristallin, l'interaction spin-orbite, ou dans notre cas "l'anisotropie des bandes de valence". Les géométries d'anisotropies sont nombreuses. Nous nous limitons dans la suite au seul cas de l'anisotropie uniaxiale, géométrie d'anisotropie de l'échantillon de GaMnAs que nous étudions.

Dans cette géométrie il n'existe qu'un seul axe facile orienté perpendiculairement au plan de la couche. En orientant l'axe z de notre repère suivant cet axe facile, l'énergie d'anisotropie s'écrit

$$E_{anisotropie} = \int_V K_u \sin^2 \theta dV, \quad (4.5)$$

où  $K_u$  est la constante d'anisotropie uniaxiale. Pour  $K_u > 0$ , l'énergie est minimum lorsque  $\theta = 0$  ou  $\pi$ , et tend donc à orienter l'aimantation perpendiculairement au plan de la couche.

#### 4.2.1.3 Énergie démagnétisante

Les spins du matériau sont équivalents à autant de moments magnétiques dont les champs dipolaires, à longue portée puisque en  $1/r^3$ , interagissent les uns avec les autres. Le champ local, somme des champs dipolaires de chacun des atomes, est appelé champ démagnétisant. Il peut être décomposé en deux contributions, l'une volumique et l'autre surfacique. Son expression mathématique est :

$$\vec{H}_d(\vec{r}) = \frac{M_s}{4\pi} \int_{V'} \vec{\nabla} \cdot \vec{m} \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV' + \frac{M_s}{4\pi} \int_{S'} \vec{m} \cdot \vec{n} \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dS', \quad (4.6)$$

où  $\vec{n}$  est un vecteur unitaire localement normal à la surface  $S'$  du matériau.  $\vec{\nabla} \cdot \vec{m}$  joue le rôle de "charge magnétique volumique" et  $\vec{m} \cdot \vec{n}$  celui de "charge magnétique surfacique".

D'un point de vue très qualitatif, le champ démagnétisant est en sens opposé à l'aimantation. L'énergie démagnétisante est alors minimisée lorsque le champ démagnétisant l'est également, c'est à dire quand l'aimantation est homogène dans le volume du matériau  $\vec{\nabla} \cdot \vec{m} = 0$ , et parallèle aux surfaces près de celle-ci  $\vec{m} \cdot \vec{n} = 0$ . Par exemple, dans le cas d'une couche mince, l'énergie démagnétisante a tendance à orienter l'aimantation dans le plan de la couche.

#### 4.2.1.4 Énergie Zeeman

Lorsque un champ magnétique extérieur est appliqué, celui-ci a tendance à orienter l'aimantation dans sa direction. L'énergie mise en jeu s'écrit :

$$E_{Zeeman} = -\mu_0 M_s \int_V \vec{m} \cdot \vec{H}_{ext}. \quad (4.7)$$

Remarque : chacune des 4 énergies ci-dessus apparaît comme l'intégrale sur le volume du matériau d'une certaine quantité, il s'agit d'une densité volumique d'énergie. Ces dernières seront souvent utilisées et sont notées  $e_{échange}$ ,  $e_{anisotropie}$ ,  $e_{démagnétisante}$  et  $e_{Zeeman}$ .

#### 4.2.1.5 Rigidité d'une anisotropie uniaxiale, paramètre $Q$

Une petite précision s'impose quant à la définition quantitative de la "rigidité" de l'anisotropie uniaxiale. En effet, en orientant l'aimantation perpendiculairement à la couche, l'anisotropie provoque l'apparition d'un fort champ démagnétisant puisque  $\vec{m}$  est normal à la surface (voir équation 4.6). En supposant une aimantation uniforme et perpendiculaire au plan de la couche l'énergie démagnétisante devient

$$e_{\text{démagnétisante}} = \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 = K_d. \quad (4.8)$$

Cette énergie tend à rabattre l'aimantation dans le plan de la couche et est donc à comparer avec l'énergie d'anisotropie

$$e_{\text{anisotropie}} = K_u \sin^2(\theta). \quad (4.9)$$

On définit ainsi le paramètre

$$Q = \frac{e_{\text{anisotropie}}(\vec{m} // \text{ surface})}{e_{\text{démagnétisante}}(\vec{m} \perp \text{ surface})} = \frac{K_u}{K_d} \quad (4.10)$$

qui caractérise la rigidité de l'anisotropie uniaxiale. Lorsque  $Q \gg 1$ , l'anisotropie domine et contrôle l'orientation de l'aimantation, la couche est dite à forte anisotropie uniaxiale perpendiculaire et son aimantation pointe perpendiculairement à sa surface. En revanche si  $Q \ll 1$ , l'aimantation est rabattue dans le plan de la couche par le champ démagnétisant. Des situations intermédiaires sont rencontrées lorsque  $Q \approx 1$ .

### 4.2.2 Énergie de paroi

Lors du retournement de l'aimantation, des domaines d'aimantation différente coexistent. Pour un ferromagnétique à anisotropie uniaxiale perpendiculaire, les domaines présentent des sens d'aimantation opposés (voir figure 4.1). Ces domaines sont délimités par une paroi magnétique : zone sur laquelle l'aimantation tourne progressivement d'une orientation à une autre. Son épaisseur est déterminée par la compétition entre l'énergie d'échange, qui tend à élargir la paroi, et l'énergie d'anisotropie, qui tend à la contracter. Le paragraphe qui suit donne les étapes du calcul du profil d'aimantation d'une paroi statique.

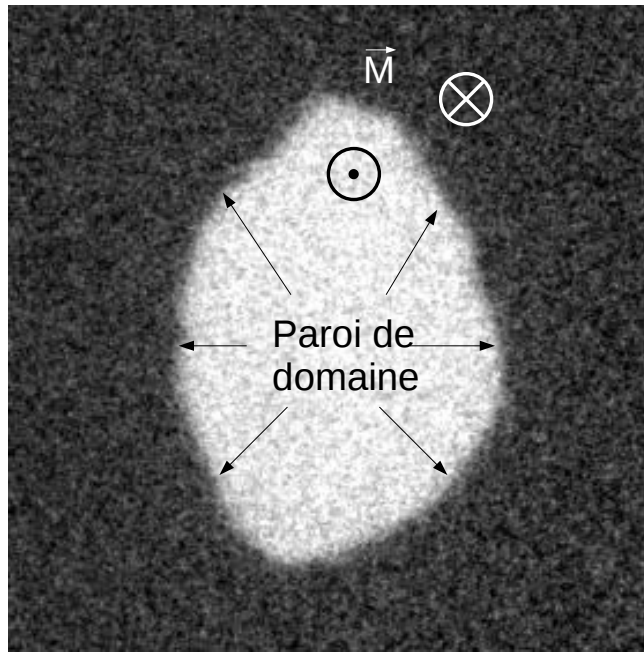
#### 4.2.2.1 Profil d'aimantation dans une paroi

Nous nous plaçons dans le cas d'un matériau à anisotropie fortement uniaxiale ( $Q \gg 1$ ) dans lequel une paroi magnétique rectiligne et statique délimite deux zones d'aimantation "up" et "down". La paroi est située dans le plan  $xOz$  et l'aimantation est supposée ne dépendre que de la variable  $y$  (voir figures 4.2 et 4.3). Aucun champ magnétique extérieur n'est appliqué.

Le calcul de l'aimantation dans la paroi consiste à chercher les fonctions de l'espace  $\theta(\vec{r})$  et  $\phi(\vec{r})$  qui minimise l'énergie totale du système (somme de l'énergie d'anisotropie, d'échange et démagnétisante) et qui répondent aux conditions aux limites  $\theta(-\infty) = 0$  et  $\theta(+\infty) = \pi$ . Le calcul, que nous ne détaillons pas ici, peut être trouvé en [62]. Nous n'en résumerons ici que les principaux résultats. Les solutions pour  $\theta(\vec{r})$  et  $\phi(\vec{r})$  qui minimisent l'énergie sont les suivantes :

$$\theta(x, y, z) = \frac{1}{2} \arctan\left(\exp\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right) \text{ où } \Delta = \sqrt{\frac{A}{K_u}} \quad (4.11)$$

$$\phi(x, y, z) = \text{constante}. \quad (4.12)$$



Taille :  $147 \mu\text{m} \times 147 \mu\text{m}$

FIG. 4.1: Domaines magnétiques d'aimantation opposée (noir et blanc) observés dans une couche de GaMnAs à forte anisotropie uniaxiale. L'aimantation tourne à l'intérieur de la paroi sur une épaisseur  $\pi\Delta$  d'environ 10 nm.

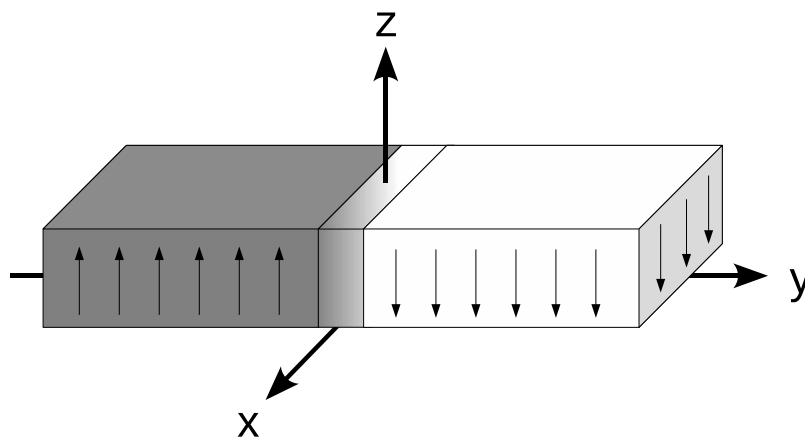


FIG. 4.2: Vue schématique du système modélisé pour le calcul de l'aimantation dans une paroi statique. La paroi, en grisé, est contenue dans le plan  $x0z$ .

La solution  $\phi(x, y, z) = \text{constante}$  n'est valable que dans le cas d'un matériau infiniment épais. La prise en compte des surfaces du matériau (notamment dans le cas d'une couche mince) aboutit à une situation un peu plus complexe. Dans le volume du matériau l'angle  $\phi$  est nul et l'aimantation tourne parallèlement au plan de la paroi. On parle alors de paroi de Bloch. Près des surfaces le champ démagnétisant local oriente l'aimantation perpendiculairement à la paroi ( $\phi = \frac{\pi}{2}$ ). On parle alors de paroi de Néel (voir [62] pour de plus amples détails).

Une représentation graphique du profil d'aimantation dans une paroi est donnée à la figure 4.3.

#### 4.2.2.2 Largeur de paroi et tension de surface

On définit la largeur de paroi comme étant  $\pi \times \Delta$ . Elle correspond à la longueur sur laquelle environ 75% de l'aimantation a tourné. La tension de surface d'une paroi magnétique  $\sigma$  est calculée en intégrant l'énergie volumique du système le long de l'axe perpendiculaire à la paroi (ici  $y$ ). Dans le cas d'une paroi uniforme de type Bloch, on aboutit à l'expression :

$$\sigma = \int_y e \, dy = 4\sqrt{AK_u}. \quad (4.13)$$

Il s'agit de l'énergie, par unité de surface, nécessaire à la création d'une paroi. Le calcul plus complexe pour une paroi hybride Bloch/Néel peut être trouvé en [63] et [64].

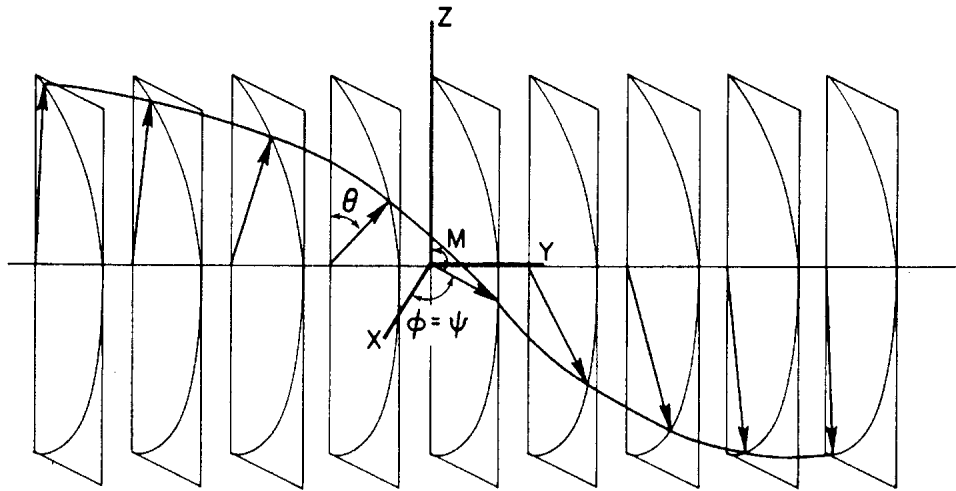


FIG. 4.3: Profil d'aimantation dans une paroi statique. La paroi de Bloch correspond à  $\phi = 0$  et la paroi de Néel à  $\phi = \frac{\pi}{2}$ . Schéma extrait de [62].



## 4.3 Systèmes auto-organisés

Dans une couche mince à forte anisotropie,  $Q \gg 1$ , l'aimantation est orientée perpendiculairement au plan de la couche. Des "charges magnétiques" apparaissent au niveau des surfaces de la couche et engendrent un champ démagnétisant. Afin de minimiser l'énergie démagnétisante, le système tend à fragmenter le plus possible l'aimantation en domaines d'aimantation "up" et "down". A contrario, la tension de surface tend à minimiser la longueur des parois et donc le nombre de domaines. Il existe donc une période et une taille de domaines à l'équilibre qui résultent d'un compromis entre  $\sigma$  et  $E_{\text{démagnétisante}}$ , ce compromis est à l'origine de l'auto-organisation. La taille et la forme des domaines à l'équilibre dépendent de la tension de surface  $\sigma$ , de l'épaisseur de la couche  $d$ , de l'aimantation à saturation  $M_s$  et du champ magnétique appliqué. Généralement, les domaines ont des formes circulaires, qu'on appelle des bulles, ou des formes allongées, qu'on appelle des lamelles.

### 4.3.1 Exemples de systèmes auto-organisés

L'auto-organisation n'est pas propre aux systèmes ferromagnétiques. Elle apparaît quand un système physique présente des interactions à courte portée (tension de surface) et des interactions à longue portée (interaction magnétique, élastique, électrostatique . . .) entrant en compétition. Les forces d'ancrage doivent cependant être suffisamment faibles pour laisser le système évoluer vers un état d'équilibre. La figure 4.4 montre quelques exemples de structures auto-organisées.

La figure 4.5 montre la formation de domaines auto-organisés dans une couche ferromagnétique de cobalt. Sur cet exemple, les images suivent l'évolution des domaines magnétiques lors de la descente du champ magnétique d'un cycle d'hystérésis. Partant de la couche saturée (image en haut à droite), la première étape est la nucléation de quelques domaines en forme de bulles. Ces bulles se transforment ensuite en lamelles qui s'élargissent au fur et à mesure de la diminution du champ magnétique. À champ nul, les lamelles d'aimantation "up" (en blanc) et "down" (en noir) sont d'égale largeur, l'aimantation moyenne est alors nulle. Le retournement de l'aimantation se poursuit toujours avec l'élargissement des lamelles "down" puis par la transformation des quelques lamelle "up" restantes en bulles. La dernière étape est leur disparition (appelé collapse), l'aimantation est alors totalement retournée. En augmentant le champ magnétique les mécanismes inverses se produisent : formation de bulles qui s'étirent et se transforment en lamelles . . .

De nombreux modèles décrivent les systèmes auto-organisés [65], [66], [67], [44]. Le paragraphe qui suit présente un modèle adapté aux couches ferromagnétiques.

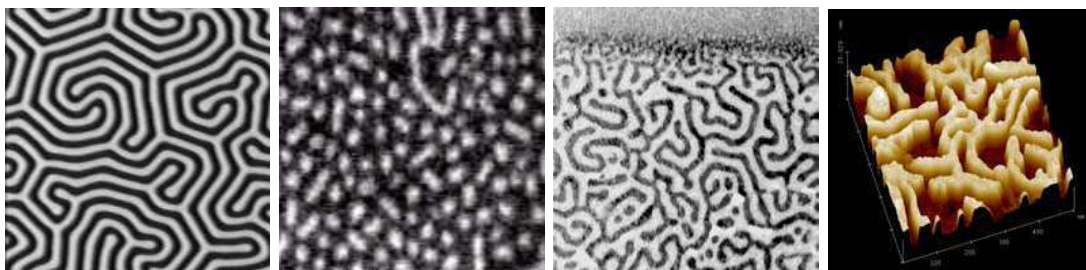


FIG. 4.4: Exemples de systèmes auto-organisés. De gauche à droite : domaines magnétiques dans un grenat (matériau ferrimagnétique), îlots de plomb adsorbés sur une surface de cuivre, domaines magnétiques dans un supraconducteur de type I, couche de Langmuir (couche lipidique).

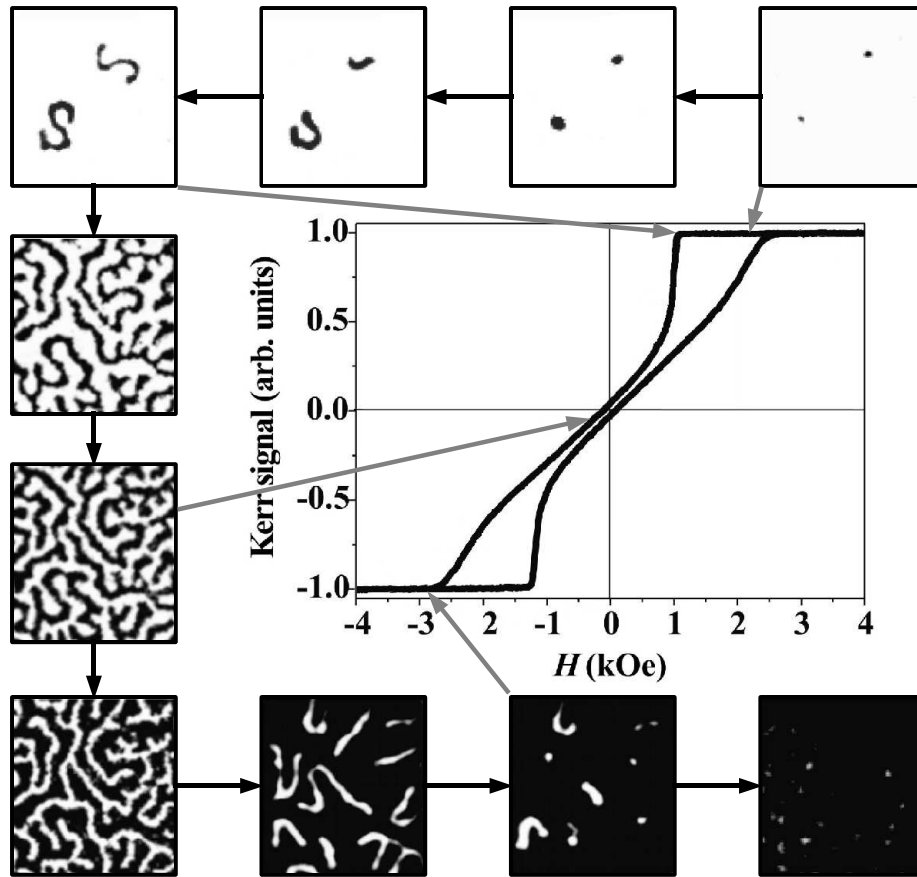


FIG. 4.5: Cycle d'hystérésis d'une couche de cobalt auto-organisée en lamelles. Les images sont enregistrées lors de la descente en champ magnétique (comme indiqué par les flèches). Tailles des images :  $2,2 \mu\text{m} \times 2,2 \mu\text{m}$ . Images et cycle extraits de [68].

### 4.3.2 Modèle d'auto-organisation

Nous présentons ici un modèle lamellaire qui prédit l'évolution de lamelles (largeur et périodicité) dans une couche mince à forte anisotropie uniaxiale en fonction du champ magnétique extérieur appliqué. Cependant de par sa conception même, qui impose des domaines en forme de lamelles, ce modèle ne permet pas de décrire et d'expliquer les processus de nucléation et de collapse de bulles expérimentalement observés. Pour décrire ces phénomènes, nous présenterons à la suite un modèle de bulle unique.

#### 4.3.2.1 Modèle lamellaire

Ce modèle suppose un arrangement périodique de lamelles rectilignes infinies (voir schéma 4.6). Un champ magnétique  $H_{ext}$  est appliqué perpendiculairement au plan de la couche. Le modèle prédit la largeur d'équilibre des lamelles et l'aimantation moyenne de la couche à l'équilibre en fonction de  $H_{ext}$ .

On montre, voir [63], que la minimisation de l'énergie du système aboutit aux équations

$$\lambda_c = \frac{p^2}{\pi^3} \sum_{n=1}^{\infty} n^{-3} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{2\pi n}{p} \right) \exp\left(-\frac{2\pi n}{p}\right) \right] \sin^2\left(\frac{\pi}{2} n(1 + \langle m \rangle)\right) \quad (4.14)$$

$$h = \langle m \rangle + \frac{p}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} n^{-2} \sin[n\pi(1 + \langle m \rangle)] \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2\pi n}{p}\right) \right], \quad (4.15)$$

où  $p$  est la période réduite du système,  $\langle m \rangle$  l'aimantation moyenne réduite du système,  $\lambda_c$  un paramètre sans dimension et  $h$  le champ appliqué réduit.

Ces quantités s'écrivent :

$$h = H_{ext}/M_s, \quad (4.16)$$

$$p = \frac{W_1 + W_2}{d}, \quad (4.17)$$

$$\langle m \rangle = \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2}, \quad (4.18)$$

$$\lambda_c = \frac{4\sqrt{AK_u}}{\mu_0 M_s^2 d} = \frac{\sigma}{2K_d d}, \quad (4.19)$$

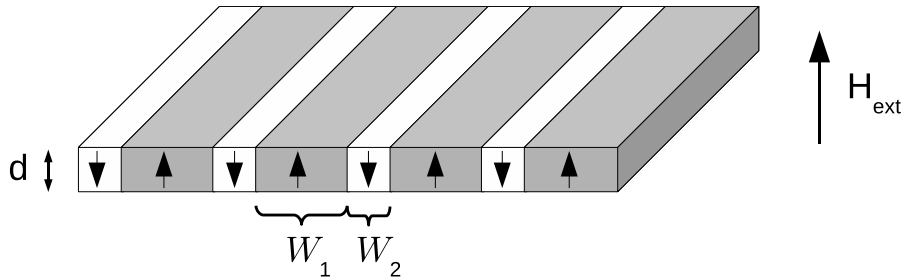


FIG. 4.6: Vue schématique du système lamellaire modélisé.  $W_1$  et  $W_2$  sont les largeurs des lamelles d'aimantation "up" et "down". La période du système est  $W_1 + W_2$ . Le champ magnétique externe  $H_{ext}$  est perpendiculaire à la couche.

où  $d$  est l'épaisseur de la couche,  $M_s$  l'aimantation à saturation,  $W_1$  et  $W_2$  les largeurs des lamelles d'aimantation parallèle (“up”) et antiparallèle (“down”) au champ respectivement.

Il suffit alors d'inverser les équations 4.14 et 4.15 pour obtenir la largeur des lamelles, la période du système et la courbe d'équilibre de l'aimantation moyenne en fonction du champ  $h$  et du paramètre  $\lambda_c$ . Les résultats figurent sur les courbes 4.7, 4.8 et 4.9.

Remarque : le terme “courbe d'équilibre de l'aimantation moyenne” est utilisé en lieu et place du terme “cycle d'hystérésis ” pour parler de la courbe 4.9, car les processus d'amincissement et d'élargissement des lamelles sont entièrement réversibles. Il n'y donc pas d'ouverture de cycle.

À champ extérieur nul ( $h = 0$ ) les lamelles “up” et “down” sont d'égale largeur ( $W_1 = W_2$ ) et l'aimantation moyenne à l'équilibre  $\langle m \rangle$  est nulle. Au fur et à mesure de l'augmentation du champ magnétique, l'aimantation moyenne augmente (voir figure 4.9). Les lamelles “down” s'amincissent et les lamelles “up” s'élargissent (voir figure 4.7), la période du système augmente (voir figure 4.8) (les lamelles “down” sont de plus en plus éloignées les unes des autres). La période du système diverge pour un champ  $h_{lim}$  : les lamelles “down” sont infiniment éloignées les unes des autres et  $\langle m \rangle \mapsto 1$  (état presque totalement saturé). Cependant ces lamelles conservent une largeur finie  $W_{lim}$  jusqu'à leur disparition au champ  $h_{lim}$ , points noirs de la figure 4.7.

Un modèle de lamelle isolée permet de retrouver la largeur limite  $W_{lim}$ . En effet, en fin de saturation les lamelles “down” sont infiniment éloignées et n'interagissent plus ensemble. On peut donc les considérer comme isolées. Le modèle de lamelle isolée [63] relie la quantité  $w_s = W_{lim}/d$  au paramètre  $\lambda_c$ , par la relation :

$$2\pi\lambda_c = w_s^2 \ln(1 + w_s^{-2}) + \ln(1 + w_s^2). \quad (4.20)$$

Ces prédictions sont reportées sur le graphique 4.7 (points noirs situés sous les valeurs de  $\lambda_c$ ).

Ce modèle lamellaire, s'il prédit l'évolution de lamelles soumises à un champ magnétique, ne permet pas de décrire pas les processus de nucléation et collapse des domaines magnétiques (voir 4.5). Lorsqu'un domaine nucléé, il a une forme de bulle. Il se transforme par la suite en lamelle (ou éventuellement une autre forme) via des instabilités de forme. Le collapse de domaine n'intervient qu'une fois les domaines magnétiques transformés en bulles. Dans le cas des lamelles par exemple, leur longueur diminue alors qu'elles gardent une largeur à peu près fixe jusqu'à devenir des bulles (voir [68] [44]). Il est donc particulièrement important de disposer d'un modèle de nucléation ou collapse de bulle.

#### 4.3.2.2 Modèle de bulle unique : nucléation et collapse

Lorsque des bulles nucléent ou collapsent, la distance inter-bulle est très supérieure à leur diamètre. Leurs interactions mutuelles sont négligeables et on peut considérer les bulles comme isolées. Le modèle de bulle isolée que nous présentons ci-dessous est alors tout à fait adapté à la description des processus de nucléation et de collapse de bulles.

Ce modèle consiste à calculer l'énergie  $E_{tot}$  d'une couche infinie soumise à un champ magnétique où se trouve une unique bulle de rayon  $R$  d'aimantation “down” ( $m = -1$ ) opposée à l'aimantation “up” ( $m = +1$ ) du reste de la couche. Avec l'origine des énergies correspondant à la couche sans bulle, les calculs aboutissent à l'expression

$$E_{tot} = 2\pi K_d d^3 [-I(q) + \lambda_c q + \frac{1}{2} h q^2], \quad (4.21)$$

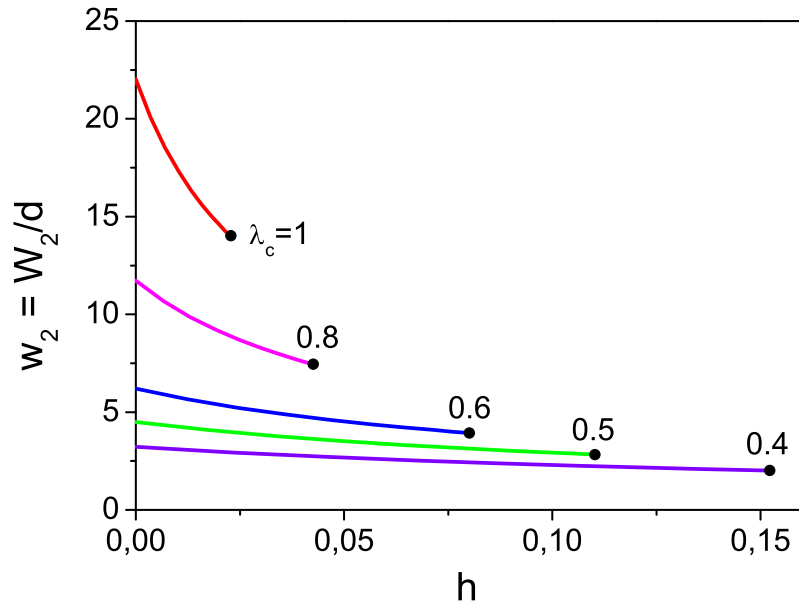


FIG. 4.7: Largeur  $w_2$  des lamelles de la phase minoritaire (lamelles “down”) en fonction du champ réduit  $h$  ( $h > 0$ ) pour différentes valeurs de  $\lambda_c$ . Les 5 points superposés aux courbes correspondent aux prédictions d’un modèle de lamelle isolée.

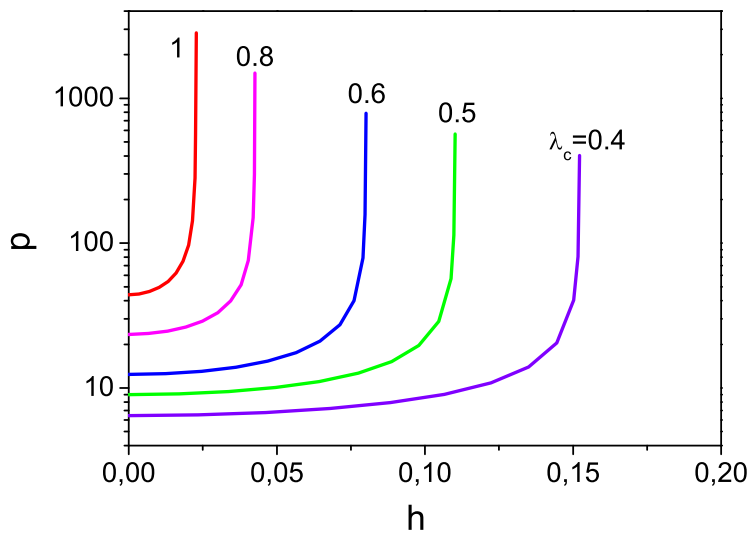


FIG. 4.8: Période réduite  $p$  du système de lamelles périodiques infinies en fonction du champ réduit  $h$  pour différentes valeurs de  $\lambda_c$ . La période diverge lorsque le champ  $h$  atteint un champ limite  $h_{lim}$ .

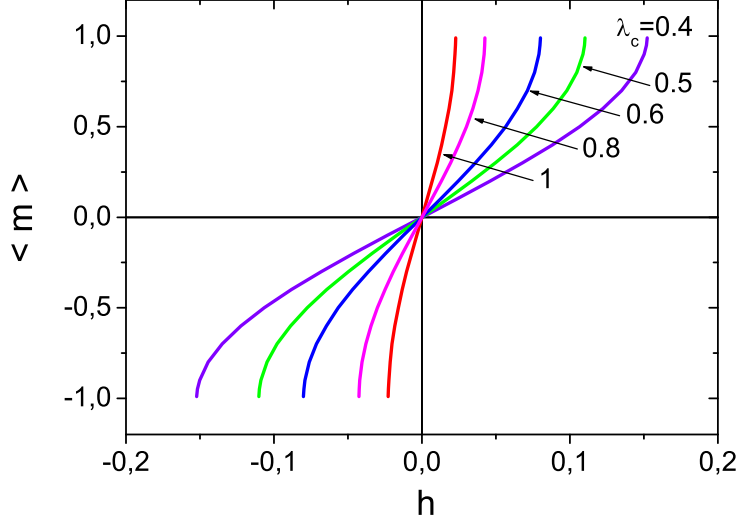


FIG. 4.9: Courbe d'équilibre de l'aimantation réduite  $\langle m \rangle$  en fonction du champ réduit  $h$  pour différentes valeurs de  $\lambda_c$ .

où les quantités  $K_d$ ,  $\lambda_c$  et  $h$  ont été définies ci-dessus et où  $q = 2R/d$  est le diamètre réduit des bulles. Le premier terme du crochet représente l'énergie magnétostatique, le deuxième l'énergie d'interface et le troisième l'énergie Zeeman.  $I(q)$  est une fonction qui fait intervenir des intégrales elliptiques et son expression mathématique est donnée dans [63].

La figure 4.10 fournit une représentation graphique de  $E_{tot}$  en fonction du diamètre réduit des bulles pour différentes valeurs de champ magnétique appliqué et dans le cas où  $\lambda_c = 1$ . La compréhension des processus de nucléation et collapse de bulle se fait aisément à partir des différentes courbes.

### Nucléation

Afin de décrire le processus de nucléation, démarrons avec la couche saturée (sans bulle) et un champ parallèle à l'aimantation, et descendons progressivement le champ  $h$ . Nous commençons donc avec un champ  $h > h_{col}$  pour lequel il n'existe qu'un seul minimum d'énergie  $E_0$  réalisé pour  $R = 0$ . L'état sans bulle est alors l'état de plus basse énergie. Lorsque le champ décroît ( $h < h_{col}$ ), un second minimum d'énergie  $E_1$  pour un rayon de bulle  $R_1$  fait son apparition. Tant que  $E_1 > E_0$  la configuration sans bulle est plus stable énergétiquement et aucune nucléation stable ne se produit. Quand le champ devient inférieur à  $h_{cri}$ , champ pour lequel deux minima d'égale énergie existent, la configuration avec une bulle devient plus favorable car  $E_1 < E_0$ . Cependant, la création de la bulle nécessite de franchir une barrière d'énergie  $\Delta E$  qui résulte de l'existence de la tension de surface. Le système reste dans un état métastable jusqu'à ce que la nucléation s'effectue par activation thermique, dès que  $k_B T$  devient de l'ordre de grandeur de la hauteur de la barrière  $\Delta E$ .

Tant que le champ magnétique est positif le rayon d'équilibre correspondant au second minimum est fini : si une bulle nucléée, elle va adopter un rayon d'équilibre. Mais dès que le champ magnétique devient négatif, il n'existe plus de rayon d'équilibre. Ceci signifie que si la nucléation se produit à champ négatif la bulle va croître jusqu'à l'envahissement de toute la couche.

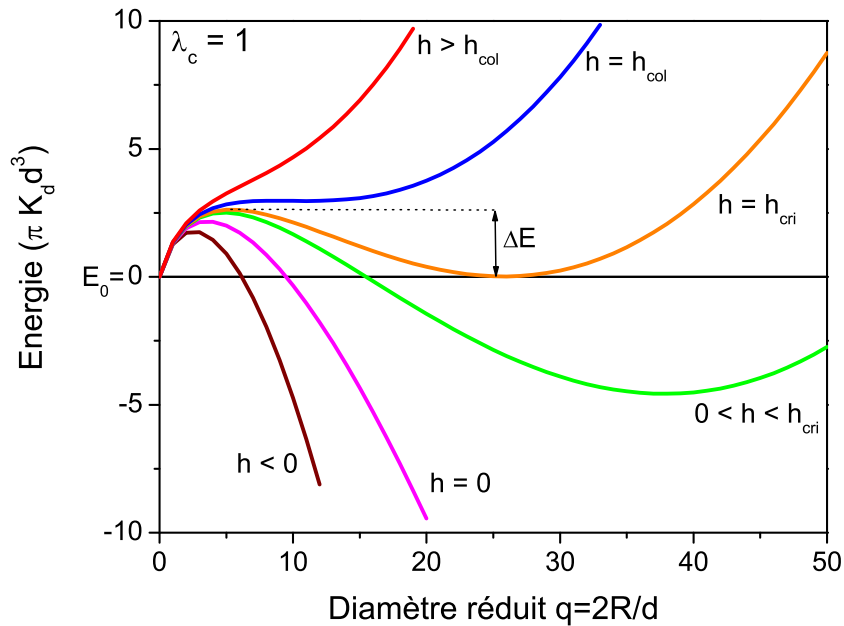


FIG. 4.10: Énergie d'une bulle magnétique isolée d'aimantation  $-M_s$  dans une couche d'aimantation  $+M_s$  en fonction de son rayon pour différents champs et dans le cas  $\lambda_c = 1$ .

### Collapse

Pour décrire le collapse des bulles suivons le chemin inverse. Démarrons à un champ légèrement positif où il existe une bulle de rayon  $R_1$  correspondant à une énergie du système telle que  $E_1 < E_0$ . Augmentons alors progressivement le champ. Le rayon de la bulle diminue et tant que  $h < h_{cri}$ , la configuration avec une bulle est de plus basse énergie car  $E_1 < E_0$ . Dès que le champ franchit  $h_{cri}$  l'état de plus basse énergie devient la configuration sans bulle, mais pour y arriver la barrière d'énergie  $\Delta E$  doit être franchie. Tout comme pour la nucléation, ce franchissement est effectué par activation thermique. Les bulles peuvent soit disparaître dès  $h_{cri}$  si la barrière est suffisamment faible soit rester dans un état métastable jusqu'au champ  $h = h_{col}$ , champ pour lequel la barrière d'énergie disparaît.

### Remarques :

- La présence de défauts dans le matériau peut modifier les hauteurs de barrière énergétique, et conduire à des champs de nucléation et de collapse différents de ceux prédits par le modèle de bulle unique.
- La prise en compte des processus de transformations des lamelles en bulles puis de leurs collapses produit une modification de la courbe d'aimantation moyenne par rapport à la courbe du modèle lamellaire. La figure 4.11 présente schématiquement les modifications de la courbe d'équilibre du modèle lamellaire périodique par les processus de collapse, de nucléation et de transformation bulles  $\leftrightarrow$  lamelles. Ces processus dépendant fortement des hauteurs de barrière à franchir. On définit qualitativement une "largeur" de la courbe d'aimantation par  $2h_{sat}$  (au plus égal à  $2h_{col}$ ).

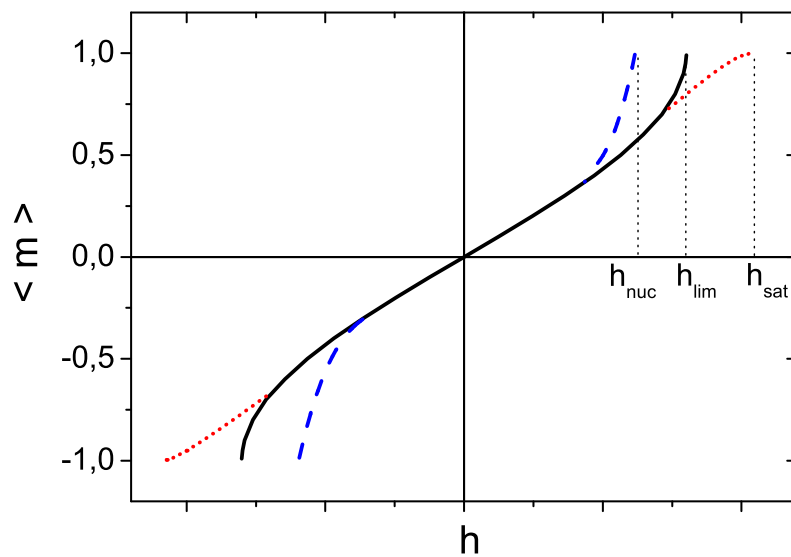


FIG. 4.11: Courbes schématiques de l'aimantation moyenne d'un système {lamelles+bulles} en présence d'états métastables. En noir : courbe d'équilibre de l'aimantation d'un système de lamelles périodiques infinies. En pointillés rouges : transformation des lamelles en bulles, suivi de leur disparition à un champ  $h_{sat} \leq h_{col}$ . En tiretés bleus : nucléation de bulles à  $h_{nuc}$  et transformations en lamelles.  $h_{lim}$  correspond au champ de disparition des lamelles.



### 4.3.2.3 *Auto-organisation dans GaMnAs ?*

En comparant les prédictions des modèles d'auto-organisation (période, largeur des domaines, champ de nucléation, de collapse, de saturation) aux observations expérimentales, il est possible d'extraire le paramètre  $\lambda_c$ . Cependant, avant de se lancer dans cette comparaison, il est important de déterminer dans quelle mesure les domaines observés dans les films de GaMnAs portent des signatures d'une auto-organisation. Comme nous l'avons discuté précédemment, c'est essentiellement l'ancrage des parois de domaine qui s'oppose à la relaxation des domaines vers une structure auto-organisée. Alors que le modèle d'auto-organisation prédit une largeur et un espacement à l'équilibre, l'image 4.12 montre qu'il est assez difficile de mesurer une taille typique de domaine et encore moins une période.

En revanche, lorsque le champ appliqué s'approche de la saturation, nous observons un ensemble de petits filaments qui ont à peu près la même largeur (voir image 4.13 et 4.14). Leurs mécanismes de formation ont été expliqués au chapitre 3. Ces filaments ne sont pas auto-organisés à longue distance. Seule leur largeur peut varier, leur densité et localisation étant fixées par celle des défauts qui ancrent leurs extrémités. Ce n'est donc ni dans le nombre, ni dans la longueur de ces filaments que réside une empreinte d'auto-organisation mais dans leur largeur. Le fait que cette largeur soit relativement homogène sur l'ensemble de l'échantillon suggère que les forces d'ancrage sont suffisamment faibles par rapport aux forces d'interaction intra-domaine pour que les filaments adoptent une largeur voisine de celle de l'équilibre.

Comme nous allons le voir, la mesure de leur largeur va nous permettre de remonter aux paramètres micromagnétiques de GaMnAs via un encadrement du paramètre  $\lambda_c = \sigma/\mu_0 M_s^2 d$ .

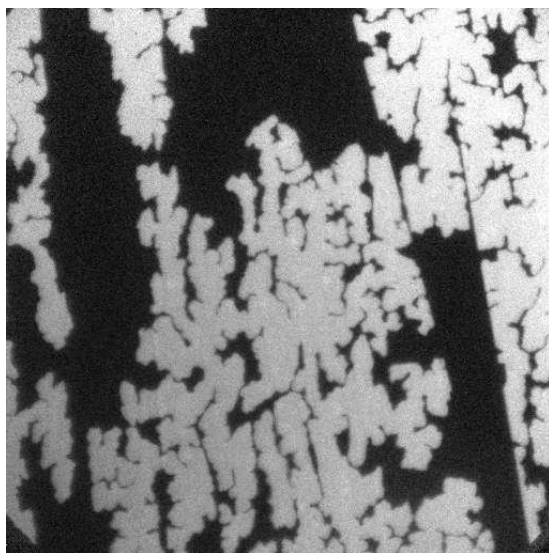


FIG. 4.12: Image de domaines magnétiques dans GaMnAs (échantillon 25M05-a). Aucun ordre périodique n'est observable : les domaines magnétiques dans GaMnAs ne sont pas auto-organisés à longue distance. Taille :  $536 \mu\text{m} \times 536 \mu\text{m}$

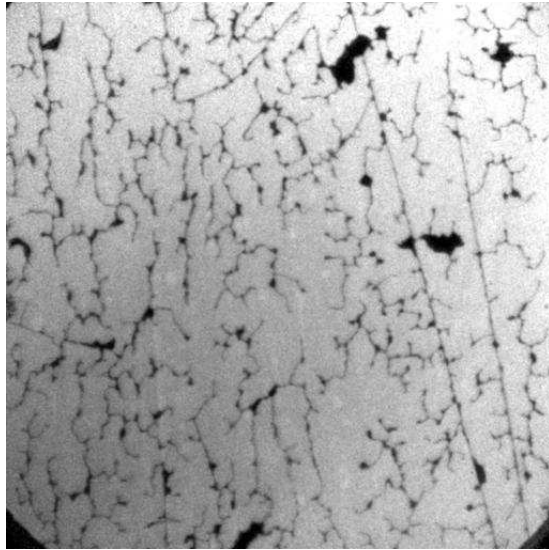


FIG. 4.13: Filaments magnétiques formés près du champ de saturation. Taille de l'image :  $536 \mu\text{m} \times 536 \mu\text{m}$

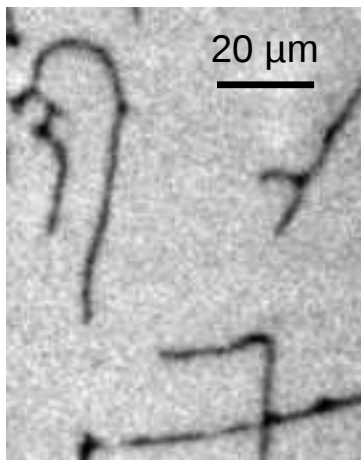


FIG. 4.14: Détail des domaines lamellaires observés près de la saturation dans la couche 25M05-a. Leur largeur moyenne est estimée à  $1,7 \mu\text{m} \pm 0,3 \mu\text{m}$ .

## 4.4 Paramètres micromagnétiques de GaMnAs

### 4.4.1 Encadrement de $\lambda_c$

#### 4.4.1.1 Majoration de $\lambda_c$

Comme le montre l'image 4.14, les filaments apparaissent près du champ de saturation. Ils sont suffisamment éloignés les uns des autres pour qu'on puisse négliger leurs interactions mutuelles. Cette situation est analogue à celle des lamelles du modèle présenté au paragraphe 4.3.2.1 dans la limite  $\langle m \rangle \mapsto 1$ . La largeur des filaments peut donc être comparée à la largeur limite  $W_{lim}(\lambda_c)$  de lamelles sans interaction.

À 80 K par exemple, les filaments ont une largeur de  $1,7 \pm 0,3 \mu\text{m}$ , voir figure 4.14. Il est à noter que nous arrivons en limite de résolution et que la largeur mesurée peut être supérieure à la largeur réelle. De même, des sites d'ancrage positionnés le long des filaments peuvent limiter la décroissance de leur largeur avec le champ et conduire à une largeur mesurée supérieure à leur largeur d'équilibre. Comme  $W_{lim}(\lambda_c)$  est une fonction croissante de  $\lambda_c$ , voir figure 4.15, nous obtenons une borne supérieure de  $\lambda_c$ . À 80 K on obtient ainsi  $\lambda_c < 1,3$ .

#### 4.4.1.2 Minoration de $\lambda_c$

Pour obtenir une borne inférieure pour  $\lambda_c$ , le cycle d'hystérésis est comparé avec la courbe d'aimantation d'un système sans ancrage.

L'ouverture d'un cycle d'hystérésis est due à l'existence d'états métastables et à l'ancrage des parois de domaines. Partant d'une situation d'aimantation saturée  $+|M_s|$  dans un champ positif, nous avons vérifié que la nucléation de domaines d'aimantation  $-|M_s|$  se produit pour un champ  $h_{nuc}$  négatif. C'est ensuite l'ancrage qui détermine la forme de la courbe  $M(H)$  du cycle d'hystérésis pour rejoindre la valeur  $M = -|M_s|$ . Si le champ de nucléation est plus grand en valeur absolue que le champ de collapse des bulles, la valeur  $-|M_s|$  sera atteinte pour un champ de saturation plus grand que  $h_{col}$ . On pourra dire que le cycle d'hystérésis est plus large que la courbe d'aimantation {lamelles+bulles} sans ancrage. Si le champ de nucléation est plus petit en valeur absolue que  $h_{col}$  et si la vitesse de propagation des parois de domaines est suffisamment grande pour que le système évolue vers un état de quasi-équilibre entre deux valeurs successives du champ, alors la courbe  $M(H)$  du cycle d'hystérésis rejoindra la valeur  $-|M_s|$  de manière tangente à la courbe du système {lamelles+bulles} sans ancrage.

Cette courbe est d'autant plus "large" que  $\lambda_c$  est petit (voir figure 4.9). Nous obtenons donc une borne inférieure de  $\lambda_c$  en cherchant la valeur  $\lambda_c$  qui permet de placer une courbe théorique à l'intérieur du cycle d'hystérésis de manière tangente à celui-ci.

Sur la figure 4.16 sont superposés un cycle expérimental à 80 K et les courbes d'aimantation du système périodique de lamelles infinies pour différentes valeurs de  $\lambda_c$ . On obtient  $\lambda_c > 0,8$ . Afin d'affiner ce résultat, on peut considérer un cycle d'hystérésis mineur obtenu sans saturer complètement l'aimantation. Il subsiste alors quelques domaines de la phase minoritaire, de taille très inférieure au micron. Ceci permet d'éviter l'étape de nucléation lorsque le champ décroît. Le cycle d'hystérésis est légèrement plus étroit (voir 4.16). On considère également le champ de collapse des bulles  $h_{col}$ . On obtient  $\lambda_c > 0,85$ .

Finalement, nous obtenons à 80 K l'encadrement suivant  $0,85 < \lambda_c < 1,3$ .

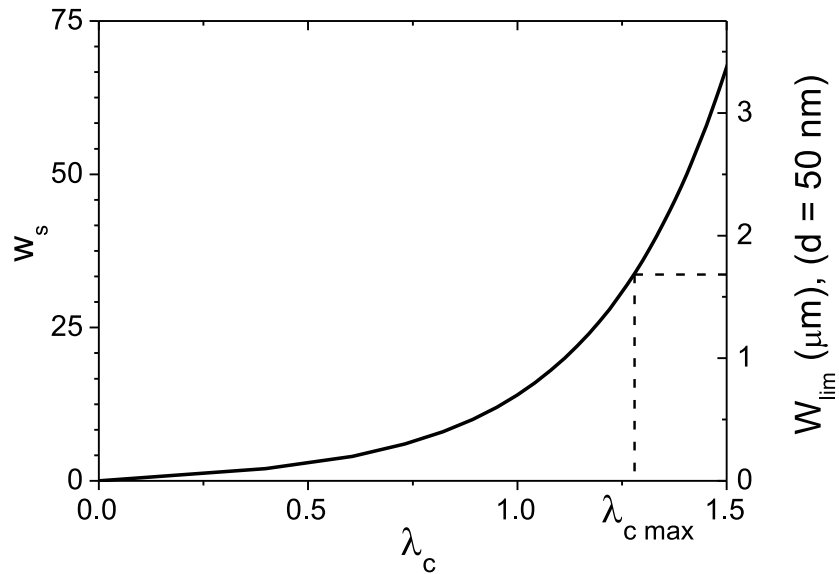


FIG. 4.15: Largeur réduite limite des lamelles  $w_s = W_{lim}/d$  au champ de saturation en fonction du paramètre  $\lambda_c$ . Comme la largeur à l'équilibre est inférieure à la largeur mesurée ( $W_{lim} = 1,7 \pm 0,3 \mu\text{m}$ ), nous obtenons une borne supérieure pour  $\lambda_c$  ( $\lambda_{cmax} = 1,3$ ).

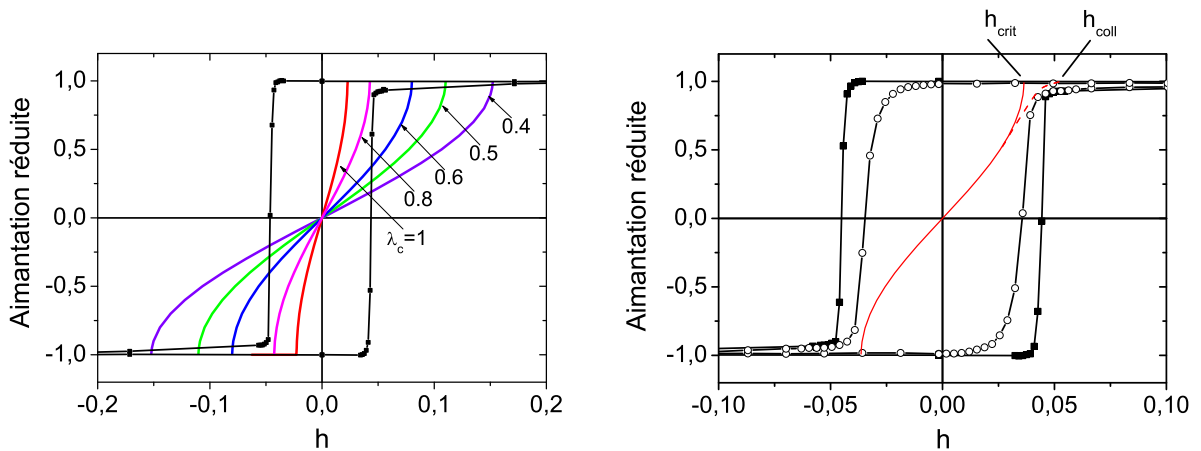


FIG. 4.16: À gauche, aimantation moyenne réduite mesurée lors d'un cycle d'hystérésis expérimental à 80 Kelvin (carrés et trait noirs) et courbes d'aimantation du modèle lamellaire (couleurs) ; à droite, cycle d'hystérésis du modèle {lamelles+bulles} ajusté au cycle d'hystérésis mineur expérimental.

#### 4.4.2 Détermination de la largeur et de l'énergie de parois

En combinant l'encadrement de  $\lambda_c$  avec des mesures de magnétométrie par SQUID et de résonance ferromagnétique (FMR) effectuées sur la couche 25M05-a, nous sommes capables de déterminer une valeur approchée de l'ensemble des paramètres micromagnétiques. En effet les mesures de SQUID nous fournissent l'aimantation à saturation  $M_s$  et la FMR la constante d'anisotropie  $K_u$ . Nous sommes donc en mesure de déterminer la tension de surface  $\sigma$  grâce à notre encadrement de  $\lambda_c$ , voir équation 4.19. Nous pouvons ensuite déterminer la constante d'échange  $A$  et la largeur de paroi  $\pi\Delta$ .

##### 4.4.2.1 Constantes d'anisotropie et aimantation à saturation

Les mesures de résonance ferromagnétique ont été effectuées par Kashayar Khazen et Jürgen von Bardeleben à l'INSP. Elles sont présentées sur la figure 4.17. Elles montrent que l'anisotropie est essentiellement uniaxiale, mais qu'il existe aussi une contribution planaire. Quatre constantes d'anisotropie  $K_{2\perp}$ ,  $K_{4\perp}$ ,  $K_{2\parallel}$  et  $K_{4\parallel}$  sont utilisées pour décrire l'énergie d'anisotropie qui prend alors la forme

$$e_{anisotropie} = -K_{2\perp} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} K_{4\perp} \cos^4 \theta - \frac{1}{8} K_{4\parallel} (3 + 4 \cos 4\phi) \sin^4 \theta - K_{2\parallel} \sin^2 \theta \sin^2(\phi - \frac{\pi}{4}), \quad (4.22)$$

où les  $K_{i\perp}$  caractérisent l'anisotropie perpendiculaire et les  $K_{j\parallel}$  l'anisotropie planaire [69].

Cependant comme  $(K_{2\perp}, K_{4\perp}) \gg (K_{2\parallel}, K_{4\parallel})$ , nous pouvons ne pas tenir compte de l'anisotropie planaire et approximer 4.22 par la forme uniaxiale 4.5 en prenant  $K_u \approx K_{2\perp} + K_{4\perp}$ .

Les mesures d'aimantation à saturation ont été effectuées par Laura Thévenard (LPN) grâce à un magnétomètre à SQUID. La couche de GaMnAs a d'abord été saturée puis soumise à un petit champ magnétique constant lors du balayage en température. Ceci permet en effet de prévenir tout retournement inopiné de l'aimantation. La courbe obtenue est présentée sur la figure 4.17.

À partir de  $K_u$  et  $M_s$  il est possible de calculer le paramètre  $Q$  qui caractérise la rigidité de l'anisotropie uniaxiale (voir équation 4.10). Sa variation avec la température est fournie sur la figure 4.17. Sa valeur est située aux alentours de 10, ce qui indique que la couche de GaMnAs a une forte anisotropie uniaxiale. Ceci justifie l'utilisation d'un modèle supposant une forte anisotropie uniaxiale.

##### 4.4.2.2 Largeur, énergie de parois et constante d'échange

À partir des mesures précédentes et en reproduisant notre méthode d'encadrement de  $\lambda_c$  pour différentes températures, nous pouvons déterminer un encadrement des valeurs de la tension de surface, de la constante d'échange et de la largeur de paroi :

$$\sigma_{min,max} = \lambda_c \min,max \mu_0 M_s^2 d \quad (4.23)$$

$$A_{min,max} = \left( \frac{\sigma_{min,max}}{4} \right)^2 \frac{1}{K_u} \quad (4.24)$$

$$\Delta_{min,max} = \sqrt{\frac{A_{min,max}}{K_u}}. \quad (4.25)$$

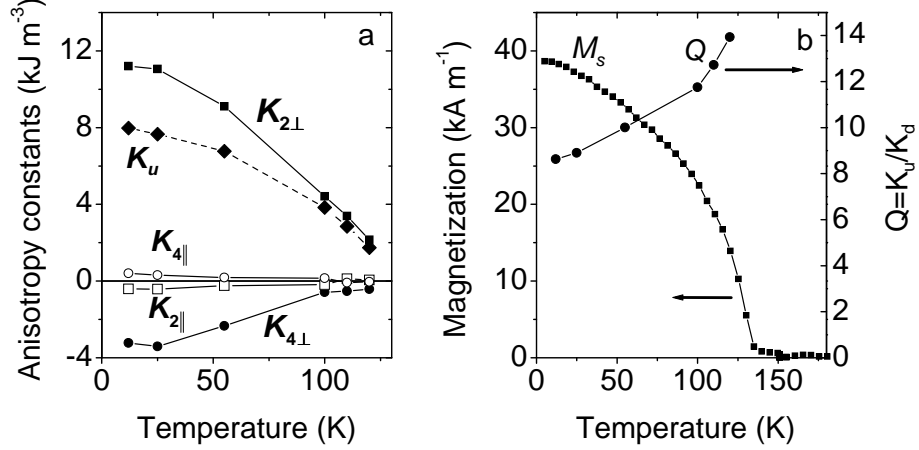


FIG. 4.17: Constantes d'anisotropie  $K_i$ , aimantation à saturation  $M_s$  et paramètre  $Q$  de la couche 25M05-a en fonction de la température.

Les résultats sont résumés sur la figure 4.18. Notons d'emblée que la largeur des parois est voisine de 8 nm, cela représente une dizaine de fois la distance entre manganèse (pour une concentration nominale de 7%). L'approche micromagnétique, valable si  $a_0|\vec{\nabla} \cdot \vec{m}| \ll 1$ , est donc justifiée.

D'autre part, la prise en compte de l'aspect mixte Bloch/Néel des parois magnétiques aboutit à une tension de surface de la forme  $\sigma = p\sqrt{A/K_u}$ , avec  $p \leq 4$ . Pour  $\pi\Delta \approx 8$  nm,  $Q \approx 10$  et  $d = 50$  nm, des calculs numériques aboutissent à la valeur  $p \approx 3,9$  [63] [64], ainsi le fait d'avoir pris  $p = 4$  pour les calculs est justifié.

#### 4.4.3 Discussion

L'ordre de grandeur de la tension de surface  $\sigma$  est  $5 \times 10^{-5} \text{Jm}^{-2}$ . Il s'agit d'une valeur assez faible pour un matériau ferromagnétique, c'est par exemple à peu près 2 ordres de grandeur en-dessous de celle du cobalt et du fer. Ceci explique sans doute la facilité avec laquelle se forment les filaments près de la saturation (voir 4.13) : le coût énergétique associé à leur création est très faible.

La largeur de paroi,  $\pi\Delta \approx 8$  nm, est en revanche très usuelle : le cobalt ou encore le permalloy possède en effet des parois dont la largeur est typiquement 10 nm.

En ce qui concerne la constante d'échange ( $A \approx 0,05 \text{ pJ m}^{-1}$  à basse température), elle est en très bon accord avec celle déduite par FMR sur cette même couche. En effet, à partir de la dispersion des ondes de spin, la constante d'échange a été estimée à  $0,064 \text{ pJ m}^{-1}$  à 4 K. En revanche, elle est inférieure d'un ordre de grandeur à celle trouvée expérimentalement par Goennenwein *et al.* [70] ( $1,5 \pm 0,6 \text{ pJ m}^{-1}$  pour 5% de Mn). Les auteurs l'ont déterminée par FMR à partir de la dispersion des ondes de spin dans une couche de GaMnAs à aimantation planaire (un petit bémol tout de même, les champs de résonance mesurés dévient du modèle théorique, un gradient de champ  $H_{eff}$  a alors été rajouté pour corriger cette déviation). Cet ordre de grandeur de différence peut s'expliquer par la très grande variabilité des couches de GaMnAs. En effet constante d'échange, anisotropie et aimantation à saturation dépendent fortement de plusieurs facteurs : les contraintes appliquées à la couche, la concentration en Mn et donc la densité de trous, la technique de recuit utilisée. Il n'est donc pas si étonnant d'obtenir une telle différence entre deux couches de GaMnAs.

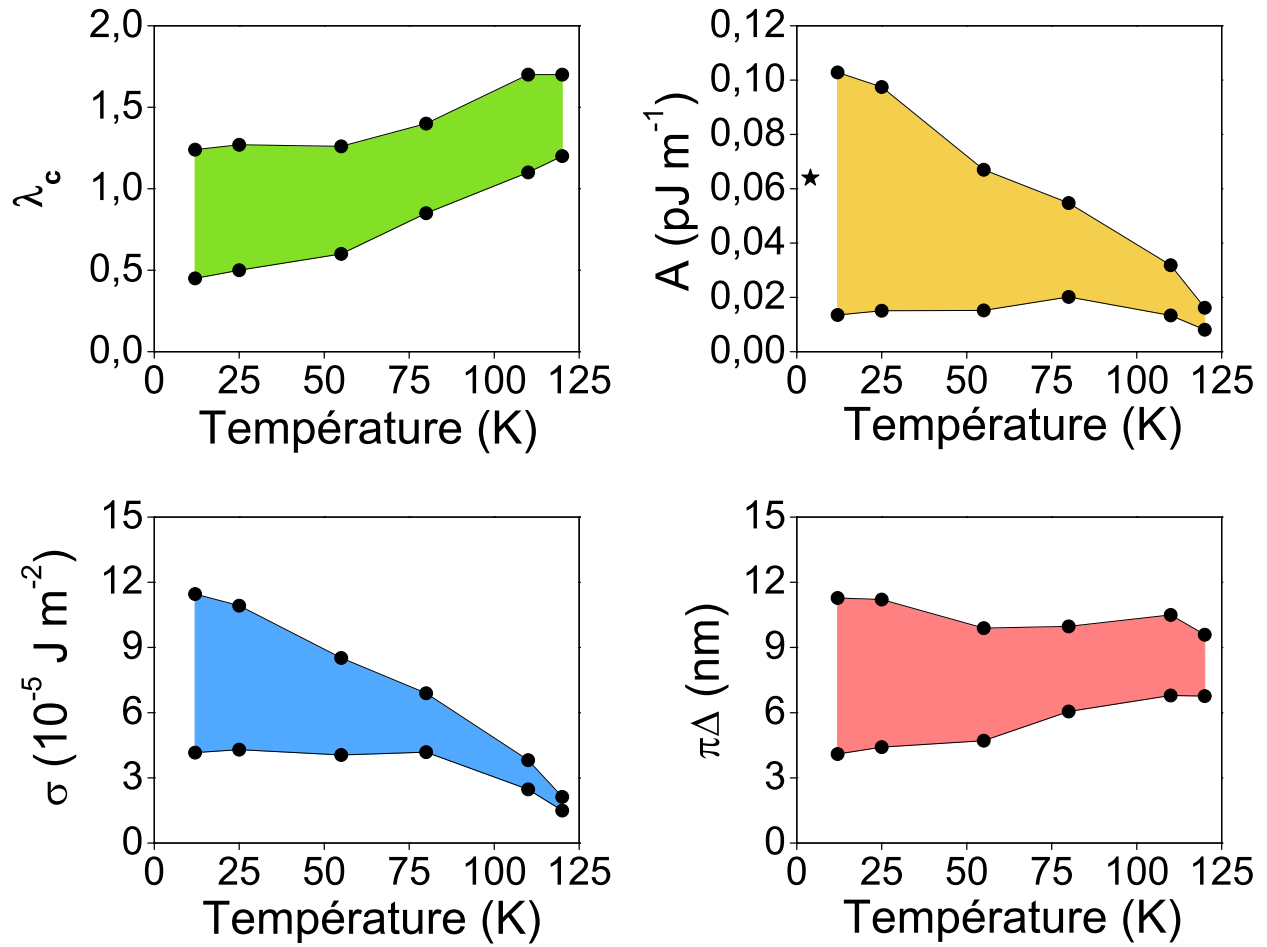


FIG. 4.18: Paramètres micromagnétiques de GaMnAs en fonction de la température : paramètre  $\lambda_c$  (voir équation 4.19), tension de surface  $\sigma$ , constante d'échange  $A$  et largeur de paroi  $\pi\Delta$ . Sur le graphique  $A = f(T)$ , l'étoile représente la valeur de  $A$  obtenue par FMR à 4 K.

Des calculs théoriques reliant le paramètre d'échange  $\beta$  et la constante d'échange  $A$  ont été effectués en [71] et sont reportés sur la figure 4.19. La concentration en manganèse  $y$  est fixée à 4,5% ( $p=0,35 \text{ nm}^{-3}$ ), ce qui est très proche de la concentration effective de manganèse dans notre couche estimée à environ 3,8% (à partir de l'aimantation à saturation et de l'équation 4.1). Nous avons également reporté sur le graphique 4.19 nos données expérimentales. Nos résultats sont alors cohérents avec ces calculs théoriques dans la mesure où  $\beta$  se situerait plutôt dans une fourchette basse correspondant à  $|\beta| \leq 50 \text{ meV nm}^3$  ( $|N_0\beta| < 1,2 \text{ eV}$ ).

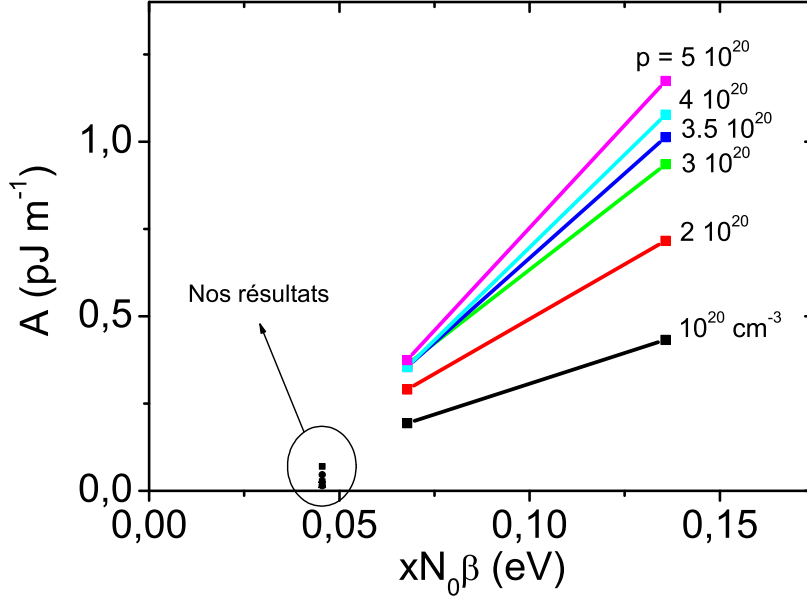


FIG. 4.19: Calculs théoriques de la constante d'échange  $A$  en fonction de la constante de couplage  $\beta$  pour différentes concentrations de trous  $p$  (données issues de [71]) à température nulle. Nos résultats expérimentaux ont été positionnés en utilisant une concentration effective de Mn  $x_{eff} = 3,8\%$  tirée de la valeur de l'aimantation à saturation et avec la valeur  $\beta = 0,054 \text{ eV nm}^{-3}$  la plus basse de la littérature [71].

## 4.5 Conclusion

Les forces d'ancrage dans GaMnAs sont suffisamment fortes pour empêcher les domaines de s'auto-organiser à longue distance. Cependant, elles sont suffisamment faibles pour que les domaines adoptent localement des tailles proches de l'équilibre. Ainsi, à partir de la largeur de filaments qui se forment près de la saturation de l'aimantation et grâce à la largeur des cycles expérimentaux, nous avons été en mesure d'encadrer les paramètres micromagnétiques de GaMnAs. Nous avons alors trouvé une largeur de paroi  $\pi\Delta$  d'environ 8 nm et une constante d'échange dont l'ordre de grandeur est  $A \approx 0,05 \text{ pJ m}^{-1}$ .

La largeur de paroi est un paramètre essentiel dans la description théorique d'une paroi en mouvement. L'analyse que nous venons d'effectuer va maintenant nous aider dans l'étude de la dynamique de parois sous champ magnétique.





## Chapitre 5

# Dynamique de paroi de domaine sous champ magnétique

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>73</b>
<b>5.2</b>	<b>Régimes de déplacement de parois</b>	<b>75</b>
5.2.1	Régime de reptation	76
5.2.2	Régime hydrodynamique	76
5.2.3	Extension du modèle 1D	84
5.2.4	Observation des différents régimes de déplacement de parois	84
<b>5.3</b>	<b>Technique expérimentale</b>	<b>85</b>
5.3.1	Dispositif expérimental	85
5.3.2	Technique de mesure des vitesses de déplacement de parois	89
<b>5.4</b>	<b>Résultats</b>	<b>94</b>
5.4.1	Identification des régimes de reptation, de dépiégeage et de “flow”	94
5.4.2	Régime de reptation	99
5.4.3	Régime de flow	99
5.4.4	Au-delà du modèle 1D	106
<b>5.5</b>	<b>Rôle de l’anisotropie planaire</b>	<b>109</b>
5.5.1	Résultats expérimentaux	110
5.5.2	Modèle 1D avec anisotropie planaire	110
5.5.3	Discussion	116
<b>5.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>118</b>

---

## 5.1 Introduction

L'étude des déplacements de parois a démarré dès les années 60 sur des matériaux à bulles (grenats). Elle a aboutit à la mise au point de mémoires magnétiques que nous connaissons sous la dénomination de mémoire à bulles (*Intel Magnetics*, 1977). Dans ce type de mémoire, des domaines cylindriques de tailles micrométriques sont créés, déplacés et détruits à l'aide d'un champ magnétique. Un bit d'information est alors codé par la présence ou l'absence d'une bulle. En raison de la fabrication complexe et coûteuse de ces mémoires pour l'époque, cette technologie a été supplantée par d'autres types de mémoires. À la même période (1973), les ingénieurs d'IBM ont

lancé le disque dur Winchester d'une capacité de 60 Mo. Une tête de lecture/écriture mobile permet de lire/inscrire des informations sur une fine couche magnétique. Le bit d'information est alors codé par l'orientation de l'aimantation dans des domaines magnétiques. Un champ magnétique est utilisé pour effectuer l'opération d'écriture. Aujourd'hui encore, c'est cette technologie qui est employée dans les disques durs d'ordinateurs. Grâce à l'utilisation de l'effet de magnéto-résistance géante dans les têtes de lecture, la taille des domaines magnétiques, qui stockent l'information, a été réduite à quelques dizaines de nm, ce qui permet d'obtenir des capacités de stockage qui avoisinent les 1 To par disque dur.

Aujourd'hui de nouvelles technologies de stockage magnétique émergent. On peut citer en exemple les "Magnetoresistive Random Access Memory" (MRAM) qui mobilisent actuellement des équipes de recherches parmi les grands noms de l'informatique tels que IBM, Samsung, Nec, Toshiba . . . Les premières MRAMs ont été mises sur le marché en 2006 par Freescale. Dans cette première génération de MRAM, un champ magnétique est utilisé pour basculer l'aimantation de la couche libre d'une jonction tunnel magnétique (MTJ). Chaque MTJ joue alors le rôle de bit et l'orientation de son aimantation code pour "1" ou "0". À la différence des disques durs, ces MRAMs ne possèdent pas de tête de lecture écriture. Les MTJs sont alignés selon un quadrillage et l'adressage des bits d'information se fait à partir des numéros de ligne et de colonne d'une MTJ. La disparition de la tête de lecture/écriture rend ce type de mémoire particulièrement robuste par rapport aux disques durs. Cependant, les coûts de fabrication de ces MRAMs et leur faible capacité, 4 Mbit en 2006, les restreignent pour l'instant à des secteurs très spécifiques. Les équipes de recherches d'IBM ont choisi une voie différente dans la conception des MRAMs. Des rubans magnétiques servent de support de stockage de l'information. Chaque ruban consiste en une succession de domaines magnétiques dont le sens de l'aimantation code pour "1" ou "0". Un courant, traversant le ruban, est alors utilisé pour déplacer les domaines jusqu'à une tête de lecture/écriture fixe. Ces MRAMs seconde génération ne sont pour l'instant qu'au stade de la recherche fondamentale, mais ont déjà fait l'objet de dépôts de brevets par Stuart Parkin (IBM Almaden) [72] [73].

En fait, c'est dans les années 80 que l'idée de déplacer des parois à l'aide d'un courant a été proposée par Luc Berger [74] (idée également proposée par W. J. Carr [75]). Les premières tentatives pour observer expérimentalement cet effet ont échoué à cause de la destruction des matériaux par la forte densité de courant nécessaire pour déplacer les parois. Il aura finalement fallu attendre l'année 2004 pour observer expérimentalement cet effet sur le permalloy [76]. En 2005, l'attention a été attirée sur les semiconducteurs ferromagnétiques et plus particulièrement GaMnAs. Il a été montré que la densité de courant nécessaire au déplacement de parois dans ce matériau était de deux ordres de grandeur inférieure à celle du permalloy [13].

L'étude de la dynamique de paroi sous courant en est encore à ses débuts et est donc très mal comprise. A contrario la dynamique de paroi sous champ fait l'objet de nombreux modèles théoriques développés au cours de ces 40 dernières années [77] [78] [79] [62] [80], et de nombreuses études expérimentales sur différents matériaux comme le cobalt [53], le permalloy [81] et les grenats [78]. Dans un matériau ferromagnétique, deux régimes de déplacements de parois sont observés. À bas champ, le désordre inhérent au matériau joue un rôle prépondérant et contrôle la dynamique des déplacements de parois : on parle de régime de reptation ("creep" en anglais). À haut champ, le déplacement des parois n'est plus perturbé par le désordre ; il est limité par des effets de dissipation d'énergie, on parle de régime hydrodynamique ("flow" en anglais). Le régime hydrodynamique, observé dès les années 1970 sur des couches épaisses de grenats (plusieurs microns), est beaucoup plus difficile à mettre en évidence sur des couches métalliques ultra-minces. Ce n'est que récemment qu'il a été bien identifié sur des couches à aimantation planaire [81] et perpendiculaire [53].

Dans le cas de GaMnAs, la dynamique des parois sous champ n’a pour l’instant été explorée que pour des régimes bas champ et basse vitesse [12] [13]. Or, c’est le régime haut champ qui permet de récolter le plus d’information. En effet, dans ce régime, la dynamique des parois n’est plus influencée par les défauts, mais déterminée par des grandeurs intrinsèques au matériau : constantes d’anisotropie  $K_i$ , constante d’échange  $A$ , aimantation à saturation  $M_s$  et coefficient d’amortissement de Gilbert  $\alpha$ . Il est alors possible de déterminer le paramètre de largeur de paroi  $\Delta$  et le coefficient  $\alpha$  à partir de mesures de vitesse de déplacement de paroi en fonction du champ magnétique appliqué. La détermination de ces paramètres est d’autant plus intéressante que ceux-ci interviennent directement dans l’expression du courant seuil nécessaire pour déplacer des parois avec un courant [82].

De plus, la physique qui se cache derrière le coefficient  $\alpha$  est encore mystérieuse. Ce coefficient décrit de manière phénoménologique une dissipation d’énergie lors de la précession de l’aimantation. Ce processus intervient dans les ondes de spin et  $\alpha$  est donc mesurable à partir d’expérience de résonance ferromagnétique (FMR). La comparaison des valeurs de  $\alpha$  obtenues par FMR ou par déplacement de paroi montre de très forts écarts qui peuvent atteindre deux ordres de grandeurs [62]. Il se pose donc naturellement la question de savoir dans quelle mesure les mécanismes de dissipation se produisant lors d’un déplacement de paroi et en FMR sont similaires ou différents.

Ce dernier chapitre est consacré à l’étude de la dynamique de déplacement de parois sous champ magnétique. Cette étude a été menée sur la couche 25M05-a. Dans une première partie nous présenterons des éléments de théorie. Après avoir présenté un modèle de reptation très succinct, nous aborderons l’étude théorique du régime de “flow”. Nous utiliserons pour ce faire l’équation de Landau-Lifshitz-Gilbert qui permet de décrire la précession de l’aimantation d’un matériau ferromagnétique. Nous rappellerons le modèle exact de Walker pour un déplacement de paroi 1D [77] et son extension développée par Hubert [63]. Nous poursuivrons dans une deuxième partie avec les aménagements que nous avons effectués sur le dispositif expérimental afin de pouvoir mesurer des vitesses de déplacement de parois d’une dizaine de  $\text{m s}^{-1}$ . Nous expliquerons alors en détail le protocole expérimental et la procédure utilisée pour mesurer les vitesses de parois. Dans la troisième partie, nous identifierons les régimes de reptation, de dépiégeage et de “flow”. Nous exposerons ensuite nos résultats expérimentaux. Nous montrerons qu’une analyse à l’aide des modèles présentés nous permet d’extraire le coefficient d’amortissement  $\alpha$  et le paramètre de largeur de paroi  $\Delta$  (dont une estimation a par ailleurs déjà été effectuée au chapitre précédent). Nous montrerons que le coefficient d’amortissement, environ 30 fois plus grand que celui trouvé en FMR, est en bon accord avec les prédictions d’un modèle prenant en compte la non-conservation du module de l’aimantation dans les processus de relaxation. Cependant, nous mettrons aussi en évidence les insuffisances du modèle 1D, notamment une résonance de la vitesse à une certaine valeur de champ magnétique. Enfin dans une quatrième partie nous aborderons le rôle de l’anisotropie planaire sur la forme des domaines magnétiques et la dynamique de déplacement des parois.

## 5.2 Régimes de déplacement de parois

Dans ce paragraphe, nous présentons les principaux régimes de déplacement de parois sous champ magnétique. Il s’agit du régime de reptation contrôlé par le désordre (défauts atomiques, “clusters”, marches atomiques, rugosité de surface . . .), et du régime hydrodynamique contrôlé par les effets de dissipation d’énergie.

### 5.2.1 Régime de reptation

Le désordre a un impact direct sur les propriétés magnétiques des matériaux. Il rajoute une distribution spatiale de puits et de barrières d'énergie qui modifient localement les termes d'énergie d'échange et d'anisotropie. La modification locale de l'énergie de paroi qui en résulte est à l'origine de l'ancrage des parois, ou encore des nucléations. Sur nos couches de GaMnAs par exemple, l'ancrage est suffisamment fort pour figer les parois et empêcher leurs déplacements en l'absence de champ magnétique extérieur. L'application d'un champ magnétique permet de déplacer les parois. Les déplacements s'effectuent par "sauts" d'un site d'ancrage à un autre (sauts de Barkhausen), et le désancrage des parois se fait par activation thermique.

Pour l'analyse de nos résultats nous utiliserons un modèle empirique très simple dans lequel la vitesse moyenne des parois varie exponentiellement avec le champ appliqué  $H$  selon l'expression [83] :

$$v(H) = v_o \exp\left(\frac{2\mu_0 M_s V_p H}{k_B T}\right), \quad (5.1)$$

où  $H_p$  est un champ de propagation,  $V_p$  un volume de propagation,  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température. Le volume  $V_p$  est interprété comme le volume moyen sur lequel se retourne l'aimantation lorsque la paroi se décroche d'un défaut pour aller se piéger sur un autre défaut. La quantité  $2\mu_0 M_s V_p H$  correspond alors à l'énergie Zeemann gagnée par le système lors du retournement de l'aimantation de  $-M_s$  à  $+M_s$  sur le volume  $V_p$ .

Ce modèle, s'il a l'avantage pour lui d'être simple et facilement compréhensible, met cependant de côté la question de l'élasticité de la paroi. Une paroi peut en effet être vue comme une ligne élastique capable de se déformer afin de minimiser son énergie. Toute déformation de la paroi (par rapport à une paroi rectiligne qui représente la paroi la plus basse en énergie car la plus courte) nécessite une élongation  $\delta l$  de celle-ci, ce qui engendre le surcoût énergétique  $\sigma \delta l$  (voir chapitre 4). Ainsi, une paroi soumise à un champ magnétique et aux forces d'ancrage adopte une configuration qui dépend de l'énergie Zeemann, de la répartition spatiale des sites d'ancrage et de leur distribution en énergie, et de l'élasticité de la paroi.

Un modèle prenant en compte l'aspect élastique des parois a été développé par Giamarchi *et al.* [84]. Ce modèle permet notamment de calculer des longueurs caractéristiques sur lesquelles une paroi se déforme (longueur de Larkin-Ovchinnikov) et relie la vitesse moyenne des parois à des exposants critiques. Pour un déplacement de parois à deux dimensions, le modèle prévoit notamment la caractéristique champ-vitesse

$$v(H) \propto \exp\left(-\frac{U_c}{k_B T} \left(\frac{H_{cri}}{H}\right)^{\frac{1}{4}}\right), \quad (5.2)$$

où  $H \ll H_{cri}$  est le champ critique au-dessus duquel les potentiels d'ancrage deviennent trop faibles, par rapport à l'énergie Zeemann, pour ancrer les parois et  $U_c$  un paramètre constant qui a la dimension d'une énergie.

### 5.2.2 Régime hydrodynamique

Lorsque le champ magnétique appliqué est suffisamment fort, les parois deviennent insensibles aux potentiels d'ancrage. Le déplacement des parois est de type hydrodynamique et est limité par les processus de dissipation d'énergie.

L'équation qui décrit alors l'évolution temporelle et spatiale de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique est l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert, voir [62]. Elle s'écrit

$$\dot{\vec{m}} = -\mu_0 M_s |\gamma| \vec{m} \times \vec{h}_{eff} + \alpha \vec{m} \times \dot{\vec{m}}, \quad (5.3)$$

où  $\vec{m} = \vec{M}/M_s$  est l'aimantation réduite,  $\gamma$  le facteur gyromagnétique de l'électron ( $\gamma = -1,76 \times 10^{11} \text{ T}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ),  $M_s$  l'aimantation à saturation,  $\alpha$  le coefficient d'amortissement de Gilbert (sans dimension) et  $\vec{h}_{eff}$  un champ effectif (les symboles “ $\cdot$ ” et “ $'$ ” sont respectivement employés pour les dérivées temporelles et spatiales).

Cette équation a été écrite par analogie avec la précession d'un moment magnétique autour d'un champ magnétique. Ici le champ magnétique est remplacé par le champ effectif  $h_{eff}$  et une constante d'amortissement  $\alpha$  a été introduite. L'amortissement a tendance à aligner l'aimantation suivant la direction du champ effectif, tout comme un pendule amorti s'aligne au fur et à mesure suivant le champ de gravité.

Le champ effectif fait intervenir une fonctionnelle de la densité volumique d'énergie  $e$  (voir paragraphe 4.2.1) et s'écrit

$$\vec{h}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0 M_s^2} \frac{\delta e}{\delta \vec{m}}. \quad (5.4)$$

L'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert se met alors sous la forme

$$\dot{\vec{m}} = \frac{|\gamma|}{M_s} \vec{m} \times \frac{\delta e}{\delta \vec{m}} + \alpha \vec{m} \times \dot{\vec{m}}. \quad (5.5)$$

On montre (voir annexe A) qu'elle se réduit aux deux équations suivantes :

$$\dot{\phi} \sin \theta = \frac{|\gamma|}{M_s} \frac{\delta e}{\delta \theta} + \alpha \dot{\theta} \quad (5.6)$$

$$\dot{\theta} \sin \theta = -\frac{|\gamma|}{M_s} \frac{\delta e}{\delta \phi} - \alpha \dot{\phi} \sin^2 \theta, \quad (5.7)$$

où  $\theta$  et  $\phi$  sont les angles définis au chapitre précédent, voir figure 5.1.

Nous allons maintenant résoudre l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert dans le cadre du modèle 1D de Walker [77] [63]. Nous nous plaçons dans le cas d'un matériau à anisotropie uniaxiale infiniment épais contenant une paroi rectiligne se déplaçant suivant l'axe  $y$  à la vitesse  $\dot{q}(t)$ , et positionnée à l'instant  $t$  en  $y = q(t)$ , voir figure 5.2. On suppose que  $\theta$  ne dépend que des variables  $y$  et  $t$  et que  $\phi$  est uniquement une fonction du temps :

$$\theta(x, y, z, t) = \theta(y, t) \quad (5.8)$$

$$\phi(x, y, z, t) = \phi(t). \quad (5.9)$$

Le champ magnétique extérieur est orienté suivant l'axe  $z$ . Au milieu de la paroi il se crée un champ démagnétisant perpendiculaire à la paroi qui s'approxime par  $\vec{H}_d = M_s m_y \vec{u}_y$  [62]. La densité volumique d'énergie s'écrit alors

$$e = -\mu_0 M_s \vec{H} \cdot \vec{m} + K_u \sin^2 \theta - \frac{1}{2} \mu_0 M_s \vec{m} \cdot \vec{H}_d + A \left( |\vec{\nabla} \theta|^2 + \sin^2 \theta |\vec{\nabla} \phi|^2 \right) \quad (5.10)$$

$$= -2K_d h \cos \theta + K_u \sin^2 \theta + K_d \sin^2 \theta \sin^2 \phi + A \left( \frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2, \quad (5.11)$$

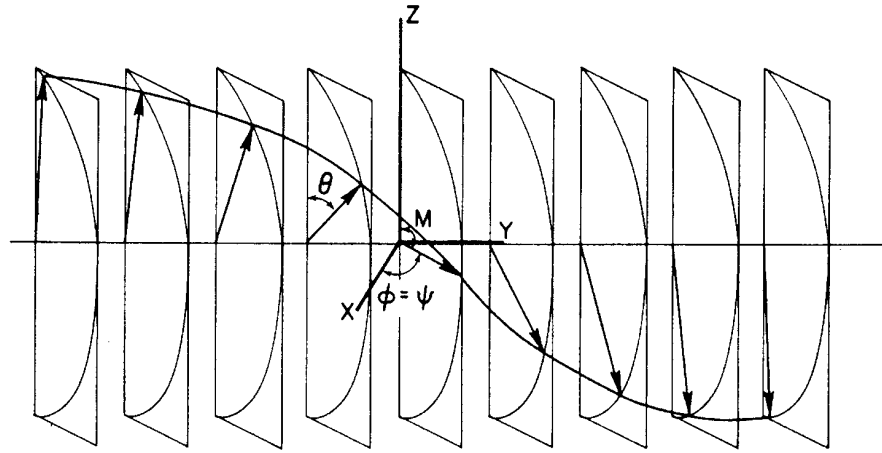


FIG. 5.1: Profil d'aimantation dans une paroi magnétique. Schéma tiré de [62].

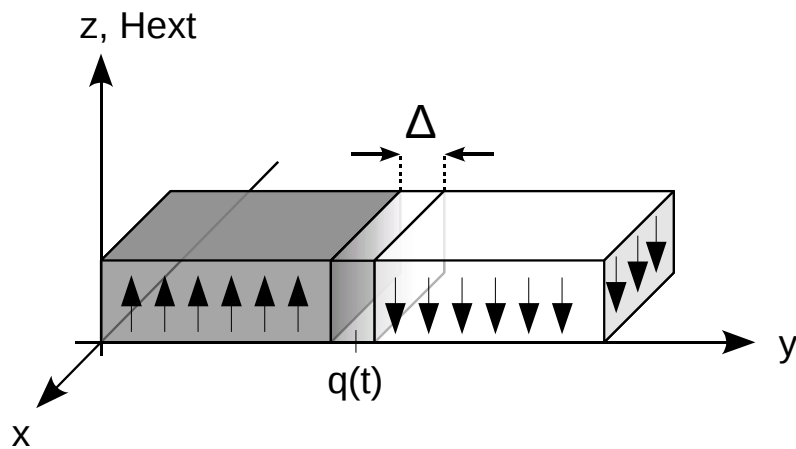


FIG. 5.2: Géométrie du modèle 1D de Walker. Une paroi rectiligne, de largeur  $\Delta$ , se déplace suivant l'axe  $y$ . Elle est positionnée à l'instant  $t$  en  $y = q(t)$ , sa vitesse est  $\dot{q}(t)$ .

avec  $h = H/M_s$  le champ réduit,  $K_d = \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2$  et  $Q = \frac{K_a}{K_d}$ . En injectant 5.11 dans les équations 5.6 et 5.7, on aboutit à (voir annexe B)

$$\dot{\phi} = \frac{|\gamma|}{M_s} \frac{K_d}{\alpha^2 + 1} \left( 2h + 2(Q + \sin^2 \phi) \cos \theta - 2Q\Delta_0^2 \frac{\theta''}{\sin \theta} - \alpha \sin(2\phi) \right) \quad (5.12)$$

$$\dot{\theta} = -\frac{|\gamma|}{M_s} K_d \sin \theta \sin(2\phi) - \alpha \dot{\phi} \sin \theta. \quad (5.13)$$

En se basant sur le profil d'aimantation dans une paroi statique, on écrit

$$\theta(y, t) = 2 \arctan \left( \exp \left( \frac{y - q(t)}{\Delta(t)} \right) \right), \quad (5.14)$$

où  $q(t)$  est la position du centre de la paroi et  $\Delta = \Delta(t)$  le paramètre de largeur de paroi en mouvement. En utilisant les deux relations

$$\theta' = \frac{1}{\Delta} \sin \theta \quad (5.15)$$

$$\theta'' = \frac{1}{\Delta^2} \sin \theta \cos \theta, \quad (5.16)$$

on arrive finalement à

$$\dot{\phi} = \frac{|\gamma|}{2} \frac{\mu_0 M_s}{\alpha^2 + 1} \left( 2h - \alpha \sin(2\phi) + 2 \left( Q \left( 1 - \left( \frac{\Delta_0}{\Delta} \right)^2 \right) + \sin^2 \phi \right) \cos \theta \right) \quad (5.17)$$

$$\dot{\theta} = -\frac{|\gamma|}{2} \mu_0 M_s \sin \theta \sin(2\phi) - \alpha \dot{\phi} \sin \theta. \quad (5.18)$$

Dans la première équation, seul le terme  $\cos \theta$  dépend de la variable d'espace  $y$ . Il est donc nécessaire que son préfacteur soit nul, ce qui implique

$$Q \left( 1 - \left( \frac{\Delta_0}{\Delta} \right)^2 \right) + \sin^2 \phi = 0. \quad (5.19)$$

On obtient finalement le triplet d'équations suivant

$$\Delta = \Delta_0 \sqrt{\frac{Q}{Q + \sin^2 \phi}} \quad (5.20)$$

$$\dot{\phi} = \frac{|\gamma|}{2} \frac{\mu_0 M_s}{\alpha^2 + 1} (2h - \alpha \sin(2\phi)) \quad (5.21)$$

$$\dot{\theta} = -\frac{|\gamma|}{2} \mu_0 M_s \sin \theta \sin(2\phi) - \alpha \dot{\phi} \sin \theta. \quad (5.22)$$

Dans le cas où  $|\dot{\Delta}| \ll |\dot{q}|$  on peut écrire

$$\dot{\theta} = -\frac{\dot{q}}{\Delta} \sin \theta. \quad (5.23)$$

Les équations 5.20, 5.21, 5.22 s'écrivent alors

$$\dot{\phi} = \frac{\mu_0 M_s |\gamma|}{2} \frac{1}{\alpha^2 + 1} (2h - \alpha \sin(2\phi)) \quad (5.24)$$

$$\dot{q} = \frac{\mu_0 M_s |\gamma| \Delta}{2} \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} \left( 2h + \frac{1}{\alpha} \sin(2\phi) \right), \quad (5.25)$$



ou encore

$$\dot{q} = \frac{\mu_0 M_s |\gamma| \Delta}{\alpha} \left( h - \frac{\dot{\phi}}{\mu_0 M_s |\gamma|} \right). \quad (5.26)$$

### 5.2.2.1 Régime de vitesse stationnaire : “Steady flow”

Le plus simple consiste à chercher des solutions pour lesquelles  $\dot{\phi} = 0$ . On obtient alors les expressions suivantes, valables pour  $h \in [0, h_W]$  (voir annexe C),

$$\dot{q} = \frac{V_W}{h_W} \left( 1 + \frac{1}{2Q} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \left( \frac{h}{h_W} \right)^2} \right) \right)^{-\frac{1}{2}} h \quad (5.27)$$

$$\sin \phi = \pm \left( \frac{1}{2} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \left( \frac{h}{h_W} \right)^2} \right) \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (5.28)$$

où  $h_W = \frac{\alpha}{2}$  et  $V_W = \mu_0 M_s |\gamma| \Delta_0 / 2$  définissent le champ réduit de Walker et la vitesse de Walker.

Les quatre solutions pour l'angle  $\phi$  correspondent à deux directions possibles de l'aimantation. Pour de petits champ celle-ci est initialement soit dans le plan de la paroi (paroi de Bloch, solutions “+ -” et “- -” pour  $\phi$ ) soit perpendiculaire à la paroi (paroi de Néel, “+ +” et “- +”  $\phi$ ). Elle tourne ensuite progressivement avec le champ et s'oriente à  $\frac{\pi}{4}$  ou  $\frac{3\pi}{4}$  au champ  $h_W$ .

La solution de type Néel correspond à la solution maximisant l'énergie de la paroi (énergie démagnétisante maximum). C'est une solution instable. La solution de type Bloch correspond à la solution minimisant l'énergie de la paroi, elle est donc la solution stable.

Pour des matériaux à forte anisotropie uniaxiale ( $Q \gg 1$ ), l'expression de  $\dot{q}$  se simplifie grandement et on obtient

$$\dot{q} = \frac{V_W}{h_W} h = \frac{V_W}{H_W} H. \quad (5.29)$$

La vitesse est proportionnelle au champ appliqué et atteint au champ  $H_W$  la valeur maximum

$$\dot{q}_{max} = V_W. \quad (5.30)$$

Ce régime stationnaire est également appelé régime visqueux. La paroi peut en effet être vue comme un objet qui se déplace sous l'action d'une force motrice  $F$  et sur lequel s'exerce une force de frottement  $F = \eta v$ .  $F$  s'identifie à  $2\mu_0 M_s H$  et  $\eta$  à  $2M_s \alpha / \gamma \Delta$ . La vitesse de la paroi est proportionnelle à  $H$  et inversement proportionnelle au coefficient d'amortissement  $\alpha$ .

### 5.2.2.2 Régime en vitesse oscillante : “Precessional flow”

Des solutions à l'équation 5.24 valables pour  $h > h_W$  mais impliquant  $\dot{\phi} \neq 0$  ont été examinées par Hubert [85]. Elles s'écrivent

$$\phi = \arctan \left( \frac{h_W}{h} + \sqrt{1 - \left( \frac{h_W}{h} \right)^2} \tan \left( \frac{\mu_0 M_s |\gamma|}{1 + \alpha^2} \sqrt{h^2 - h_W^2} t \right) \right) \text{ modulo } \pi, \quad h > h_W. \quad (5.31)$$

L'angle  $\phi$  n'est plus indépendant du temps. L'aimantation précesse autour du champ appliqué avec une période  $T$  qui vaut

$$T = \frac{1 + \alpha^2}{\mu_0 M_s |\gamma|} \frac{2\pi}{\sqrt{h^2 - h_W^2}}. \quad (5.32)$$

Comme le montre l'équation 5.26 la vitesse varie avec le temps. Il faut alors calculer la vitesse moyenne  $\langle \dot{q} \rangle$  sur une période d'oscillation de l'angle  $\phi(t)$ . Pour des matériaux à forte anisotropie uniaxiale  $Q \gg 1$ , on obtient [85]

$$\langle \dot{q} \rangle = \frac{\mu_0 M_s |\gamma| \Delta_0}{\alpha} \left( h - \frac{\langle \dot{\phi} \rangle}{\mu_0 M_s |\gamma|} \right), \quad (5.33)$$

où

$$\langle \dot{\phi} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \dot{\phi}(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^{2\pi} d\phi = \frac{2\pi}{T}, \quad (5.34)$$

ce qui donne directement

$$\langle \dot{q} \rangle = \frac{V_W}{h_W} h \left( 1 - \frac{1}{1 + \alpha^2} \sqrt{1 - \left( \frac{h_W}{h} \right)^2} \right) = \frac{V_W}{h_W} \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} h \left( 1 + \frac{1}{\alpha^2} \left( 1 - \sqrt{1 - \left( \frac{h_W}{h} \right)^2} \right) \right). \quad (5.35)$$

Pour des champ  $h \gg h_W$  on obtient

$$\langle \dot{q} \rangle = \frac{V_W}{h_W} \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} h = \frac{V_W}{H_W} \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} H \quad (5.36)$$

$$\langle \dot{\phi} \rangle = \frac{\mu_0 M_s |\gamma|}{1 + \alpha^2} h = \frac{|\gamma|}{1 + \alpha^2} \mu_0 H. \quad (5.37)$$

La vitesse moyenne de la paroi est proportionnelle au champ magnétique appliqué mais la mobilité est réduite d'un facteur  $\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2}$  ( $< 1$ ) par rapport au régime de flow stationnaire ( $\dot{\phi} = 0$ ).

Un résumé des prédictions de ce modèle est présenté sur les figures 5.4, 5.3, 5.5 et 5.6. Les figures 5.4 et 5.3 présentent la vitesse moyenne de la paroi dans le régime stationnaire ( $h < h_W$ ) et le régime précessionnel ( $h > h_W$ ) dans le cas  $Q=10$  et  $\alpha=0,3$ .

Dans le régime stationnaire, la vitesse augmente linéairement jusqu'au champ magnétique  $h_W$  avec une mobilité  $\mu_{st} = |\gamma| \Delta_0 / \alpha$ . Le régime précessionnel, qui fait suite au régime stationnaire, débute par une chute de la vitesse moyenne. Elle est provoquée par la précession de l'aimantation suivant l'angle  $\phi$ , voir figure 5.5. En effet, la figure 5.6 montre que la vitesse instantanée des parois devient par moment négative (la paroi recule) tandis que le maximum de vitesse reste voisin de la valeur  $V_W$ . La mobilité redevient positive quand la précession suivant l'angle  $\phi$  se fait à vitesse constante ( $\dot{\phi} = cst$ ), et atteint une valeur asymptotique  $\mu_{prec.} = |\gamma| \Delta_0 \alpha / (1 + \alpha^2)$  à haut champ ( $h \gtrsim 10 h_W$ ).

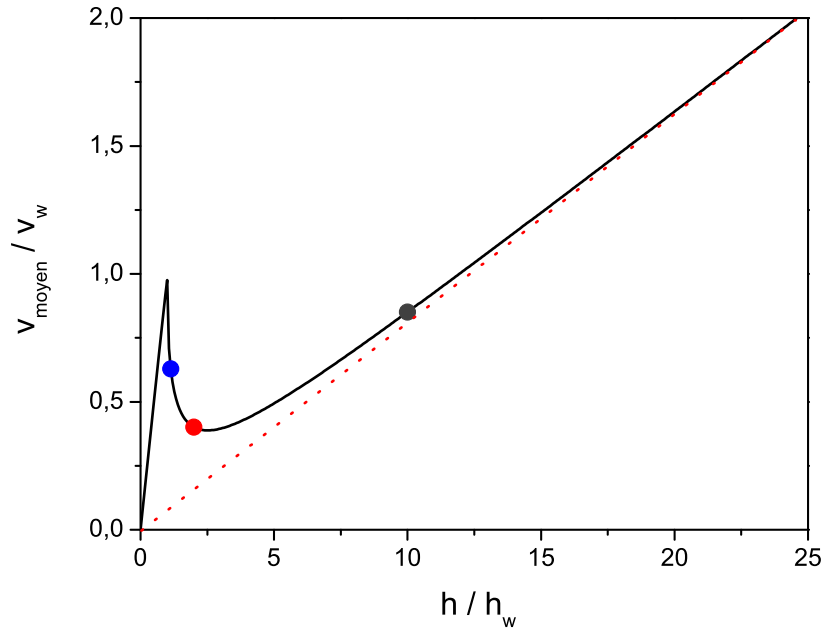


FIG. 5.3: Vitesse moyenne de déplacement d'une paroi en fonction du champ magnétique. Le régime stationnaire correspond à la région  $h < h_W$ , le régime précessionnel à  $h > h_W$ . Les paramètres utilisés pour ce calcul sont  $Q=10$  et  $\alpha=0,3$ . Les trois points repèrent les champ magnétiques utilisés dans les calculs de la vitesse instantanée et de l'angle instantané  $\phi(t)$  pour les figures 5.5 et 5.6.

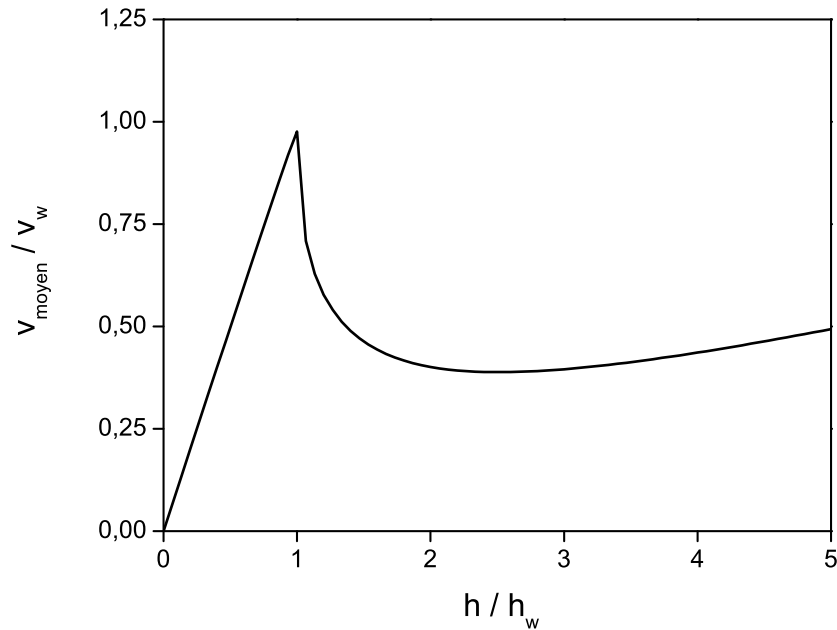


FIG. 5.4: Détail de la figure précédente. Vitesse moyenne de déplacement d'une paroi en fonction du champ magnétique. Le régime stationnaire correspond à la région  $h < h_W$ , le régime précessionnel à  $h > h_W$ . Les paramètres utilisés sont  $Q=10$  et  $\alpha=0,3$ .

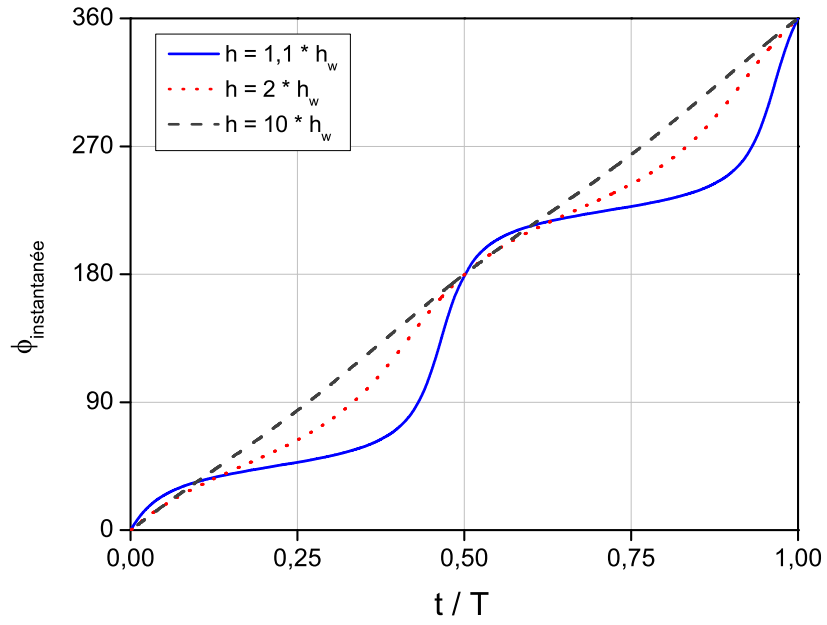


FIG. 5.5: Angle  $\phi$  en fonction du temps, calculé dans le cas  $Q=10$  et  $\alpha=0,3$ .

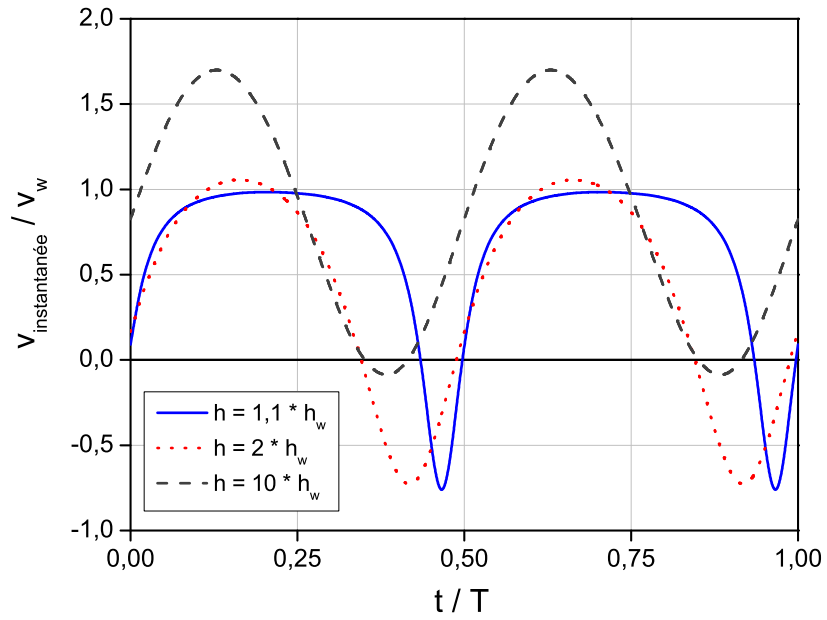


FIG. 5.6: Vitesse instantanée dans le régime précessionnel, calculée dans le cas  $Q=10$  et  $\alpha=0,3$ .

### 5.2.3 Extension du modèle 1D

Le modèle 1D a été étendu par Slonczewski au cas tridimensionnel [78]. L'ensemble des points de la paroi tels que  $\theta = \pi/2$  définit une "surface de Bloch". Dans le modèle 1D, cette surface est parfaitement plane ; dans le modèle de Slonczewski, c'est la surface moyenne qui est plane, mais elle peut comporter localement de petites déformations, pourvu que leurs rayons de courbure soit grands devant la largeur de la paroi. L'existence des surfaces du film est également prise en compte [79].

Malozemoff et Slonczewski ont montré, par des considérations énergétiques [62], que la vitesse de déplacement d'une paroi 3D était encadrée par :

$$\frac{V_W}{h_W} h \leq \dot{q}(h) \leq \frac{V_W}{h_W} \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} h. \quad (5.38)$$

On peut s'apercevoir que les limites hautes et basses correspondent aux régimes stationnaire et précessionnel du modèle 1D de Walker.

Slonczewski a également mis en évidence l'apparition d'un régime de déplacement de paroi avec nucléation et propagation de lignes de Bloch dans la paroi [79]. Une ligne de Bloch peut être vue comme une paroi dans la paroi. Il en existe plusieurs types : ligne de Bloch verticale (perpendiculaire au plan de la couche), voir 5.7, et ligne de Bloch horizontale (parallèle au plan de la couche). Ce sont des structures qui se déplacent au cours du temps. Une ligne de Bloch verticale se déplace latéralement et peut ainsi effectuer le tour du domaine magnétique que délimite la paroi. Une ligne de Bloch horizontale nucléée près d'une interface de la couche, et se propage ensuite vers l'autre interface puis s'annihile.

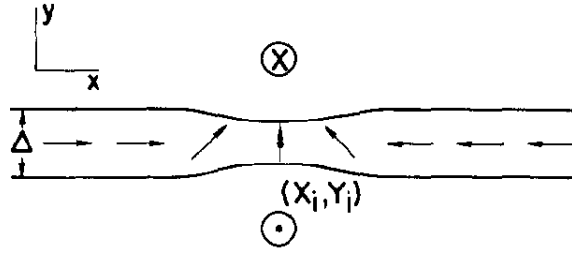


FIG. 5.7: Schéma d'une ligne de Bloch verticale positionnée en  $(x_i, y_i)$  et vue de dessus. Les flèches représentent le sens de l'aimantation. Schéma tiré de [79].

### 5.2.4 Observation des différents régimes de déplacement de parois

La courbe champ-vitesse d'un matériau réel comporte des régimes de "reptation" et de "flow". Le régime de transition qui les sépare est un régime dit de dépiégeage. Dans ce régime, la contribution de l'ancrage est réduite lorsque  $H$  augmente. Le début du dépiégeage intervient donc à un champ  $H_{dep}$  qui dépend directement des défauts du matériaux.

Lorsque  $H_{dep} < H_W$  (figure 5.8 à gauche), on peut observer l'ensemble des régimes de "flow". Ceci a été récemment mis en évidence pour des rubans métalliques ultraminces à anisotropie planaire [81]. Lorsque  $H_{dep} \gg H_W$  (figure 5.8 à droite), on n'a accès expérimentalement qu'au régime précessionnel asymptotique. C'est seulement très récemment que ce régime a été identifié dans des couches métalliques ultra-minces de Pt/Co/Pt à anisotropie perpendiculaire [53].

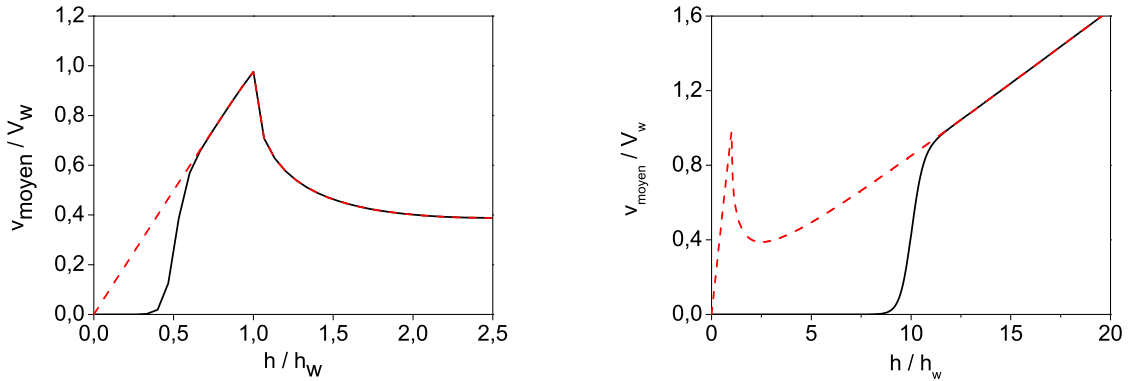


FIG. 5.8: Raccordement des régimes de reptation et de “flow”. Dans le cas où  $H_{dep} < H_W$  (gauche), le régime de “flow” stationnaire peut être expérimentalement observé. En revanche si  $H_{dep} \gg H_W$  (droite), seul le régime précessionnel asymptotique est expérimentalement observable, le régime de “flow” stationnaire étant complètement noyé dans le régime de reptation.

Passons maintenant à la partie expérimentale de cette étude des déplacements de parois.

## 5.3 Technique expérimentale

### 5.3.1 Dispositif expérimental

Notre but est de mesurer les vitesses de déplacement des parois en fonction du champ magnétique appliqué. La technique générale que nous utilisons consiste à envoyer des impulsions de champ de durée  $\Delta\tau$  pendant lesquelles les parois se déplacent sur une longueur  $\Delta x$ . La vitesse de déplacement de la paroi  $v$  est obtenue simplement en effectuant l’opération  $v = \Delta x / \Delta\tau$ .

Disposant d’une bobine, dont le temps de montée est 150 ms, et d’un champ de vision de 500  $\mu\text{m}$ , la vitesse maximale que nous pouvons mesurer est de l’ordre de  $v_{max} = 500 \mu\text{m} / 150 \text{ms} \approx 2\text{-}3 \text{mm/s}$ . Cette vitesse est largement inférieure aux vitesses de “flow” usuellement rencontrées ( $\approx$  quelques dizaines de  $\text{m s}^{-1}$ ). Nous avons donc modifié et adapté notre dispositif expérimental pour pouvoir mesurer des vitesses de déplacement de paroi dans la gamme de la dizaine de  $\text{m s}^{-1}$ .

Une mini-bobine millimétrique  $L$  d’une quarantaine de spires a été confectionnée en fil de cuivre ( $\varnothing \approx 100 \mu\text{m}$ ), voir figure 5.9. Un générateur de tension alimente l’ensemble  $\{L + R\}$  constitué par cette bobine et d’une résistance  $R$  de 50  $\Omega$  en série. Le temps d’établissement du champ magnétique à la valeur du plateau de l’impulsion, mesuré à l’aide d’une pince ampèremétrique<sup>1</sup> et d’un oscilloscope, est alors d’environ 300 ns. Cela correspond bien au temps de montée ( $\tau = L/R$ ) du circuit RL formé par la bobine, la résistance d’adaptation de 50  $\Omega$  et la résistance interne du générateur. La forme des impulsions générées avec ce dispositif est présentée sur la figure 5.10. Avant d’atteindre le plateau de l’impulsion, une légère ondulation de 5% d’amplitude relative se produit. Nous incorporons cette oscillation dans la barre d’erreur sur l’amplitude du champ magnétique.

<sup>1</sup>Une pince ampèremétrique permet de mesurer le courant qui circule dans un fil. Elle enserme un fil et délivre une tension proportionnelle au courant qui circule dans ce fil. Un oscilloscope est alors utilisé pour visualiser cette tension et la forme de l’impulsion. Il s’agit d’une mesure non intrusive car la pince n’est pas reliée électriquement au circuit, elle ne rajoute pas de résistance, d’inductance ou de capacité dans le circuit et ne modifie donc pas les temps caractéristiques du circuit.

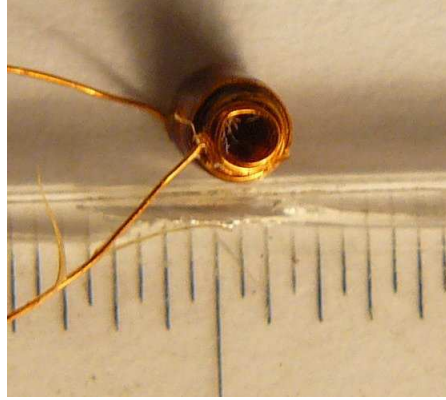


FIG. 5.9: Mini bobine utilisée pour générer des impulsions de durée inférieure à la microseconde. Elle comporte une quarantaine de spires. Son diamètre moyen est d'environ 1 mm.

Le nombre de spires de la mini-bobine a été choisi pour optimiser à la fois la gamme de champ et la gamme de vitesses explorées. Le champ généré par une bobine est proportionnel au nombre de spire  $n$  et l'inductance de la bobine est une fonction quadratique de  $n$ . Ainsi en augmentant le nombre de spires, on augmente l'amplitude des champs accessibles expérimentalement, mais on réduit les vitesses maximum mesurables ( $v_{max} \propto 1/\tau \propto 1/n^2$ ). Il faut donc trouver un compromis entre rapidité du temps de montée du champ magnétique et amplitude du champ magnétique.

La mini-bobine est positionnée contre la couche de GaMnAs à l'intérieur du cryostat. Elle est maintenue en place par un petit support agrippé au doigt froid du cryostat, voir figure 5.11. La tension maximale délivrée par le générateur est 950 Volt (soit une quinzaine d'ampères circulant dans la mini-bobine), ce qui permet d'atteindre un champ magnétique de 250 mT au niveau de la couche de GaMnAs.

En reprenant le petit calcul pour estimer les vitesses accessibles avec ce dispositif expérimental, nous obtenons des vitesses de  $1000 \text{ m s}^{-1}$ . En pratique nous sommes limités à des vitesses de quelques dizaines de  $\text{m s}^{-1}$  à cause des nombreuses nucléations qui se produisent à fort champ magnétique, voir figure 5.12. Les domaines magnétiques sont alors distants les uns des autres d'une cinquantaine de microns et les parois ne parcourent donc que 20-30 microns avant de fusionner les unes avec les autres.

Pour clore cette présentation du dispositif expérimental et de ses caractéristiques, il ne reste plus qu'à expliquer comment nous avons effectué l'étalonnage de la mini-bobine en champ magnétique. Vu la taille millimétrique de la bobine, nous ne pouvons pas procéder à un étalonnage avec une sonde à effet Hall. La technique consiste alors à mesurer les vitesses de parois en utilisant à tour de rôle la grosse bobine et la mini-bobine. Il faut alors trouver une gamme de tension (mini-bobine) et une gamme de champ magnétique (grosse bobine) pour lesquelles les vitesses mesurées par les deux dispositifs se recouvrent. L'étalonnage de la mini-bobine en champ est obtenu en ajustant les courbes fournies par les deux dispositifs, voir figure 5.13. Cette méthode est assez précise car l'étalonnage est effectué pour une gamme de champ dans laquelle la vitesse dépend exponentiellement du champ magnétique (régime de reptation). On peut ainsi estimer que le champ magnétique est étalonné à  $\pm 5\%$ . En rajoutant les  $\pm 5\%$  d'incertitude sur l'amplitude des impulsions, le champ magnétique est défini à  $\pm 10\%$  près.

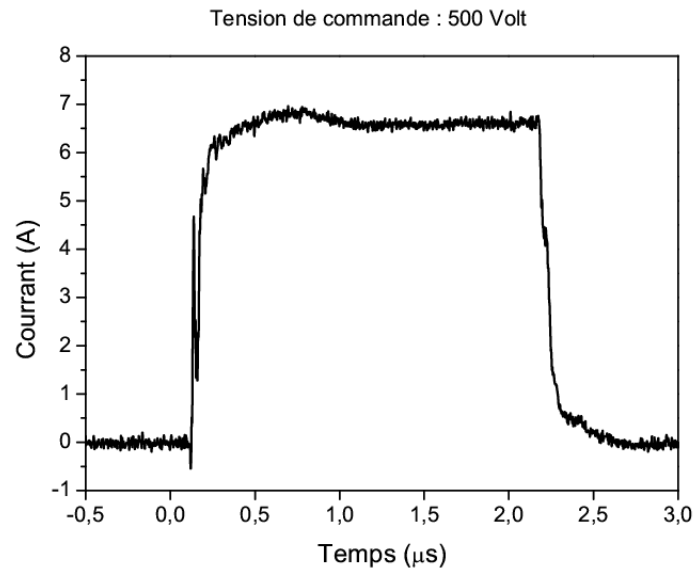


FIG. 5.10: Forme des impulsions utilisées pour étudier les déplacements de parois magnétiques. Les mesures sont effectuées à l'aide d'une pince ampèremétrique. La durée de commande de l'impulsion est 2  $\mu$ s.

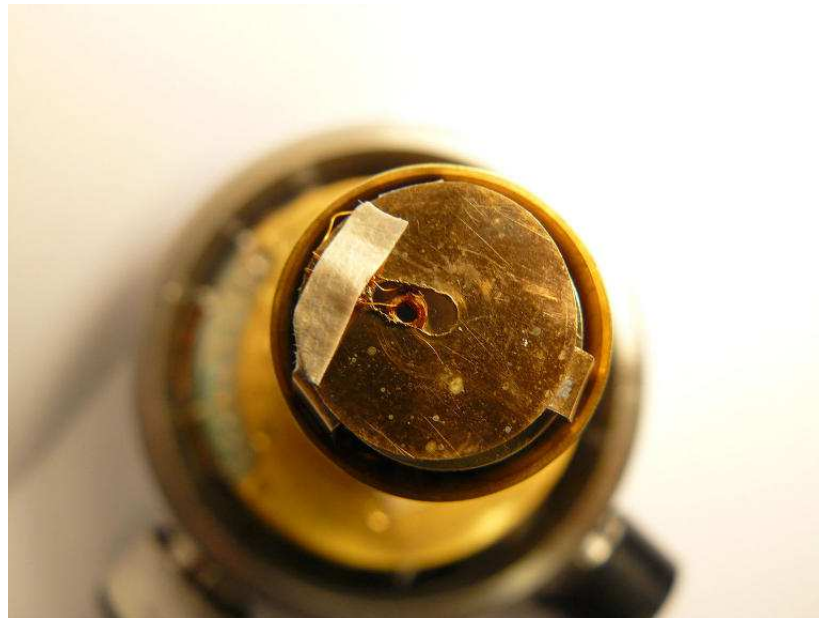


FIG. 5.11: Bobine positionnée sur l'échantillon.



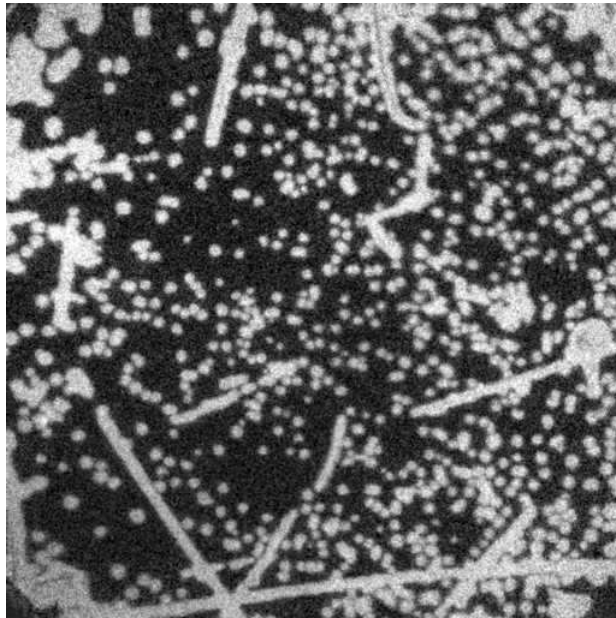


FIG. 5.12: Nucléation de domaines avec une impulsion de 500 ns de durée et 140 mT d'amplitude à  $T = 80$  K. Le nombre de nucléation s'élève à plusieurs centaines pour ce champ magnétique et les domaines sont séparés de moins de 50  $\mu\text{m}$ . Taille de l'image : 536  $\mu\text{m} \times 536 \mu\text{m}$ .

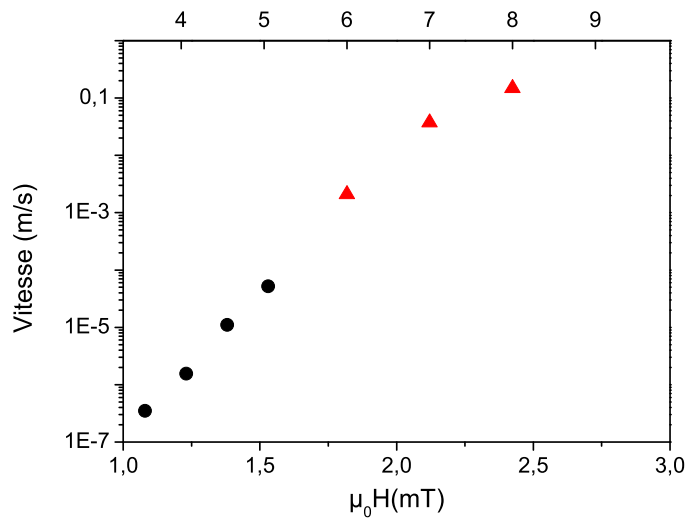


FIG. 5.13: Étalonnage de la mini-bobine. Les points noirs ont été obtenus avec la grosse bobine, tandis que les triangles rouges sont obtenus avec la mini-bobine. Les données issues de la mini-bobine sont ajustées de manière à ce que l'ensemble des points forme une courbe continue.

### 5.3.2 Technique de mesure des vitesses de déplacement de parois

#### Basses vitesses : $v < 1 \text{ mm/s}$

Pour de faibles vitesses de parois ( $v < 1 \text{ mm/s}$ ) nous utilisons la grosse bobine pour générer le champ magnétique extérieur. Des images Kerr sont alors enregistrées à intervalle de temps régulier tandis que les parois, soumises à un champ constant, se déplacent. La vitesse des parois est obtenue directement à partir de la dépendance linéaire de la position de la paroi avec le temps (figure 5.14).

Il est à noter que dans cette gamme de vitesse les déplacements de parois ne sont pas homogènes. Il arrive même fréquemment que les parois n'avancent pas ou très peu. Seuls les déplacements les plus importants et les plus réguliers ont été retenus pour mesurer la vitesse des parois.

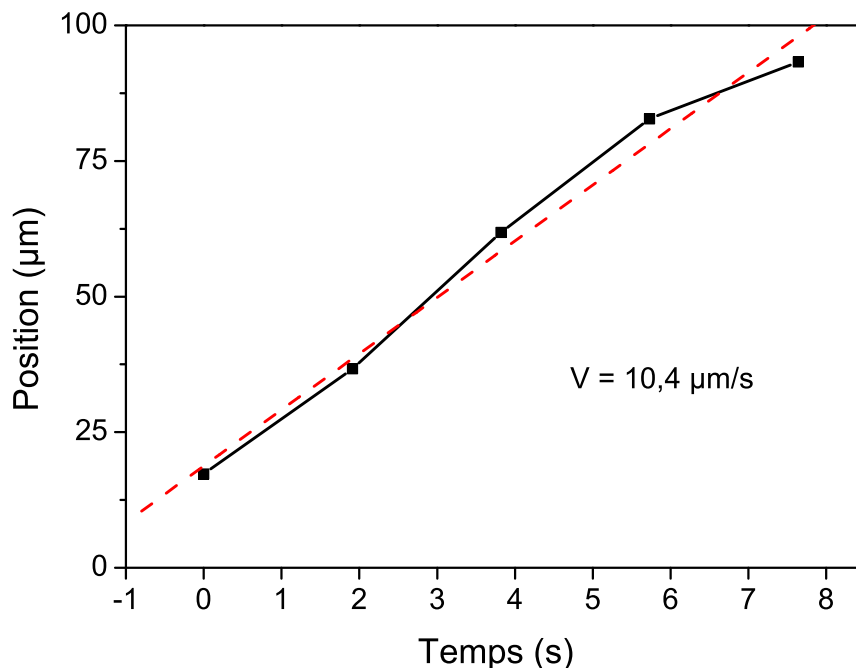


FIG. 5.14: Évolution de la position d'une paroi en fonction du temps lorsqu'un champ magnétique constant est appliqué. La vitesse de déplacement de la paroi correspond à la pente de la droite interpolée (pointillés rouges).

#### Hautes vitesses : $v > 1 \text{ mm/s}$

Au delà de  $1 \text{ mm/s}$  nous utilisons la mini-bobine pour générer le champ magnétique et une procédure impulsionnelle pour déplacer les parois. Nous avons vu au chapitre 3 que les parois de domaines sont ancrées et qu'elles ne se déplacent qu'en présence d'un champ magnétique extérieur. C'est ce qui nous a permis d'effectuer des cycles d'hystérésis à impulsions de champ. Nous allons encore exploiter cet effet pour mesurer les vitesses de déplacement des parois en fonction du champ appliqué.

Le principe général utilisé pour mesurer la vitesse des parois est décrit dans les figures 5.15 et 5.16. La couche de GaMnAs est saturée puis des domaines magnétiques sont créés avec une première impulsion. Une première image magnéto-optique "A" est alors prise. Une seconde impulsion de durée

$T$  et d'amplitude  $H$  est ensuite envoyée et une seconde image "B" est enregistrée. Pendant cette seconde impulsion de champ les parois de domaines se sont déplacées. Afin de mettre en évidence les déplacements, une image C est fabriquée en divisant l'image B par l'image A, voir figure 5.16. Les déplacements de parois sont mesurés sur cette image suivant les directions perpendiculaires aux parois, voir figure 5.17. La vitesse des parois est obtenue à partir des mesures de déplacements de parois et de la durée de l'impulsion.

En pratique quelques précautions doivent être prises. La première consiste à ne mesurer que des déplacements suffisamment grands devant la résolution optique afin de minimiser les erreurs de mesures. Nous sommes ainsi limités à des déplacements d'au moins une dizaine de microns. La deuxième est de mesurer plusieurs déplacements de parois, une dizaine au moins si possible, et d'en effectuer une moyenne car il existe une dispersion des déplacements de parois, voir figure 5.18. La troisième précaution concerne la durée des impulsions. En effet le temps d'établissement du champ magnétique  $T_m$  à sa valeur de plateau est de 300 ns. La durée des impulsions doit donc impérativement être supérieure à 300 ns. De plus, suivant cette durée deux techniques sont utilisées pour mesurer la vitesse des parois.

Lorsque la durée d'impulsion  $T$  est bien supérieure à  $T_m$ , le déplacement des parois pendant la montée et la descente du champ magnétique peut être négligé devant le déplacement des parois pendant le plateau de l'impulsion. La vitesse moyenne  $\langle v \rangle$  est alors obtenue directement par :

$$\langle v \rangle = \frac{1}{T} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N d_i \quad (5.39)$$

où les  $d_i$  représentent les mesures de déplacement de paroi et  $N$  le nombre de mesures effectuées, voir figure 5.17. Ce protocole est utilisé lorsque les durées d'impulsions sont supérieures à 4  $\mu$ s.

Lorsque la durée d'impulsion est inférieure à 4  $\mu$ s, on ne peut plus négliger le déplacement des parois pendant la montée et la descente du champ magnétique. La technique consiste alors à mesurer le déplacement des parois  $d$  en fonction de la durée de l'impulsion. Pour des durées d'impulsion croissantes, le déplacement des parois est une fonction linéaire de la durée d'impulsion. Le coefficient directeur de cette droite correspond à la vitesse des parois. Trois à quatre durées d'impulsion sont alors utilisées pour cette procédure, et pour chaque durée d'impulsion une dizaine de déplacements est mesurée. La vitesse est ensuite extraite d'une interpolation linéaire des déplacements mesurés en fonction de la durée des impulsions. La figure 5.19 montre la distribution des mesures des déplacements de parois typiquement obtenue lorsque la procédure multi-impulsionnelle est utilisée et la figure 5.20 présente un ajustement de ces mesures avec une fonction linéaire.

Sur les courbes champ-vitesse figureront à la fois la valeur moyenne de la vitesse de déplacement des parois et la déviation standard de la distribution des vitesses.

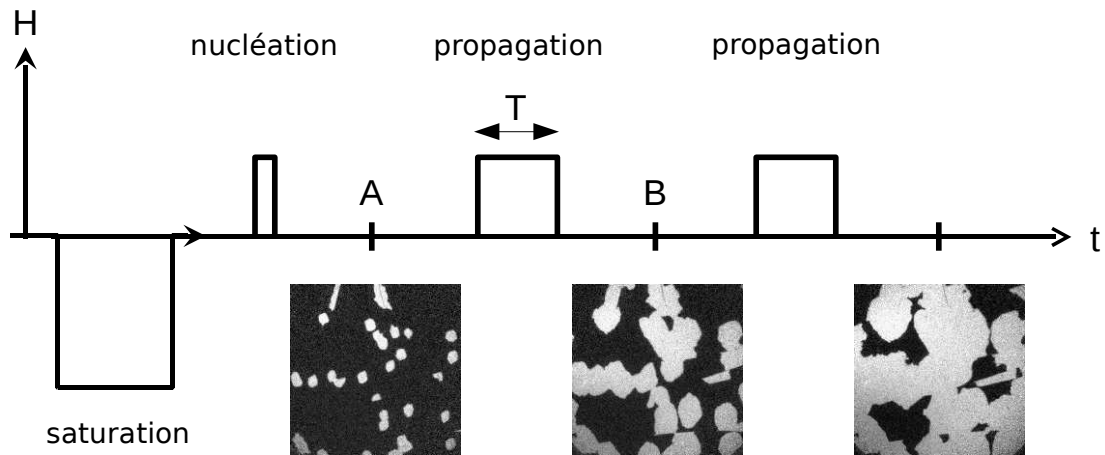


FIG. 5.15: Procédure utilisée pour mesurer le déplacement des parois et pour l'acquisition des images Kerr. Après saturation de l'aimantation et nucléation de quelques domaines, une série d'impulsions calibrées en champ et en durée est envoyée. Entre chaque impulsion une image est enregistrée. La vitesse des parois est obtenue à partir des mesures de déplacements de paroi (voir figures 5.16 et 5.17) et de la durée de l'impulsion.

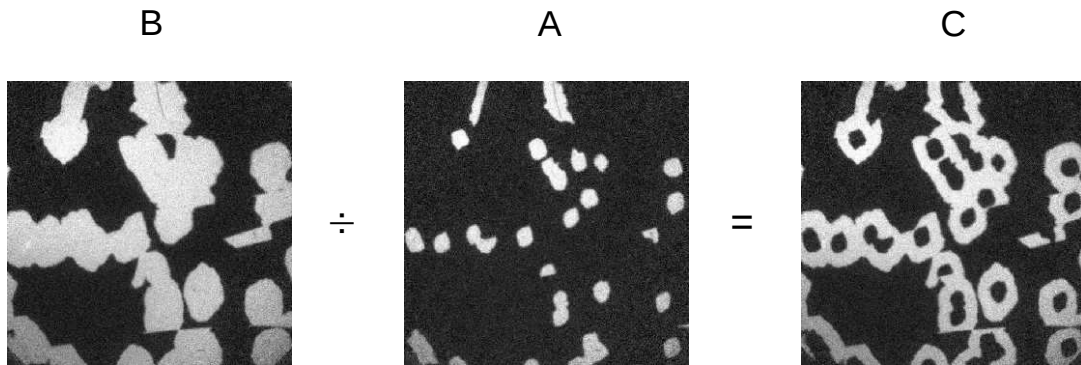


FIG. 5.16: Procédure de fabrication d'une image de déplacements de parois. L'image B, prise après une impulsion de champ magnétique, est divisée par l'image A prise avant l'impulsion, voir figure 5.15. Le résultat est l'image différentielle C sur laquelle les zones apparaissant en blanc ne représentent pas les domaines magnétiques, mais l'avancée des parois pendant l'impulsion de champ. Une impulsion de  $3 \mu\text{s}$  de durée et  $15 \text{ mT}$  d'amplitude a été utilisée pour déplacer les parois,  $T = 80 \text{ K}$ .

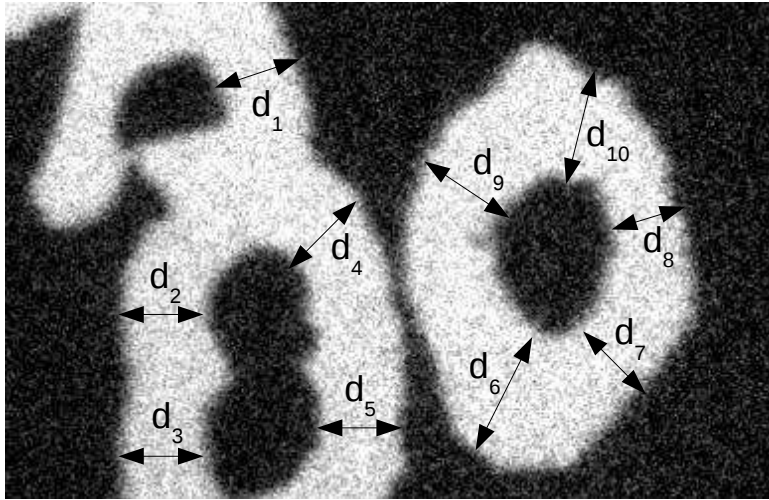


FIG. 5.17: Mesures de déplacements de parois. Comme le montre la figure 5.18, ces derniers présentent une distribution étalée. Pour obtenir le déplacement moyen des parois et la déviation standard de la distribution, une dizaine de déplacements sont mesurés. Une impulsion de  $3 \mu\text{s}$  de durée et  $15 \text{ mT}$  d'amplitude a été utilisée pour déplacer les parois,  $T = 80 \text{ K}$ .

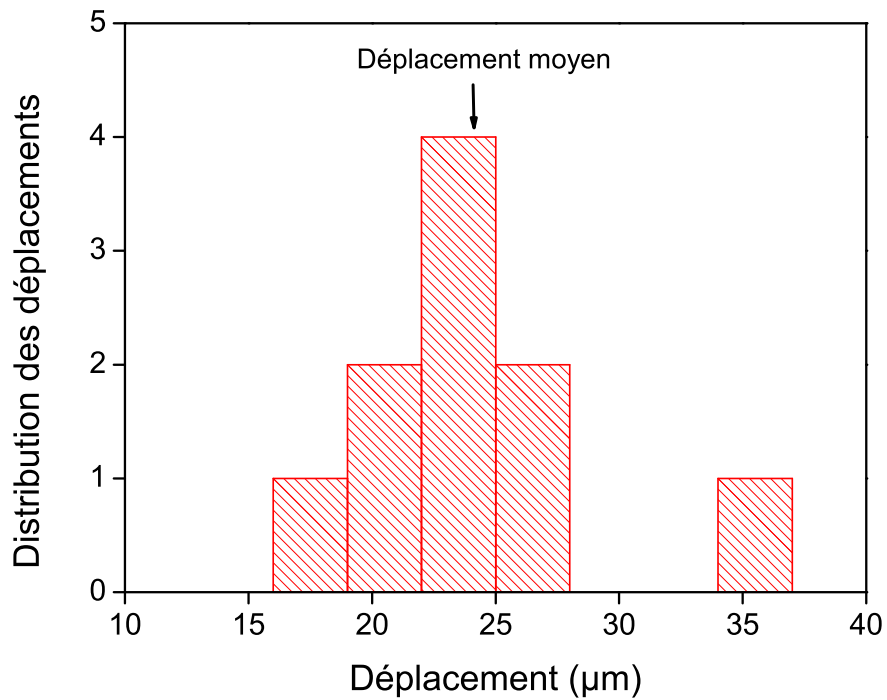


FIG. 5.18: Distribution des déplacements de parois mesurés sur l'image 5.17, la flèche indique la valeur moyenne des déplacements.

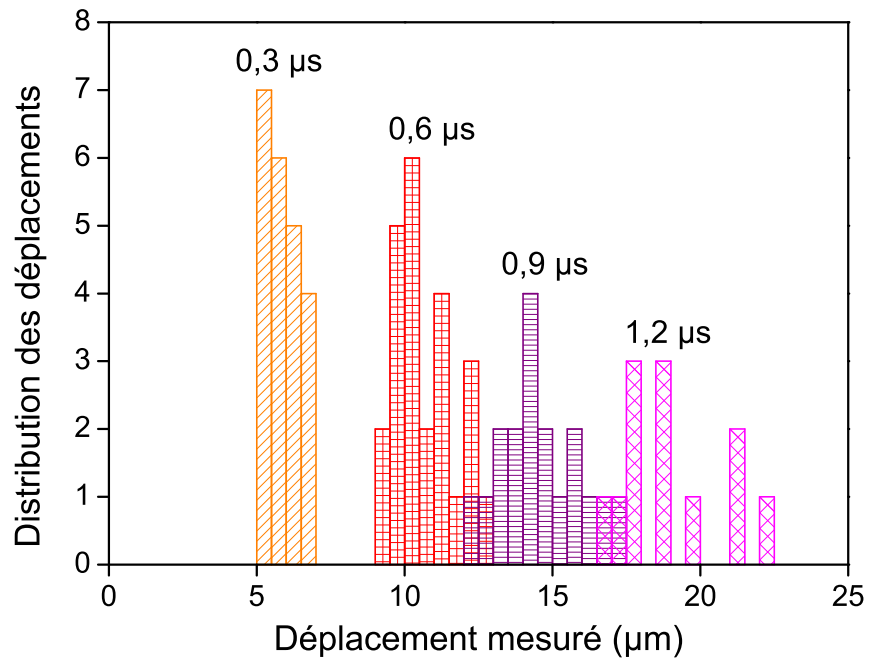


FIG. 5.19: Distribution typique des déplacements de paroi pour différentes durées d'impulsion de champ magnétique.

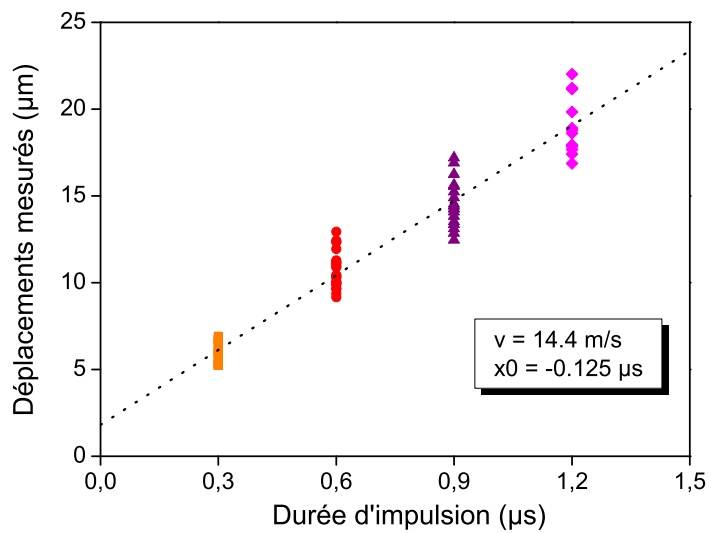


FIG. 5.20: Déplacements de paroi en fonction de la durée d'impulsion de champ magnétique. La distribution de déplacement utilisée est celle présentée sur la figure 5.19.

## 5.4 Résultats

Nous commencerons par l'identification des régimes de reptation et de flow à l'aide des images Kerr et des courbes champ-vitesse. Ensuite nous utiliserons le modèle 1D de Walker afin de déterminer le paramètre de largeur de paroi  $\Delta$  et le coefficient d'amortissement de Gilbert  $\alpha$ . Nous comparerons alors notre valeur de  $\alpha$  avec les données disponibles dans la littérature. Enfin, nous montrerons qu'il est nécessaire d'aller au-delà du modèle 1D pour décrire certaines régions de la courbe champ-vitesse.

Nos résultats variant très peu avec la température, nous analyserons nos résultats selon la même procédure à toutes les températures. Cette procédure sera détaillée en utilisant les données obtenues à 80 K.

### 5.4.1 Identification des régimes de reptation, de dépiégeage et de "flow"

La courbe de vitesse de déplacement des parois à 80 K en fonction du champ magnétique est présentée sur la figure 5.21. Il s'agit d'une courbe typique représentative des régimes observés à toutes températures. Nous proposons d'identifier les différents régimes de déplacements des parois en nous basant sur les formes des courbes champ-vitesse et sur les images de domaines magnétiques présentées sur les figures 5.21, 5.22.

Entre 1 et 3 mT, la vitesse augmente quasi exponentiellement avec le champ magnétique (courbe supérieure de la figure 5.21). Les images prises sur cette gamme de champ montrent des déplacements de parois très inhomogènes, des parois fortement piégées et très rugueuses (image 5.22-a). Il s'agit donc d'un régime de reptation. Entre 3 et 10 mT, la vitesse de déplacement des parois augmente puis atteint une valeur maximum de  $10,5 \text{ m s}^{-1}$  (courbe inférieure de la figure 5.21). Les parois sont encore rugueuses mais les déplacements deviennent plus homogènes. Il s'agit d'un régime de dépiégeage (image 5.22-b). À partir de 10 mT, les parois ne sont plus piégées, elles sont parfaitement lisses (images 5.22-c et 5.25). Le régime de "flow" est atteint.

Faut-il pour autant en conclure que seules les mesures de vitesse effectuées au-delà de 10 mT correspondent à des mesures de vitesses de "flow" ? En nous basant uniquement sur la rugosité des parois, nous avons situé le régime de "flow" au delà de 10 mT car c'est à ce champ que les toutes dernières traces d'ancrage, dues aux dislocations émergentes, disparaissent. Cependant, comme le montre les figure 5.23 et 5.24, la faible densité des dislocations émergentes permet à de larges portions de parois d'avancer en ligne droite sans les rencontrer (ce sont d'ailleurs ces avancées qui ont été mesurées pour calculer la vitesse de déplacement des parois). Afin de déterminer si ces portions de parois se déplacent en régime de "flow", nous pouvons nous appuyer sur la déviation standard des vitesses présentée sur la figure 5.26. Autour d'une trentaine de pourcents vers 2-3 mT (en plein dépiégeage), elle chute à moins de 10 %, valeur minimum, dès 4 mT. L'importante réduction de la dispersion des vitesses mesurées suggère que les déplacements de parois ne sont plus soumis aux potentiels d'ancrage des défauts. Ainsi, dès 4 mT, les vitesses mesurées correspondent à des vitesses de "flow", voir figure 5.27.

Au final nous pouvons supposer qu'il existe deux régimes de dépiégeage dûs à au moins deux types de défauts. Entre 2 et 4 mT a lieu un premier régime de dépiégeage. Il est dû à des défauts non identifiés et s'achève à 4 mT. Le second régime de dépiégeage se poursuit lui jusqu'à 10 mT et est dû aux dislocations émergentes. Leur faible densité permet cependant à certains morceaux de parois non piégées de se déplacer en "flow".

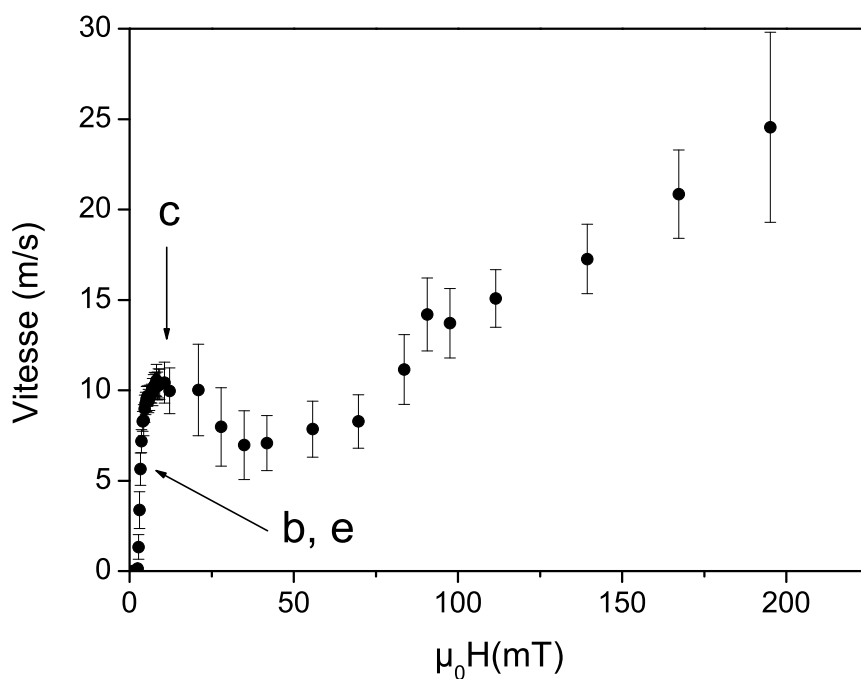
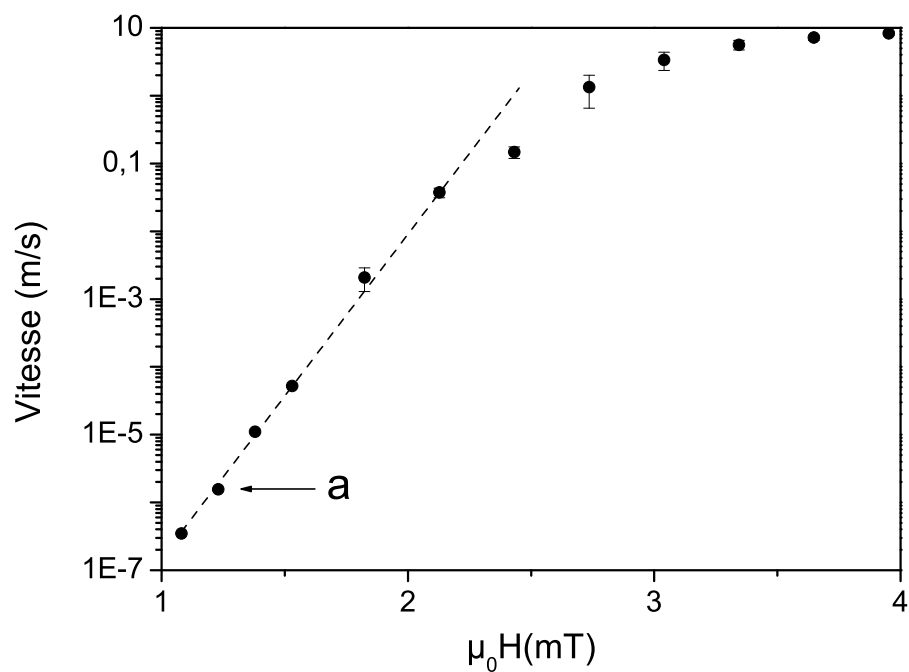


FIG. 5.21: Vitesse moyenne de déplacements des parois en fonction du champ magnétique appliqué  $H$  à 80 K. En haut, régime de reptation observé à bas champ. En bas, régime hydrodynamique observé à plus fort champ magnétique. Les barres verticales correspondent à la déviation standard de la distribution des vitesses. Les lettres correspondent aux images des figures 5.22 et 5.24.



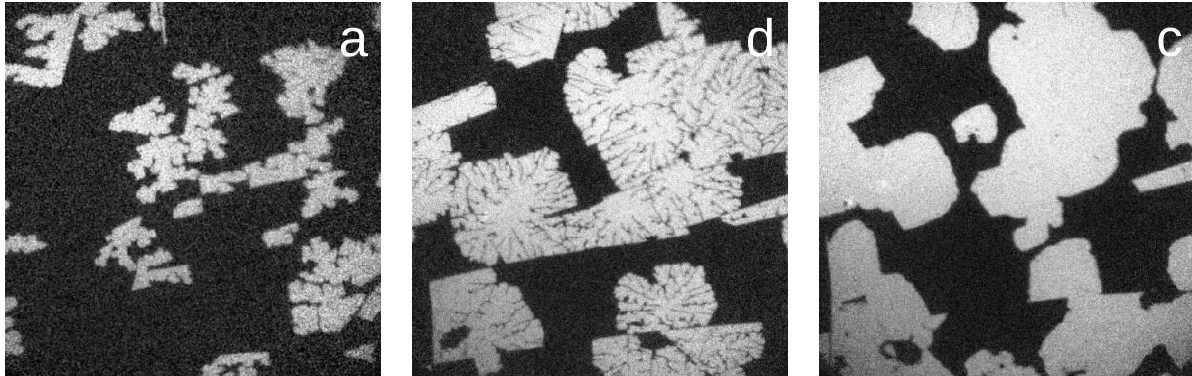


FIG. 5.22: Régimes de reptation (a), de dépiégeage (b) et de “flow” (c). La rugosité des parois diminue en passant du régime de reptation au régime de dépiégeage, puis les parois deviennent parfaitement lisses en régime de “flow”. Les champs magnétiques auxquels ont été prises les images sont respectivement 1,23 mT, 3,4 mT et 12 mT,  $T = 80$  K. Taille des images :  $536 \mu\text{m} \times 536 \mu\text{m}$

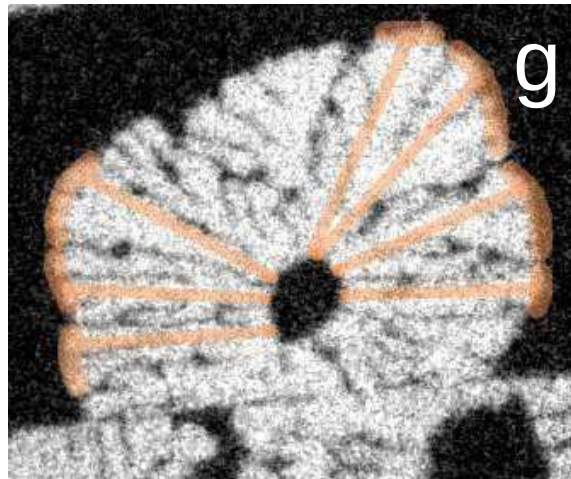


FIG. 5.23: Image d’un déplacement de paroi. Dans le régime de dépiégeage, des portions de parois avancent en ligne droite et ne sont pas accrochées par les défauts. Ces portions de paroi se déplacent en régime de “flow”. Taille de l’image :  $175 \mu\text{m} \times 147 \mu\text{m}$ .

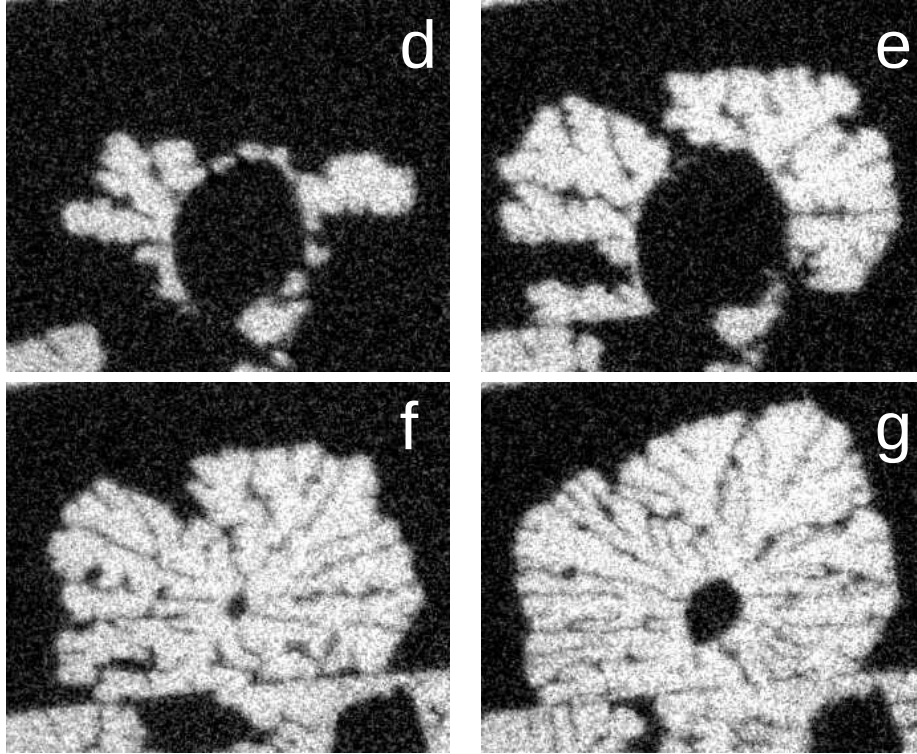


FIG. 5.24: Images de déplacements de parois enregistrées au cours du régime de dépiégeage, pour des valeurs croissantes du champ magnétique appliqué. Les lettres {d, e, f, g} correspondent aux valeurs de champ indiquées sur la figure 5.27. Les zones circulaires noires au centre des images correspondent au domaine créé lors de la procédure de nucléation 5.15. Plusieurs durées d'impulsions ont été utilisées pour créer les nucléations, ceci explique qu'elles n'aient pas toutes la même taille. Taille des images :  $175 \mu\text{m} \times 147 \mu\text{m}$

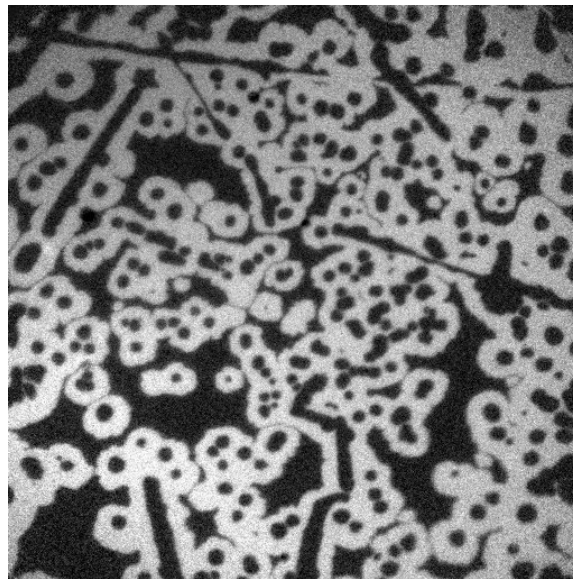


FIG. 5.25: Déplacements de parois pendant une impulsion de  $1 \mu\text{s}$  de durée et  $84 \text{ mT}$  d'amplitude,  $T = 80 \text{ K}$ . Taille de l'image :  $536 \mu\text{m} \times 536 \mu\text{m}$ .

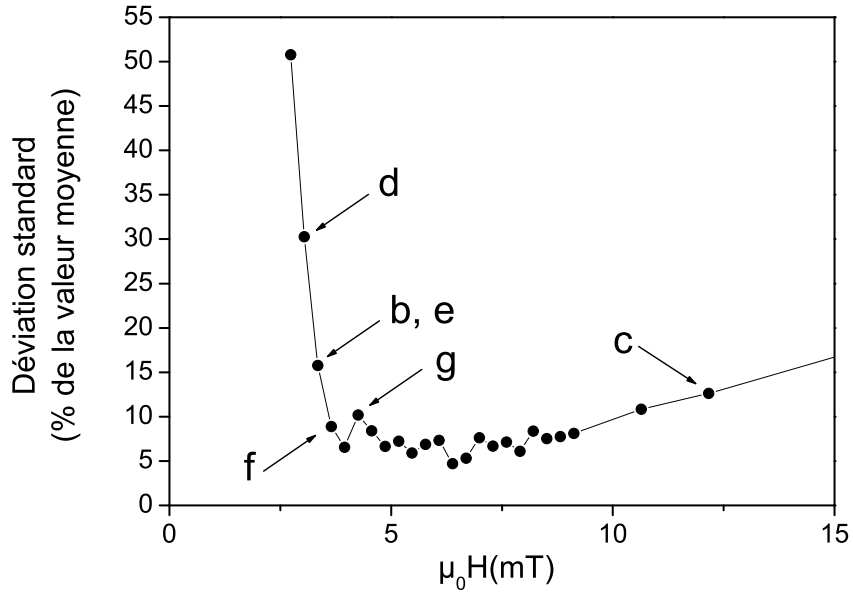


FIG. 5.26: Déviatiion standard de la distribution des vitesses ( $\Delta v / \langle v \rangle$ ) en fonction du champ magnétique.

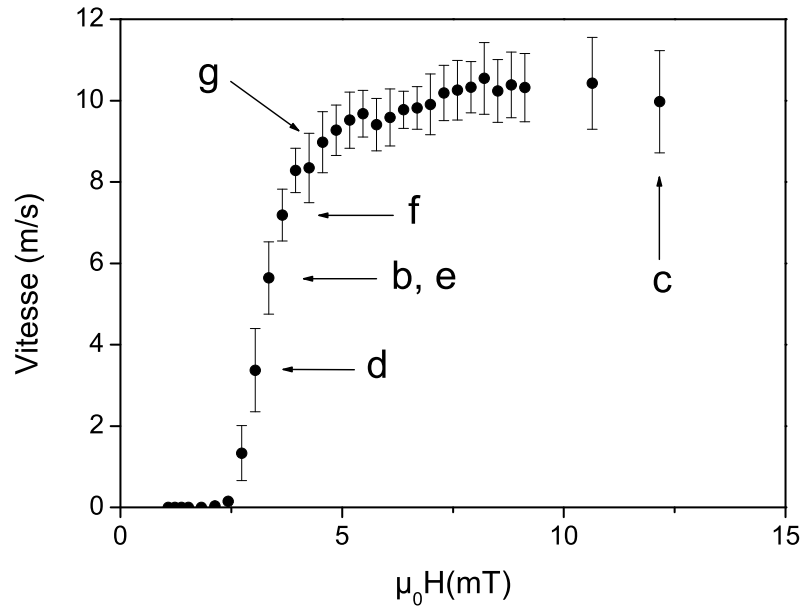


FIG. 5.27: Vitesse moyenne de déplacement des parois en fonction du champ magnétique appliqué  $H$ . Les barres verticales correspondent à la déviatiion standard de la distribution des vitesses. Les lettres correspondent aux images des figures 5.22 et 5.24.

### 5.4.2 Régime de reptation

Le régime de reptation est très difficile à observer. À basse température ( $T < 80$  K), les parois sont fortement piégées et ne se déplacent que pour des champ supérieurs au champ de dépiégeage. Ce n'est qu'à partir de 80 K que le régime de reptation est observable. Nous n'avons donc pas effectué une étude poussée du régime de reptation. Nous nous contenterons ici de le présenter à 80 K et de l'analyser à l'aide du modèle empirique présenté en 5.2.1.

La courbe  $v(H)$  à 80 K est présentée sur la figure 5.21. La vitesse moyenne des parois varie exponentiellement avec le champ magnétique de quelques  $100 \text{ nm s}^{-1}$  à  $0,1 \text{ m s}^{-1}$  entre 1 et 3 mT. Une interpolation de nos données avec la loi de reptation empirique

$$v(H) = v_o \exp\left(\frac{2\mu_0 M_s V_p H}{k_B T}\right) \quad (5.40)$$

nous donne accès au volume de propagation  $V_p$  (c.f. 5.2.1). À partir de ce volume, il est possible de définir une longueur caractéristique  $L_p = \sqrt{\frac{V_p}{d}}$  (où  $d$  représente l'épaisseur de la couche) qui correspond alors à la distance moyenne parcourue par la paroi lorsqu'elle se décroche d'un défaut et se repiège sur un autre défaut.

Avec  $\mu_0 M_s = 35 \text{ mT}$  à 80 K, nous obtenons  $V_p = 4.8 \cdot 10^5 \text{ nm}^3$  et  $L_p = 100 \text{ nm}$ . L'étude similaire effectuée par H. X. Tang [12] sur le régime de reptation d'une couche de GaMnAs à aimantation planaire déposée directement sur GaAs aboutit à une valeur de  $V_p$  du même ordre de grandeur que la nôtre (toute proportion gardée en regard de la variation de  $V_p$  avec la température, voir [12]). Ceci laisse penser que le régime de reptation est provoqué par le même type de défauts dans des couches déposées sur GaAs ou sur GaInAs. Les couches de GaMnAs déposées sur substrat de GaAs ne présentant ni "cross-hatch" ni dislocations émergentes, il doit exister un autre type de défaut responsable du régime de reptation. Ceci tend à confirmer l'existence de deux types de défauts piégeant les parois et de deux régimes de dépiégeage dans nos couches.

Pour aller plus loin dans l'étude de la reptation des parois, il est indispensable de tester un modèle qui prend en compte l'élasticité des parois [84]. Il est alors nécessaire d'effectuer une analyse de la rugosité des parois en fonction du champ magnétique et de la température, comme cela a été fait en [86]. Notons cependant que nos données sont compatibles avec la loi en  $H^{-1/4}$ , prévue pour un déplacement 2D des parois [84], comme le montre la figure 5.28.

### 5.4.3 Régime de flow

Bien que les parois de domaines observées ne soient ni rectilignes ni infinies mais délimitent des domaines fermés, nous pouvons nous appuyer sur le modèle 1D de Walker pour l'analyse qualitative et quantitative du régime de "flow". En effet, le faible rayon de courbure des parois par rapport à leur épaisseur  $\pi\Delta \approx 10 \text{ nm}$  permet de considérer les parois comme quasi rectilignes. D'autre part, pour des tailles de domaines  $R$  supérieures à  $\approx 1 \mu\text{m}$ , on montre que le coût énergétique lié à l'élongation de la paroi lors de l'agrandissement d'un domaine est négligeable par rapport à l'énergie Zeeman gagnée par le domaine ( $\frac{\sigma}{\mu_0 M_s H_{ext}} \ll R$ , voir équation 4.21 au chapitre 4). Enfin, en vérifiant expérimentalement que la vitesse des parois étaient indépendante de la densité et de la taille des domaines, nous avons vérifié que les interactions intra et inter domaines étaient négligeables.

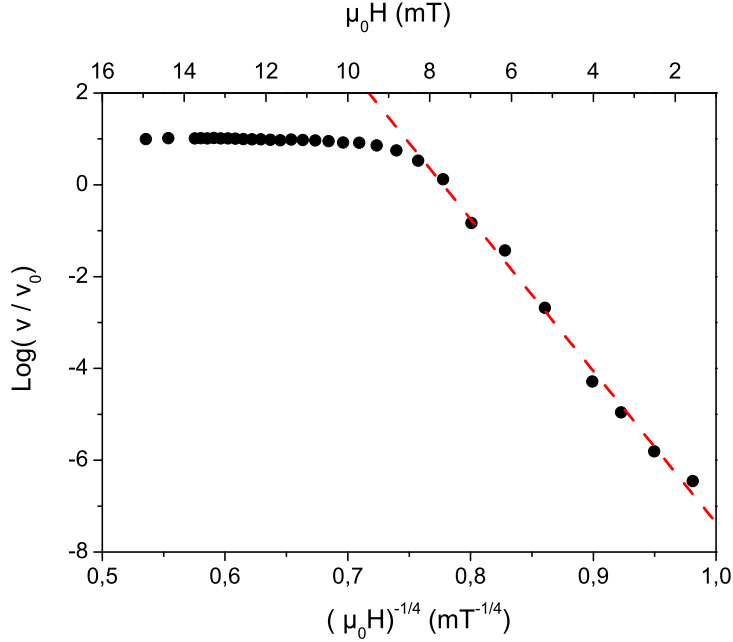


FIG. 5.28: Vitesse de paroi en fonction du champ magnétique appliqué à  $T=80$  K. Une loi de reptation en  $H^{-1/4}$  interpole très bien nos mesures de vitesses de déplacement de paroi dans le régime de reptation.

### 5.4.3.1 Analyse qualitative

Dans le régime de “flow” ( $\mu_0 H > 4$  mT), la courbe champ-vitesse 5.21 présente les mêmes caractéristiques que la courbe théorique 5.3 du modèle 1D de Walker. La vitesse atteint un maximum local  $v = 10,5 \text{ m s}^{-1}$  pour  $\mu_0 H = 8,2$  mT. Ensuite entre 8,2 mT et 35 mT la mobilité différentielle devient négative et la vitesse décroît jusqu’à 7  $\text{m s}^{-1}$ . Puis au-delà de 50 mT et jusqu’à 200 mT, la mobilité redevient positive, et la vitesse est proportionnelle au champ magnétique appliqué, excepté au voisinage de 92 mT où il apparaît localement un deuxième pic de vitesse non prédit par la théorie.

Une étude en fonction de la température a été effectuée afin de vérifier si les différents régimes de “flow” observés à 80 K sont également observables aux autres températures ; les résultats sont reportés sur la figure 5.29. Qualitativement la caractéristique champ-vitesse dépend très peu de la température. Les modifications les plus visibles concernent la région à mobilité différentielle négative qui est remplacée par un plateau de vitesse à basse température, et le deuxième pic de vitesse qui s’élargit à basse température. Remarquons que la gamme de champ explorée est réduite au fur et à mesure de l’augmentation de la température. Ceci est dû à l’augmentation du nombre de nucléations lorsque la température augmente (pour un champ magnétique donné). Ainsi la limite que nous nous étions fixée, mesurer des déplacements d’au moins 10  $\mu\text{m}$ , est atteinte pour des champs magnétiques de plus en plus faibles.

La correspondance qualitative entre les régimes de flow prédits et les observations expérimentales nous permet maintenant d’effectuer une analyse quantitative des courbes champ-vitesse et d’obtenir le coefficient d’amortissement  $\alpha$  et le paramètre de largeur de paroi  $\Delta$ .

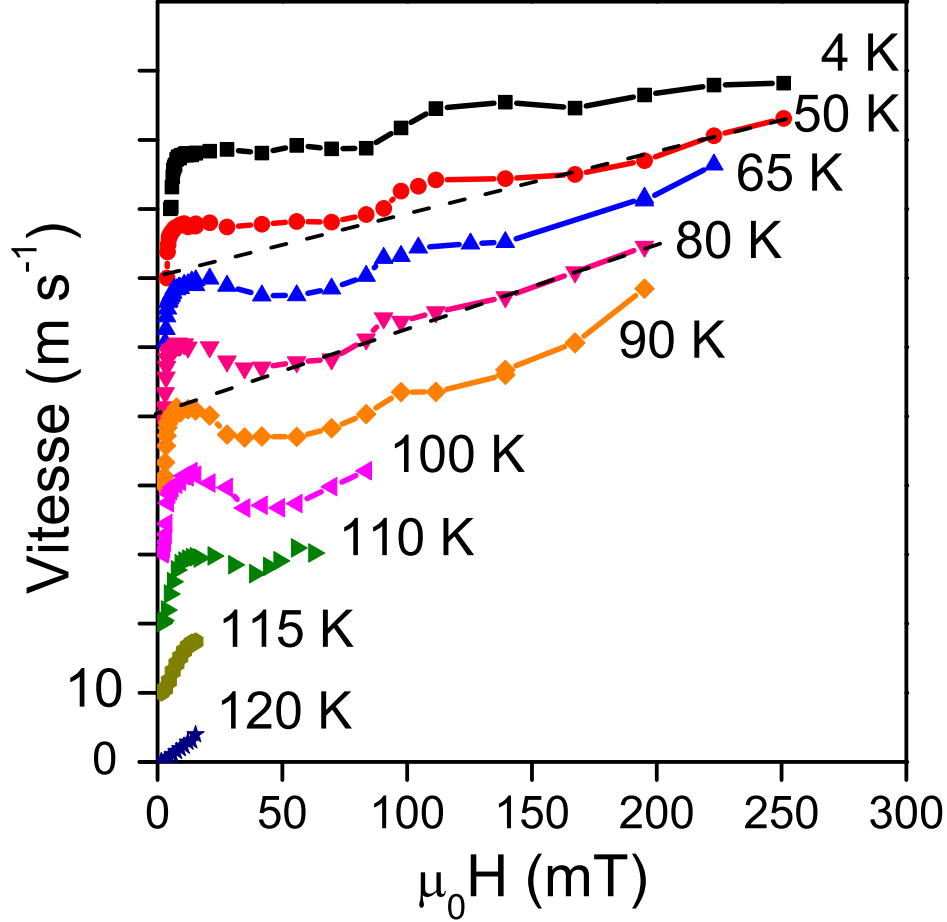


FIG. 5.29: Vitesse de déplacement des parois en fonction du champ magnétique à différentes températures. Chaque courbe a été décalée de  $10 \text{ m s}^{-1}$ . En raison du nombre croissant de nucléations, la gamme de champ explorée se réduit lorsque la température augmente.

#### 5.4.3.2 Coefficient d'amortissement $\alpha$ et paramètre de largeur de paroi $\Delta$

La procédure utilisée pour la détermination de  $\alpha$  et de  $\Delta$  est illustrée sur la courbe champ-vitesse à 80 K (figure 5.31). La région de mobilité différentielle négative permet d'identifier sans aucune ambiguïté le régime de "flow" précessionnel. Celui-ci débute vers 10 mT et sa partie linéaire, situé au-dessus de 75 mT, permet de mesurer directement la mobilité du régime précessionnel asymptotique  $\mu_{prec} = \frac{V_W}{\mu_0 H_W} \frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} = \frac{\alpha}{1+\alpha^2} \gamma \Delta$ . La valeur mesurée est  $\mu_{prec} = 125 \text{ m s}^{-1} \text{ T}^{-1}$ . Par ailleurs, sachant que le régime de "flow" est atteint au voisinage du premier pic de vitesse et que la courbe  $V(h) = \mu_{st} \mu_0 H$  constitue une borne supérieure de la vitesse de déplacement des parois [62], nous évaluons la mobilité du régime stationnaire  $\mu_{st} = \frac{V_W}{\mu_0 H_W} = \frac{\gamma \Delta}{\alpha}$  en prenant la pente de la droite passant par l'origine et tangente aux points expérimentaux (figure 5.31). La valeur mesurée est  $\mu_{st} = 2100 \text{ m s}^{-1} \text{ T}^{-1}$ . La pertinence de cette procédure d'analyse sera démontrée par la cohérence des résultats obtenus.

Le ratio des deux mobilités  $\mu_{st}$  et  $\mu_{prec}$  permet de remonter facilement au coefficient d'amortissement  $\alpha$ . En effet on a :

$$\frac{\mu_{prec.}}{\mu_{st}} = \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2}. \quad (5.41)$$

La valeur alors obtenue pour  $\alpha$  est 0,26. Le paramètre de largeur de paroi  $\Delta$  est alors obtenu avec la relation  $\Delta = \frac{\mu_{st}\alpha}{\gamma}$ . La valeur obtenue est  $\Delta=3$  nm. À 80 K l'aimantation à saturation étant  $\mu_0 M_s = 35$  mT, le champ de Walker,  $\mu_0 H_W = \mu_0 M_s \alpha / 2$ , vaut 4,5 mT et la vitesse de Walker  $V_W = \mu_0 |\gamma| \Delta M_s / 2$  est 9,3 m s<sup>-1</sup>. La courbe théorique du modèle 1D avec  $\alpha=0,26$ ,  $\mu_0 H_W=4,5$  mT et  $V_W = 9,3$  m s<sup>-1</sup> est reportée sur la figure 5.32.

Les courbes champ-vitesse aux autres températures sont analysées selon la même procédure afin d'obtenir la dépendance de  $\alpha$  et de  $\Delta$  avec la température. Les résultats sont reportés sur la figure 5.30. La valeur de  $\Delta$  varie peu avec la température et est comprise entre 1,5 nm et 3 nm. Il est important de noter le point fort de ce résultat : *les valeurs de  $\Delta$  sont encadrées par les bornes inférieures et supérieures de  $\Delta$ , déterminées au chapitre précédent dans le cadre de la théorie des domaines magnétiques, sur toute la gamme de température.*

Ce résultat justifie a posteriori la procédure utilisée pour la détermination de  $\Delta$  et  $\alpha$ . Il confirme que nous observons bien le régime de "flow" stationnaire à la suite du régime de dépiégeage.

Le coefficient d'amortissement varie très peu avec la température, sauf près de la  $T_C$ . Sa valeur est centrée autour de 0,3.

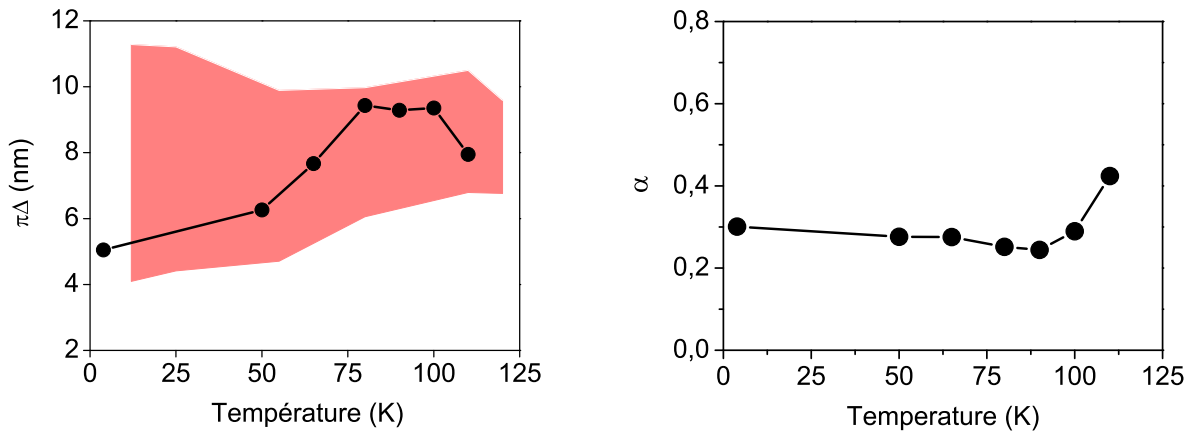


FIG. 5.30: Paramètre de largeur de paroi  $\Delta$  (a) et coefficient d'amortissement  $\alpha$  (b) en fonction de la température. Les valeurs de  $\Delta$  déterminées à partir des mesures de déplacements de parois sont représentées par des ronds pleins, l'encadrement de  $\Delta$  déduit de la théorie des domaines magnétiques (chapitre 4) est représenté par la zone colorée.

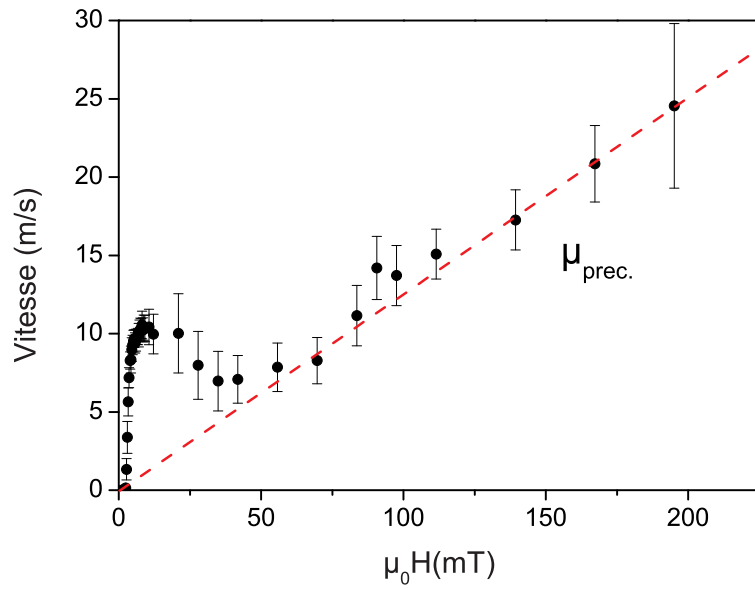
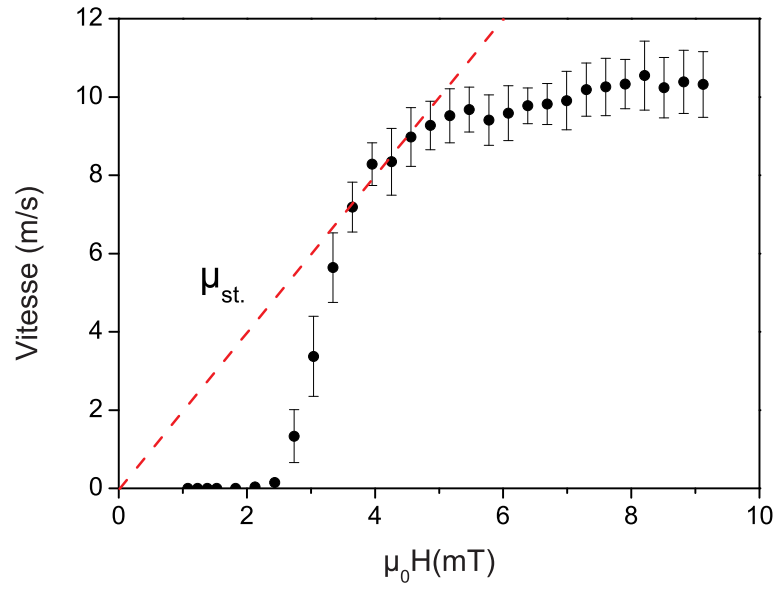


FIG. 5.31: Détermination des mobilités de paroi dans les régimes stationnaire et précessionnel.



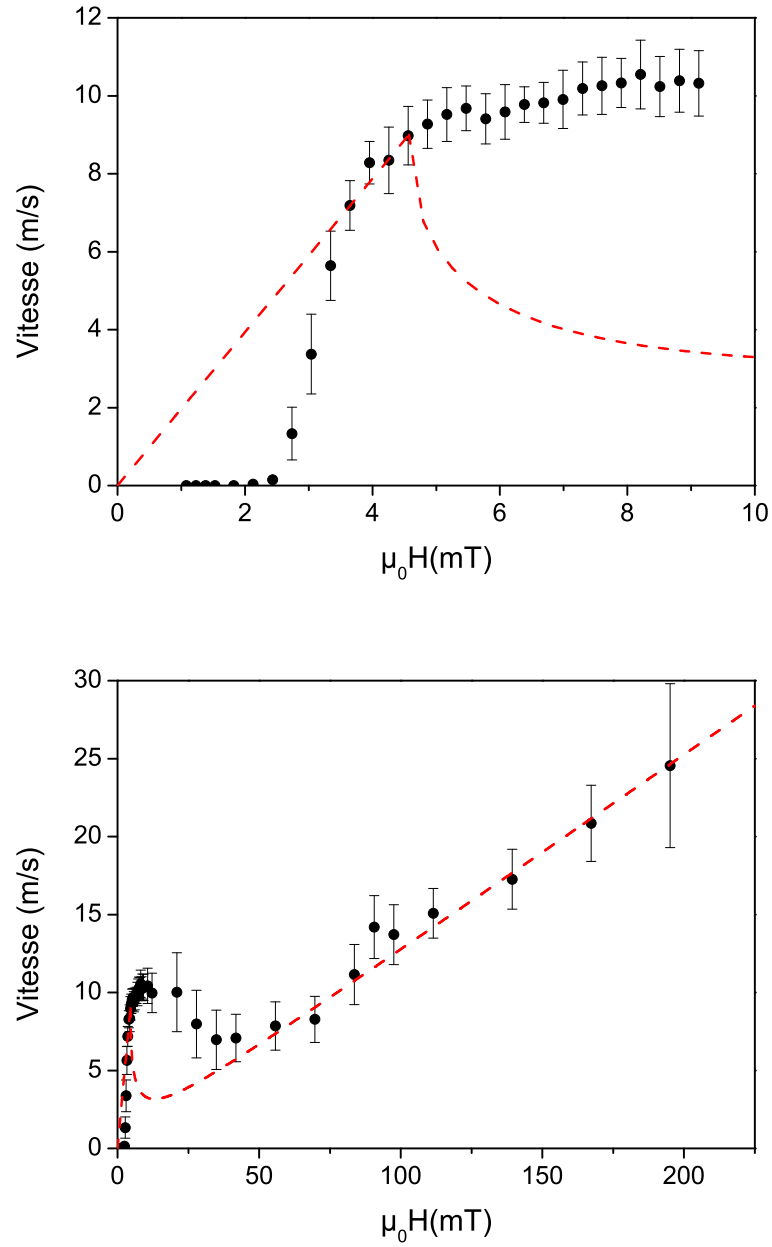


FIG. 5.32: Comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques du modèle 1D pour  $\alpha=0,26$ ,  $\mu_0 H_W=4,5$  mT et  $V_W = 9,1$  m s<sup>-1</sup>. En haut, détail pour les faibles champs  $\mu_0 H < 10$  mT.

### 5.4.3.3 Le paramètre d'amortissement de Gilbert

Notre valeur de  $\alpha$ , déterminée par déplacement de paroi, est du même ordre de grandeur que celle trouvée par Qi *et al.* [87]. En effet, par des mesures de rotation Kerr résolues en temps, ces auteurs ont déterminé  $\alpha \approx 0,12$  sur une couche de GaMnAs à aimantation planaire. En revanche, à partir des largeurs de raie sur des spectres de résonance ferromagnétique, Khashayar Khazen et Jürgen von Bardeleben (INSP) ont obtenu  $\alpha \approx 0,01$  sur la couche de GaMnAs étudiée ici. Cela représente plus d'un ordre de grandeur de différence entre  $\alpha_{DW}$  ( $\alpha$  obtenu par déplacement de paroi sous champ) et  $\alpha_{FMR}$  ( $\alpha$  obtenu par résonance ferromagnétique). Des calculs théoriques dans GaMnAs effectués par J. Sinova *et al.* ont également aboutit à de petites valeurs  $\alpha \approx 0,02$  [88]. Dans ces calculs, l'aimantation est homogène et décrit de petites fluctuations autour d'une position d'équilibre, ce qui correspond au cas de la FMR.

De tels écarts entre  $\alpha_{FMR}$  et  $\alpha_{DW}$  ont déjà été constatés dans les années 70 sur des grenats pour les petites valeurs de  $\alpha$  [62]. Ils interpellent naturellement sur la signification de  $\alpha_{DW}$  par rapport à  $\alpha_{FMR}$ .

Au-dessus d'une vitesse  $v_{cri}$ , il a été prédit que les magnons thermiques pouvaient interagir avec une paroi en mouvement et conduire à une augmentation du coefficient  $\alpha$  [89]. Cependant nous sommes bien loin de ce régime car dans notre cas  $v_{cri} = 300 \text{ m s}^{-1}$ . Les magnons thermiques ne sont donc pas responsables de l'écart entre  $\alpha_{FMR}$  et  $\alpha_{DW}$ .

À l'origine l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) a été établie pour décrire de petites précessions de l'aimantation autour d'une position d'équilibre. De par sa construction, elle conserve le module de l'aimantation temporellement et spatialement (en effet en multipliant scalairement l'équation 5.5 par  $\vec{M}$  on aboutit à  $\partial M^2 / \partial t = 0$ ). C'est avec succès que l'équation de LLG a été étendue au cas des déplacements de paroi, puisqu'elle permet de rendre compte des différents régimes observés [78] [81] [53]. Cependant, lorsqu'une paroi se déplace, l'aimantation en son centre effectue de grandes précessions (demi-rotation de l'angle  $\theta$ ). Baryakhtar a alors modifié l'équation de LLG et introduit un terme qui traduit une relaxation du module de l'aimantation au niveau de la paroi. L'équation de LLG modifiée est [90] :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -|\gamma|\mu_0 \vec{M} \times H_{eff} + |\gamma|\mu_0 M \bar{\bar{\Lambda}} \vec{H}_{eff} - |\gamma|\mu_0 M \lambda_e \nabla^2 \vec{H}_{eff} \quad (5.42)$$

Le module de l'aimantation  $M$  s'écrit  $M = M_0 - \chi_{\parallel} \vec{m} \cdot \vec{H}_{eff}$  où  $\chi_{\parallel} = \frac{\partial M}{\partial H}$  est la susceptibilité magnétique.  $\bar{\bar{\Lambda}}$  est un tenseur, qui dans le cas d'un matériau à forte anisotropie uniaxiale, s'écrit :

$$\bar{\bar{\Lambda}} = \begin{pmatrix} \alpha_{FMR} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{FMR} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5.43)$$

À partir de cette équation, et en négligeant le terme  $|\gamma|\mu_0 M \lambda_e \nabla^2 \vec{H}_{eff}$ , Huang *et al.* ont établi une nouvelle relation pour la mobilité  $\mu_{st}$  d'une paroi dans le régime stationnaire [91] :

$$\mu_{st} = \frac{\mu_0 M_s |\gamma| \Delta_0}{\alpha_{FMR}} \left( 1 + \frac{16}{3} \frac{(4\pi \chi_{\parallel} Q)^2}{\alpha_{FMR}^2} \right)^{-1}, \quad (5.44)$$

Cette relation n'est valable que si le temps de réponse de l'aimantation  $\tau_M = \chi_{\parallel} / \alpha_{FMR} \gamma M_s$  est inférieur au temps de passage de la paroi  $\tau_t = \Delta / v$ , ce qui signifie  $v < v^* = \alpha_{FMR} |\gamma| \Delta M_s / \chi_{\parallel}$ .

Ainsi la quantité  $\alpha_{DW}$  que nous identifions auparavant au paramètre de Gilbert s'écrit

$$\alpha_{DW} = \alpha_{FMR} \left( 1 + \frac{16 (4\pi\chi_{\parallel}Q)^2}{3 \alpha_{FMR}^2} \right). \quad (5.45)$$

On peut remarquer, d'après l'équation 5.45, que  $\alpha_{DW} > \alpha_{FMR}$  et que la correction apportée à la mobilité est d'autant plus grande que  $\alpha_{FMR}$  est petit. Cela concorde avec les observations expérimentales.

En utilisant les paramètres de notre couche,  $\alpha_{FMR} = 0,01$ ,  $\alpha_{DW} = 0,3$  et  $Q=10$  nous obtenons  $\chi_{\parallel} \approx 10^{-4}$ . On vérifie alors facilement  $v^* \gg V_W$ , ce qui justifie l'utilisation de l'équation 5.44.

Cette valeur de  $\chi_{\parallel}$  est en accord avec les estimations théoriques basées sur la théorie des ondes de spin [92]. À titre de comparaison,  $\chi_{\parallel}$  a été mesuré à  $\approx 1,5 \times 10^{-4}$  dans des grenats [93]. La valeur que nous avons déterminée est donc tout a fait acceptable.

Les éléments que nous venons d'exposer constituent un début d'explication prometteur pour la différence entre  $\alpha_{FMR}$  et  $\alpha_{DW}$ . Cette explication demande à être complétée. En effet, nous interprétons nos résultats à l'aide du même coefficient  $\alpha$  dans les régime de "flow" stationnaire et précessionnel. Or le calcul de la mobilité n'a été effectué par Huang *et al.* que dans le régime stationnaire. Se pose alors la question de savoir si le calcul dans le régime précessionnel aboutirait à la même relation 5.45.

#### 5.4.4 Au-delà du modèle 1D

Nous avons vu que le modèle 1D nous permettait d'interpréter en partie nos courbes champ-vitesse (figures 5.31 et 5.29), et d'extraire le coefficient d'amortissement et le paramètre de largeur de paroi. Cependant nous avons pointé du doigt deux régions en champ, la première juste après le champ de Walker ( $\approx 4-10$  mT) et la deuxième vers 90-120 mT, que ce modèle ne permet pas d'interpréter.

Intéressons nous d'abord à la région située juste au-dessus du champ de Walker (voir figure 5.33). Le champ de Walker  $\mu_0 H_W = 4,5$  mT ne correspond pas à un maximum de vitesse mais à un point d'inflexion. En effet, pour  $H > H_W$ , la mobilité différentielle  $\mu$  reste positive mais est réduite d'un facteur 10 par rapport à la mobilité du régime stationnaire  $\mu_{st}$ . Cette région ne correspond pas au régime précessionnel décrit par le modèle 1D. Comme le prédit Slonczewski, ce régime pourrait avoir pour origine la nucléation et propagation de lignes de Bloch au sein des parois [79]. Dans un tel régime la vitesse de déplacement d'une paroi s'écrit

$$\dot{q} = \mu_{BL}(H - H_c), \quad (5.46)$$

avec

$$\mu_{Bl} = \frac{|\gamma|\Delta}{\alpha \left( 1 + \frac{\pi^2 \Lambda}{2\alpha^2 a} \right)} = \frac{\mu_{st}}{\left( 1 + \frac{\pi^2 \Lambda}{2\alpha^2 a} \right)}, \quad (5.47)$$

où  $\Lambda = \Delta\sqrt{Q}$  est la longueur d'échange, et  $a$  est de l'ordre de l'épaisseur de la couche pour une ligne de Bloch horizontale ou l'espacement entre deux lignes de Bloch dans le cas de lignes de Bloch verticales. Comme le montre l'équation 5.47, la présence de lignes de Bloch conduit à une réduction de la mobilité des parois. Cette réduction est d'autant plus importante que la quantité  $\frac{\pi^2 \Lambda}{2\alpha^2 a}$  est grande.

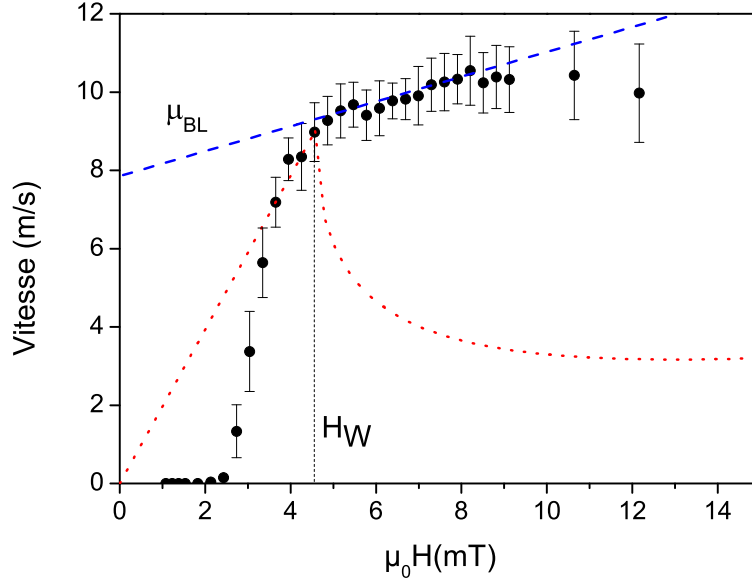


FIG. 5.33: Analyse de la courbe champ-vitesse, juste au dessus du champ de Walker. La vitesse ne chute pas brutalement comme le prédit le modèle 1D. Un régime de nucléation, propagation et annihilation de lignes de Bloch peut remplacer le début du régime précessionnel [79]. Il s'agit d'un régime visqueux pour lequel la mobilité des parois  $\mu_{BL}$  est fortement réduite par rapport à la mobilité du régime stationnaire. Courbe en pointillés rouges : prédiction du modèle 1D, courbe en tiretés bleus : ajustement des résultats expérimentaux par l'équation 5.47.

Une interpolation linéaire de notre courbe sur la gamme [4 mT, 10 mT] aboutit à  $\mu_{BL} = 375 \pm 75 \text{ m s}^{-1} \text{ T}^{-1}$ , voir figure 5.33. En utilisant  $Q = 10$ ,  $\Delta = 3 \text{ nm}$  et  $\alpha = 0,26$  on aboutit à  $a = 130 \pm 30 \text{ nm}$ . En utilisant la même procédure aux autres températures, on trouve  $\langle a \rangle = 80 \pm 50 \text{ nm}$  (valeur moyenne sur toutes les températures). Cette valeur est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la couche  $d = 50 \text{ nm}$ , ce qui autorise à penser que le régime observé au voisinage de 10 mT correspond à un régime de nucléation, propagation et annihilation de lignes de Bloch horizontales.

L'autre résultat expérimental non prédit dans le modèle 1D concerne le pic de vitesse observé entre 4 K et 90 K et centré vers  $H_p \approx 100 \text{ mT}$ , voir figures 5.29 et 5.34. Il se situe dans le régime précessionnel, régime pour lequel la vitesse est proportionnelle à  $\alpha$  (en toute rigueur  $V \propto \frac{\alpha}{1+\alpha^2}$ ). Ce pic peut être vu comme une résonance de dissipation d'énergie (et donc une résonance de  $\alpha$ ). Afin de le caractériser, nous avons interpolé la courbe champ vitesse en utilisant un coefficient  $\alpha$  de la forme

$$\alpha(H) = \alpha_0 + \delta\alpha \exp\left(-\frac{(H - H_p)}{2\sigma^2}\right). \quad (5.48)$$

Les variations de  $\delta\alpha$  et  $H_p$  avec la température sont reportées sur la figure 5.35. L'amplitude  $\delta\alpha$  de la résonance varie linéairement sur la gamme de température où elle est observable [4 K, 90 K]. Elle s'extrapole à une valeur nulle pour  $T \approx T_c$ , ce qui laisse penser que son origine est liée au ferromagnétisme de la couche. En revanche le champ magnétique  $H_p$  auquel se produit cette résonance varie très peu avec la température, il vaut 120 mT à 3K et descend à 90 mT à 90 K.

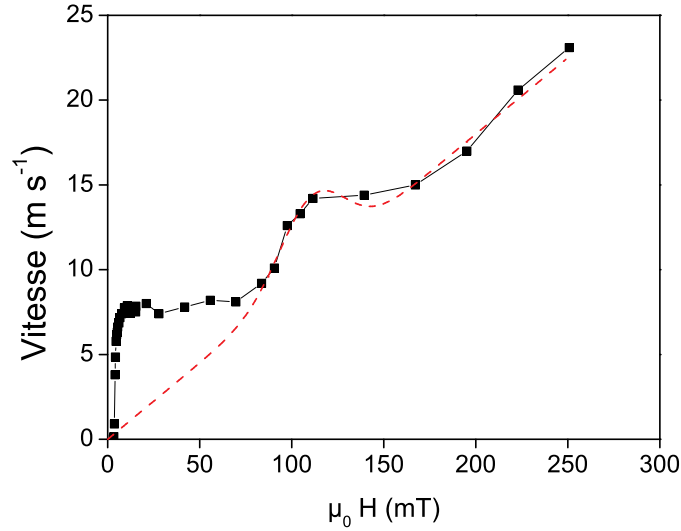


FIG. 5.34: Courbe champ-vitesse à 50 K. La résonance de vitesse, centrée en  $H_p = 105$  mT, est attribuée à une résonance de dissipation d'énergie, c'est-à-dire une résonance de  $\alpha$ . Nous modélisons cette résonance par une gaussienne. Ainsi, le régime précessionnel est interpolé par la fonction  $v(H) = \frac{\alpha}{1+\alpha^2} |\gamma| \Delta \mu_0 H$  où  $\alpha(H) = \alpha_0 + \delta\alpha \exp\left(-\frac{(H-H_p)^2}{2\sigma^2}\right)$ . Les dépendances en température de  $\delta\alpha$  et  $H_p$  sont reportées sur la figure 5.35.

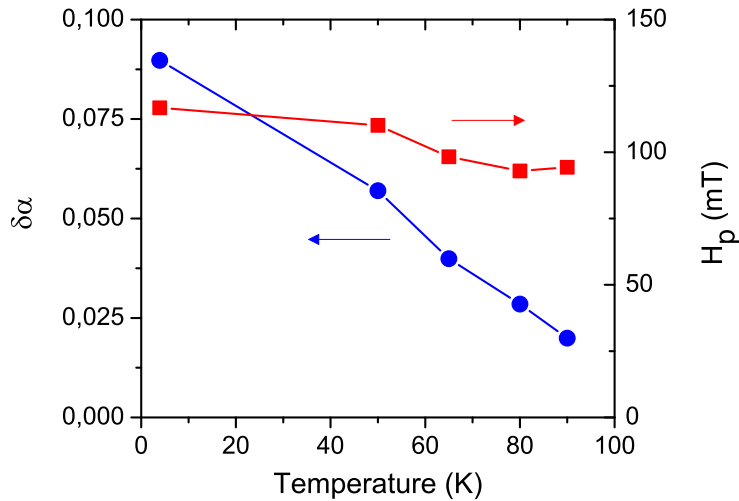


FIG. 5.35: Amplitude et position du pic de vitesse, observable pour  $\mu_0 H \approx 100$  mT (voir figures 5.29 et 5.34), en fonction de la température.

Une piste que nous avons explorée pour expliquer ce pic de vitesse concerne les magnons thermiques. L'énergie  $\hbar\omega_p = \gamma\sqrt{H_p^2 - H_W^2}/(1+\alpha^2) = 10 \mu\text{eV}$  ( $\omega_p = 17 \text{ GHz}$ ) est inférieure à l'énergie du premier mode de magnons ( $\hbar\omega \simeq 43 \mu\text{eV}$ ) à 80 Kelvin, mais elle pourrait correspondre à une transition entre deux niveaux d'énergie d'un magnon confiné. Cependant la variation en température de  $H_p$  (et donc  $\omega_p$ ) ne concorde pas avec cette hypothèse.

Nous avons également cherché du côté des modes de flexion de la paroi [62] [94]. Il s'agit d'un régime dans lequel la paroi développe une ondulation et vibre à une certaine fréquence. Ces modes de flexion ont bien des énergies inférieures à celle des magnons de volume, mais ils présentent une relation de dispersion  $\omega(k)$  quasi linéaire et n'ont pas une énergie finie à vecteur d'onde nul. Il ne faut néanmoins pas fermer complètement la porte à cette hypothèse. En effet, les calculs théoriques effectués jusqu'à présent n'ont été réalisés que dans le cas d'une paroi statique ou se déplaçant en régime stationnaire [94] [95], or la résonance observée a lieu en régime de flow précessionnel. Il serait donc nécessaire de compléter les modèles théoriques de mode de flexion de paroi en effectuant le calcul dans le régime précessionnel.

## 5.5 Rôle de l'anisotropie planaire

Jusqu'à présent, nous ne nous sommes pas intéressés à la forme précise des domaines observés. Un examen attentif des résultats révèle toutefois que, dans une certaine gamme de champ et de température, les domaines ont une forme carrée, voir figure 5.36. Pareille image interroge évidemment sur l'origine physique de cette forme de domaine magnétique.

Des domaines de forme anisotrope ont déjà été observés sur des couches de Cobalt [57] [54]. Les auteurs ont montré que cette anisotropie, observée dans le régime de reptation, était causée par les défauts de la couche. Une anisotropie de forme des domaines a également été observée sur des grenats dans les années 70 [96]. Elle est observée en régime de flow et est causée par l'anisotropie magnétique planaire de la couche.

Nous allons dans un premier temps présenter les résultats expérimentaux, puis dans un second temps détailler le modèle élaboré pour expliquer ces résultats.

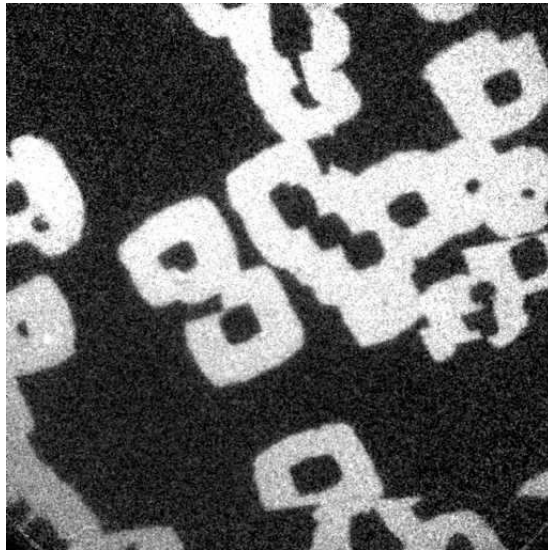


FIG. 5.36: Domaines magnétiques de forme carrée observés à 110 K et  $\mu_0 H = 11 \text{ mT}$ .

### 5.5.1 Résultats expérimentaux

Les domaines magnétiques “carrés” ne sont observés que pour des températures supérieures à 80 K. En dessous de cette température, les domaines ont plutôt tendance à être circulaires. Des images de domaines obtenus à 100 K sont présentées sur la figure 5.37 pour différentes valeurs de champs magnétiques.

L’image 5.37-A est prise en plein régime de dépiégeage et les parois sont donc soumises aux forces d’ancrage. Les domaines magnétiques sont plutôt circulaires, même si l’on commence à entrevoir des formes carrées. L’image 5.37-B est prise à la fin du régime de dépiégeage, les parois sont alors peu piégées et les domaines adoptent une forme carrée. Sur l’image 5.37-C, les parois se déplacent en régime de “flow”, les domaines possèdent encore des formes carrées, mais on commence à apercevoir des déformations de ces carrés. Sur l’image 5.37-D les carrés ont disparu et laissent place à des domaines magnétiques de formes quelconques.

Sur cette série d’image, on peut remarquer que les carrés sont tous orientés suivant la même direction, quel que soit le champ magnétique. Ils sont orientés à  $19^\circ \pm 5^\circ$  des directions  $\langle 110 \rangle$ , voir figure 5.38.

Afin d’effectuer une analyse quantitative des domaines carrés, nous avons mesuré les vitesses maximum et minimum de déplacement des parois,  $V_{max}$  et  $V_{min}$ , suivant les diagonales des carrés et perpendiculairement aux côtés, voir figure 5.39. Les deux courbes champ-vitesse obtenues sont présentées sur la figure 5.40. On peut y voir que la différence de vitesse entre  $V_{min}$  et  $V_{max}$  atteint tout au plus 15%.

Comme le montrent à la fois les mesures de vitesse et les images, la gamme de champ sur laquelle sont observés les domaines carrés est limitée : elle s’étend de 5 mT à 25 mT.

### 5.5.2 Modèle 1D avec anisotropie planaire

Les domaines carrés ne sont observés qu’en régime de “flow”. Ce n’est donc pas l’ancrage qui est responsable de leur formation. En régime de “flow”, la vitesse de déplacement des parois est déterminée uniquement par l’énergie d’échange, l’énergie de champ démagnétisant, l’énergie Zeeman et l’énergie d’anisotropie. Jusqu’à présent nous avons négligé l’anisotropie magnétique planaire et nous avons utilisé dans nos calculs un terme d’énergie uniaxiale de la forme  $K_u \sin^2 \theta$ . Or, comme le montre la figure 4.17, l’anisotropie dans le plan représente tout de même quelques pourcents de l’anisotropie perpendiculaire ( $K_{\parallel}/K_{\perp} \approx 3 - 6\%$ ). Afin de prendre en compte cette anisotropie planaire, nous avons modifié l’énergie d’anisotropie et lui avons rajouté un terme qui décrit une anisotropie biaxiale planaire (2 directions faciles équivalentes dans le plan). L’énergie d’anisotropie s’écrit alors :

$$e_{anisotropie} = K_u \sin^2 \theta \left( 1 + \frac{K_p}{K_u} \sin^2 \theta \sin^2(2(\phi - \phi_p)) \right), \quad (5.49)$$

où  $K_p$  est une constante d’anisotropie planaire et  $\phi_p$  l’angle entre l’axe planaire facile et la direction de déplacement de la paroi, voir figure 5.41. L’axe planaire facile défini par  $\phi_p$  sera pris suivant les directions cristallographiques  $\langle 100 \rangle$  ou  $\langle 110 \rangle$ . Dans notre cas on a  $K_p/K_u \ll 1$ .

Pour la suite des calculs nous nous plaçons dans le cas  $Q \gg 1$ . En posant  $\kappa = \frac{K_p}{3K_u}$ , on montre que les équations 5.24 et 5.25 se réécrivent

$$\dot{\phi} = \frac{\mu_0 M_s |\gamma|}{2} \frac{1}{\alpha^2 + 1} (2h - \alpha \sin(2\phi) - \kappa Q \cos(4(\phi - \phi_p))) \quad (5.50)$$

$$\dot{q} = \frac{\mu_0 M_s |\gamma| \Delta}{\alpha} \left( h - \frac{\dot{\phi}}{\mu_0 M_s |\gamma|} \right). \quad (5.51)$$

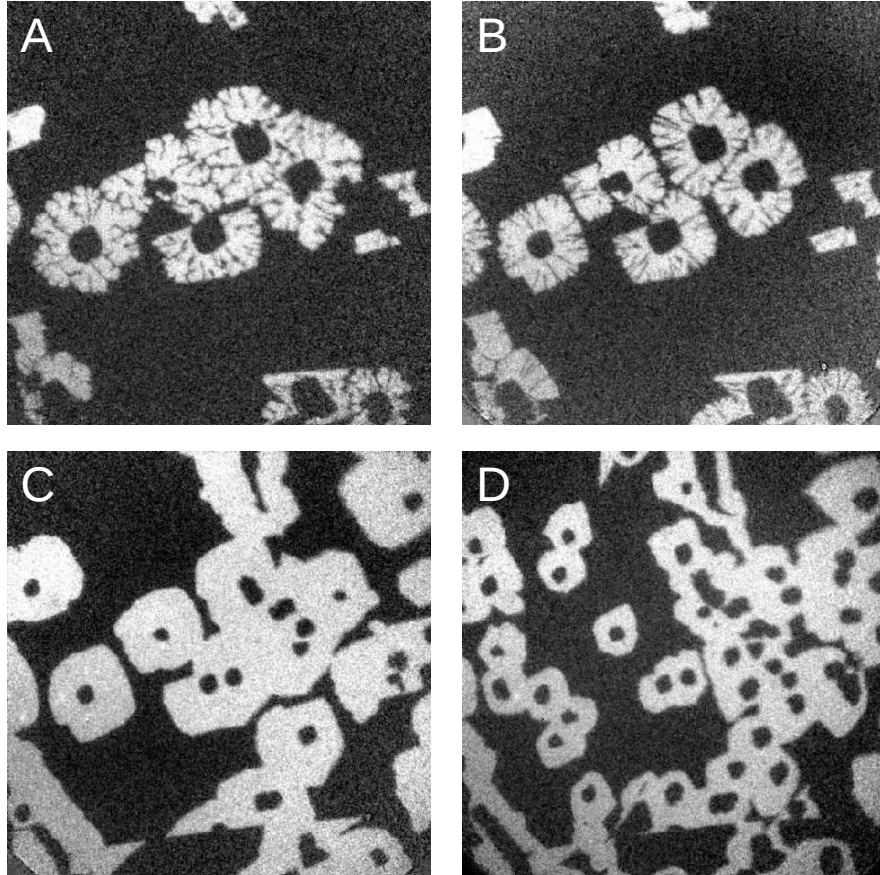


FIG. 5.37: Images des domaines à 100 K prises à 3,6 mT (A), 6,1 mT (B), 15,2 mT (C) et 28 mT (D). Les champs auxquels ont été prises les images sont reportés sur la figure 5.40. Taille des images :  $536 \mu\text{m} \times 536 \mu\text{m}$

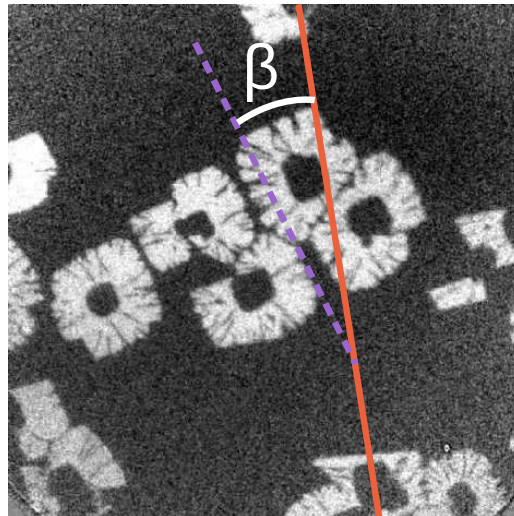


FIG. 5.38: Image de domaines carrés. La ligne orange, à droite de l'image, est orientée suivant les directions  $\langle 110 \rangle$  (bord de l'échantillon). L'angle entre les direction  $\langle 110 \rangle$  et les côtés des carrés est  $\beta = 19^\circ \pm 5^\circ$ .



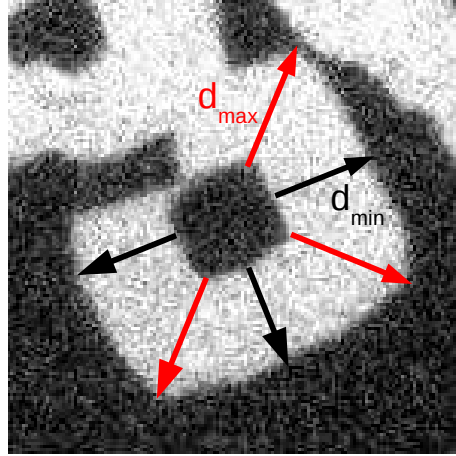


FIG. 5.39: Mesures des déplacements de paroi. Les déplacements maxima (flèches rouges) sont orientés selon les diagonales des carrés, les déplacements minima (flèches noires) correspondent aux déplacements orientés perpendiculairement aux côtés des carrés. Les vitesses de déplacement des parois en fonction du champ magnétique pour ces deux orientations sont reportées sur la figure 5.40. Image prise à 110 K et pour un champ magnétique de 11 mT.

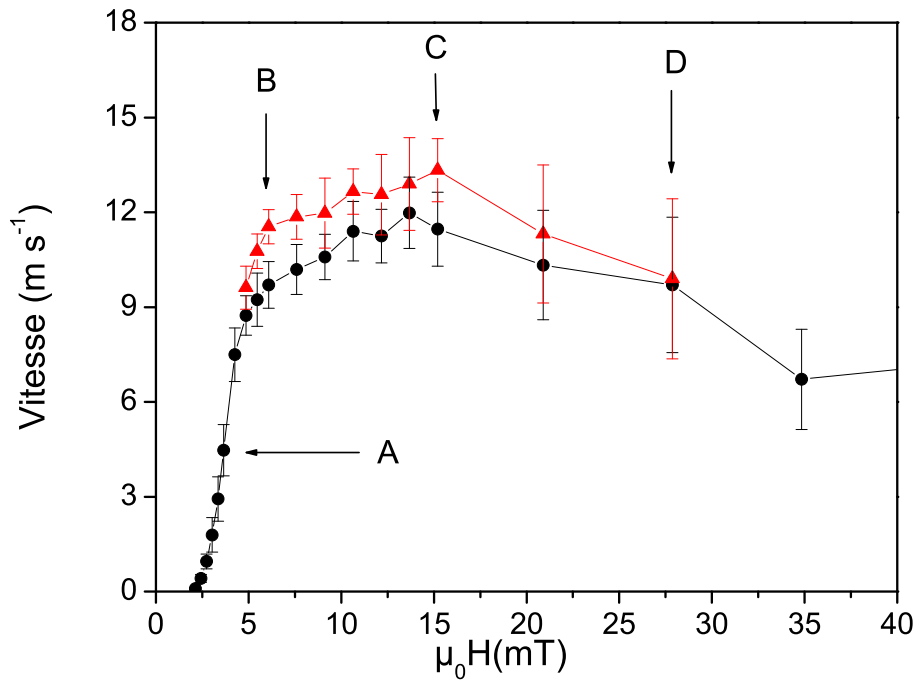


FIG. 5.40: Vitesse de déplacement des parois à 100 K en fonction du champ magnétique suivant les diagonales des carrés (triangles rouges) et selon la perpendiculaire aux côtés des carrés (ronds noirs). Les lettres {A, B, C, D} correspondent aux images de la figure 5.37.

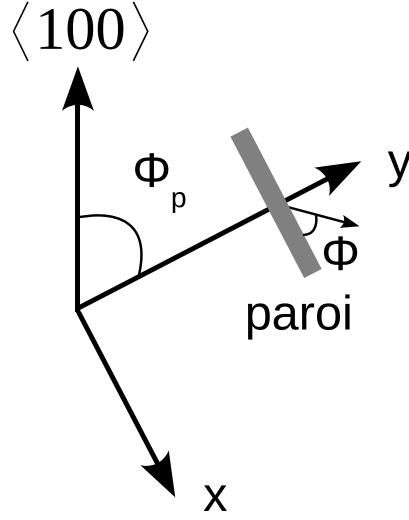


FIG. 5.41: Géométrie du système modélisé. La paroi se déplace suivant l'axe  $y$ . L'angle  $\phi_p$  définit les directions des axes planaires faciles (directions cristallographiques  $\langle 100 \rangle$  ou  $\langle 110 \rangle$ ) par rapport à la direction de déplacement de la paroi.

### 5.5.2.1 Régime stationnaire

Dans le régime stationnaire ( $\dot{\phi} = 0$ ), on obtient

$$\dot{q} = \frac{V_W}{H_W} H \quad (5.52)$$

$$\dot{q} = V_W (\sin(2\phi) + \kappa Q \sin(4(\phi - \phi_p))), \quad (5.53)$$

où  $H_W = \mu_0 M_s \alpha / 2$  et  $V_W = \mu_0 M_s |\gamma| \Delta_0 / 2$ .

La première équation indique que dans le régime stationnaire, la vitesse de la paroi  $\dot{q}$  est fixée uniquement par le champ magnétique appliqué, et donc qu'elle est indépendante de l'orientation du déplacement de la paroi par rapport aux axes planaires faciles. De plus l'expression de la mobilité de la paroi est exactement la même que celle calculée pour une anisotropie uniaxiale purement perpendiculaire. La seconde équation montre qu'à champ fixe, l'angle  $\phi$  varie avec la direction de déplacement de la paroi par rapport aux axes cristallographiques.

Le champ limite  $H_m$  au-delà duquel le régime devient précessionnel correspond au champ pour lequel la vitesse  $\dot{q} = V_m$  est maximum. Cette dernière est obtenue en résolvant l'équation

$$\frac{\partial \dot{q}}{\partial \phi} = 0. \quad (5.54)$$

L'orientation  $\phi_p$  pour laquelle le champ  $H_m$  est maximal ou minimal est obtenue en résolvant l'équation

$$\frac{\partial H_m(\phi_p)}{\partial \phi_p} = 0. \quad (5.55)$$

$H_m$  dépendant de  $\phi_p$ , le passage du régime stationnaire au régime précessionnel dépend de l'orientation de la paroi par rapport aux axes planaires faciles. On montre facilement que l'angle  $\phi_p = \pi/8$ , modulo  $\pi/2$ , correspond au champ  $H_{m_{max}} = H_W(1 + \kappa Q)$  et à la vitesse  $V_{m_{max}} = V_W(1 + \kappa Q)$  les plus élevés. L'anisotropie planaire permet donc de dépasser le champ de Walker  $H_W$  tout en conservant un régime stationnaire. On montre également que l'angle  $\phi_p = -\pi/8$ , modulo  $\pi/2$ , correspond au champ  $H_{m_{min}} = H_W(1 - \kappa Q)$  et à la vitesse  $V_{m_{min}} = V_W(1 - \kappa Q)$  les plus bas ; le régime précessionnel est atteint avant le champ de Walker.

### 5.5.2.2 Régime précessionnel

Dans le régime précessionnel, on a :

$$\langle \dot{q} \rangle = \frac{\mu_0 M_s |\gamma| \Delta}{\alpha} \left( h - \frac{\langle \dot{\phi} \rangle}{\mu_0 M_s |\gamma|} \right). \quad (5.56)$$

Le calcul de la vitesse moyenne  $\langle \dot{q} \rangle$  n'est plus réalisable de manière analytique et nécessite un calcul numérique. Comme  $\langle \dot{\phi} \rangle$  dépend de l'angle  $\phi_p$ , la vitesse  $\dot{q}$  dépend de l'orientation de la paroi par rapport aux axes planaires faciles. Néanmoins dans le cas limite  $h \gg \{\alpha, \kappa Q\}$  (c.f. 5.50), nous obtenons

$$\langle \dot{\phi} \rangle = \frac{|\gamma|}{1 + \alpha^2} \mu_0 H \quad (5.57)$$

$$\langle \dot{q} \rangle = \frac{V_W}{\mu_0 H_W} \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \mu_0 H. \quad (5.58)$$

La vitesse de la paroi est isotrope et la mobilité est la même que celle du régime précessionnel en l'absence d'anisotropie magnétique dans le plan.

Des calculs numériques de la vitesse de déplacement d'une paroi en fonction de son orientation par rapport aux axes planaires faciles ont été effectués par Andrejs Cēbers lors de sa venue à l'INSP. Un de ces calculs est présenté sur la figure 5.42 pour un champ magnétique voisin du champ de Walker. Les parties "écristées" de la courbe correspondent à une vitesse en régime stationnaire, régime pour lequel la vitesse ne dépend pas de l'orientation de la paroi ; le reste de la courbe correspond à une vitesse en régime précessionnel, régime dans lequel la vitesse dépend de l'orientation de la paroi par rapport aux axes planaires faciles.

### 5.5.2.3 Effet de l'anisotropie sur la forme d'un domaine magnétique

Prenons le cas d'un domaine magnétique initialement circulaire et soumettons le à un champ magnétique (perpendiculaire à la couche). Toutes les orientations de la paroi par rapport aux axes planaires faciles sont présentes. Lorsque le domaine s'agrandit, plusieurs cas de figure peuvent se présenter suivant la valeur du champ magnétique.

Pour  $H < H_{m_{min}}$ , la totalité de la paroi du domaine se déplace en régime stationnaire. La vitesse est la même quelle que soit l'orientation de la paroi, et le domaine conserve donc sa forme circulaire au cours du temps.

Pour  $H_{m_{min}} < H < H_{m_{max}}$ , suivant leurs orientations des portions de paroi se déplacent en régime stationnaire alors que d'autres sont en régime précessionnel. La vitesse dépend alors de la direction de déplacement de la paroi par rapport aux axes planaires faciles, le domaine magnétique se

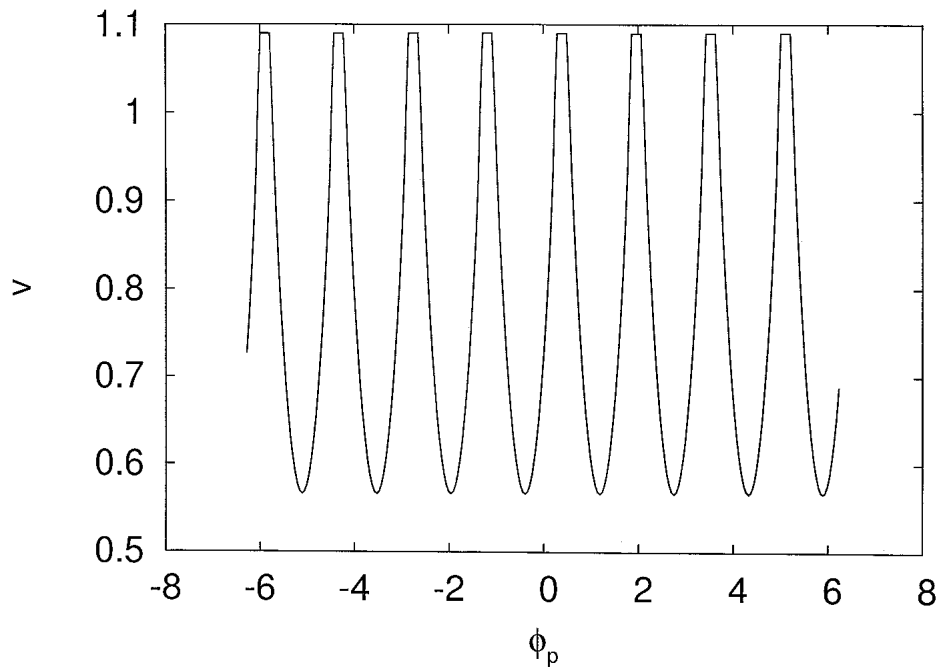


FIG. 5.42: Calcul numérique de la vitesse moyenne de déplacement d’une paroi en fonction de l’angle  $\phi_p$  (radian) entre sa direction de déplacement et les axes planaires faciles, voir figure 5.41. Le champ magnétique est  $H = 1,09 \times H_W$  et la vitesse est exprimée en vitesse réduite :  $v = V/V_W$ . Les parties “écrêtées” de la courbe correspondent à une vitesse en régime stationnaire, régime pour lequel la vitesse ne dépend pas de l’orientation de la paroi ; le reste de la courbe correspond à une vitesse en régime précessionnel, régime dans lequel la vitesse dépend de l’orientation de la paroi par rapport aux axes planaires faciles.

déforme et adopte une forme de symétrie quadratique (invariance par rotation d'un angle  $\pi/2$ ). Pour  $H_{m_{max}} \lesssim H$ , toute la paroi se déplace en régime précessionnel. La vitesse dépend de la direction de déplacement de la paroi par rapport aux axes planaires faciles, et le domaine magnétique se déforme (invariance de forme par rotation d'un angle  $\pi/2$ ). Pour  $H \gg H_W$ , la vitesse ne dépend plus de la direction de déplacement des parois, le domaine magnétique conserve sa forme circulaire.

La figure 5.43 présente une simulation numérique de l'agrandissement d'un domaine magnétique initialement circulaire. Le champ magnétique et les paramètres utilisés sont  $H = 1.2H_W$ ,  $\alpha = 0,3$  et  $Q\kappa = 0.1$ . On peut y voir que le domaine magnétique adopte une forme carrée, aux angles arrondis et aux côtés légèrement bombés. Les diagonales du "carré" correspondent aux directions selon lesquelles la paroi avance le plus rapidement, et les côtés du "carré" aux parois qui avancent le plus lentement. Ces directions sont orientées à  $\pi/8$  des axes planaires faciles, conformément aux prévisions. Le rapport entre la vitesse maximum et la vitesse minimum vaut 0,85, ce qui signifie qu'une variation angulaire de la vitesse de seulement 15% suffit à produire une forme carrée.

### 5.5.3 Discussion

Le modèle développé par Andrejs Cēbers permet de rendre compte de nombreuses observations expérimentales. Il permet en effet de reproduire la forme carrée des domaines magnétiques et l'orientation des domaines à  $\pi/8$  par rapport aux axes cristallographiques  $\langle 110 \rangle$ . De plus, le modèle montre qu'un rapport  $V_{min}/V_{max} \approx 15\%$  suffit à produire la forme carrée des domaines. Enfin, la gamme de champ sur laquelle sont observés les carrés (5-25 mT) concorde parfaitement avec les prédictions du modèle.

Certains points demeurent cependant à élucider. Le premier est que la symétrie de l'anisotropie utilisée dans le modèle n'est pas la même que celle expérimentalement mesurée par résonance ferromagnétique. Nous avons en effet choisi une symétrie planaire biaxiale, alors que les mesures de FMR montrent que l'anisotropie planaire est décrite par la somme d'un terme biaxial (direction  $\langle 100 \rangle$ ) et d'un terme uniaxial (direction  $\langle 110 \rangle$ ) d'amplitude voisine. Avec une telle anisotropie, les domaines magnétiques devraient plutôt ressembler à des losanges et non des carrés. Le deuxième point intrigant concerne la gamme de température sur laquelle sont observés les domaines carrés. À basse température, la forme des domaines est à tendance circulaire, et ce n'est qu'au-dessus de 80 K que des formes carrés apparaissent. Or les mesures de FMR montre qu'à basse température l'anisotropie planaire existe tout autant qu'à 80 K. De plus, elles montrent également qu'à 110 K l'anisotropie planaire s'annule. À cette température, il ne devrait donc plus exister de domaines carrés, or ces derniers sont toujours observés à 110 K (et même à 115 K). Le dernier point, qui impose une certaine prudence quant à notre interprétation, est que le modèle s'appuie sur le différentiel de vitesse entre le régime stationnaire et le régime précessionnel pour établir la forme carrée des domaines. Dans le modèle avec anisotropie planaire, les calculs montrent que la vitesse moyenne chute après le champ  $H_m$  (champ équivalent du champ de Walker) comme dans le modèle sans anisotropie planaire. Or nous avons vu que la chute de vitesse, immédiatement après le champ de Walker, n'avait pas lieu, voir figure 5.32. Elle est remplacée par un régime pour lequel la vitesse augmente légèrement avec le champ magnétique, attribué à un régime de nucléation et propagation de lignes de Bloch.

Afin de répondre à ces interrogations, il serait nécessaire d'approfondir le modèle avec anisotropie planaire en calculant la dynamique de déplacement d'une paroi dans le régime de nucléation

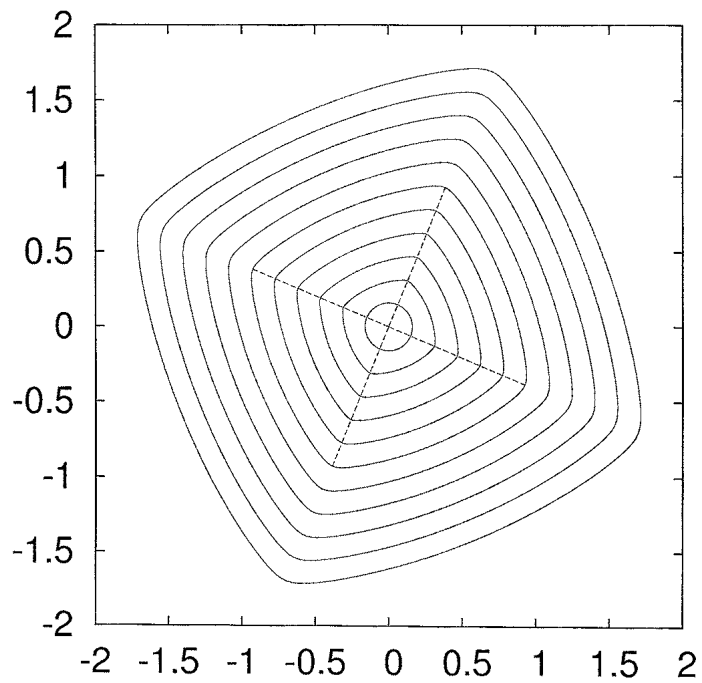


FIG. 5.43: Simulation numérique de l'évolution temporelle d'un domaine magnétique pour  $H = 1.2H_W$ ,  $\alpha = 0,3$ ,  $\kappa = 0.1$  et  $V_W = 10 \text{ m s}^{-1}$ . Une graduation unitaire représente 10 microns et le pas temporel est  $0,1 \mu\text{s}$ . Les abscisses et ordonnées sont orientées suivant les directions  $\langle 100 \rangle$  (axes planaires faciles). Les diagonales du "carré" sont orientées à  $\pi/8$  des axes planaires faciles. Simulation effectuée par Andrejs Cēbers.

et propagation de ligne de Bloch. Un complément d’information pourrait également être obtenu en effectuant des mesures de déplacement de paroi lorsqu’un champ magnétique dans le plan est superposé au champ perpendiculaire. En effet, un champ dans le plan a un effet similaire à l’anisotropie planaire, il repousse ou diminue le champ de Walker selon que la paroi se déplace dans le sens du champ ou dans le sens opposé. D’une part ceci permettrait de mesurer des vitesses de “flow” stationnaire sur une gamme de champ plus importante que celle à laquelle nous avons eu accès, d’autre part cela pourrait aider à valider ou non le modèle développé par Andrejs Cēbers, en comparant la forme des domaines observés à des simulations numériques.

## 5.6 Conclusion

La dynamique de déplacement des parois sous champ magnétique dans GaMnAs présente des caractéristiques similaires à celles rencontrées dans des systèmes ferromagnétiques métalliques [53] [81] ou des grenats ferrimagnétiques [62] [78]. Le caractère spécifique du ferromagnétisme induit par les porteurs dans GaMnAs ne donne pas lieu à un comportement dynamique particulier, au moins pour l’allure générale des courbes champ-vitesse. À bas champ magnétique, nous avons montré que les défauts sont responsables d’un régime de reptation. La vitesse de déplacement des parois varie selon une loi exponentielle en fonction du champ magnétique sur plus de 6 ordres de grandeur ( $10^{-7}$  à  $1 \text{ m s}^{-1}$ ). À fort champ magnétique, les déplacements de parois s’effectuent en régime de flow. Les parois atteignent alors des vitesses de déplacement d’environ  $10\text{-}20 \text{ m s}^{-1}$ . C’est à notre connaissance la 1<sup>ère</sup> fois que le régime de flow stationnaire est mis en évidence dans une couche ferromagnétique très mince à anisotropie perpendiculaire. A priori, la faible valeur de l’aimantation à saturation, et donc du champ de Walker, rendait cette observation très improbable. Les champs de dépiégeage très faibles qui permettent cette observation sont peut-être dûs à la nature monocristalline de la couche (par comparaison avec les couches métalliques ferromagnétiques ultraminces polycristallines). Notons également que grâce à la grande amplitude du champ que nous avons pu générer expérimentalement, nous avons pu atteindre la partie linéaire du régime précessionnel, ce qui a permis une analyse quantitative des courbes champ-vitesse.

Le modèle 1D de Walker permet de décrire la majeure partie de la caractéristique champ-vitesse, et d’en extraire le paramètre de largeur de paroi  $\Delta$  et le coefficient d’amortissement  $\alpha_{DW}$ . La valeur de  $\Delta$  est en excellent accord avec celle déterminée au chapitre 4 en utilisant la théorie des domaines. La valeur du coefficient d’amortissement, environ 30 fois plus importante que celle déterminée sur le même échantillon par résonance ferromagnétique, montre les limites de l’utilisation de l’équation de Landau-Lifschitz-Gilbert. Cette valeur est compatible avec le modèle développé par Baryakhtar prenant en compte la non-conservation du module de l’aimantation.

Le modèle de Walker ne permet cependant pas d’expliquer deux régions de la courbe champ-vitesse. La première, située à la fin du régime de flow stationnaire, est cohérente avec un régime de nucléation, propagation et annihilation de lignes de Bloch horizontales. La seconde région, située dans le régime précessionnel asymptotique (régime linéaire en champ), consiste en une résonance de la vitesse de déplacement des parois. Aucune piste sérieuse n’a pour l’heure été trouvée pour expliquer cette résonance.

Une anisotropie de forme des domaines a été observé dans le régime de flow, à notre connaissance pour la première fois pour des couches nanométriques. La croissance de domaines de forme carrée s’explique bien en prenant en compte les effets de l’anisotropie planaire biaxiale sur la vitesse de déplacement des parois. Le modèle théorique développé par Andrejs Cēbers permet de rendre compte de l’orientation à  $\pi/8$  des domaines carrés par rapport aux axes cristallographiques, un effet dynamique non-intuitif, et de la gamme de champ sur laquelle sont observés les domaines carrés.

# Conclusion & perspectives

Au cours de cette thèse, nous avons étudié les propriétés statiques et dynamiques des domaines magnétiques dans des couches minces de GaMnAs à aimantation perpendiculaire. Nous avons utilisé un dispositif d'imagerie par microscopie Kerr pour étudier l'organisation spatiale des domaines magnétiques sur des échelles allant du micron à plusieurs centaines de microns. Nous avons observé que le retournement de l'aimantation se produit en deux étapes de nucléation et expansion de domaines. Ces deux étapes, extrêmement reproductibles d'un basculement de l'aimantation à un autre, sont entièrement contrôlées par plusieurs types de défauts. Nous avons examiné l'effet d'un recuit des couches sur les processus de retournement de l'aimantation et sur la structuration des domaines. Sur les couches non recuites, la croissance des domaines s'effectue selon une structure quadrillée de type "cross-hatch". Cette structure "cross-hatch", également révélée par des mesures topographiques d'AFM, consiste en un quadrillage, de période moyenne de quelques  $\mu\text{m}$ , orienté selon les directions  $\langle 110 \rangle$ . Nous avons attribué cette croissance anisotrope de domaines à l'existence de fluctuations spatiales de l'énergie d'anisotropie corrélées avec la morphologie en ondulations de la couche de GaMnAs, imposée par la topographie de surface de la couche tampon de GaInAs. Le recuit a supprimé la structuration "cross-hatch" des domaines magnétiques et rendu leur expansion plus isotrope. Nous attribuons cet effet à une diminution des fluctuations spatiales de l'énergie d'anisotropie résultant de l'augmentation de la densité de porteurs. Cependant, il reste des défauts ponctuels (dont des dislocations émergentes) qui accrochent les parois de domaines et des cassures magnétiques, longues de plusieurs centaines de  $\mu\text{m}$ , qui les bloquent. La densité des défauts est suffisamment importante pour empêcher les domaines de s'auto-organiser à longue distance, mais suffisamment faible pour qu'il subsiste des traces locales d'auto-organisation. Nous avons alors pu déterminer une valeur approchée de la constante d'échange  $A$  en comparant la largeur de domaines lamellaires aux prédictions d'un modèle d'auto-organisation. Nous avons également obtenu l'énergie spécifique de paroi  $\sigma$  et le paramètre de largeur de paroi  $\Delta$ .

Pour étudier la dynamique de parois de domaine sous champ magnétique, nous avons mis en oeuvre une technique d'impulsion de champ couplée à la microscopie Kerr. Cette technique permet d'étudier la dynamique de parois à des valeurs de champ bien supérieures au champ coercitif. L'étude de la dynamique de paroi sous champ magnétique nous a permis de mettre en évidence plusieurs régimes de déplacement de paroi : un régime de reptation gouverné par des pièges, un régime de dépiégeage et deux régimes de "flow", l'un stationnaire et l'autre précessionnel. À bas champ, les parois sont accrochées par les défauts et s'en décrochent par activation thermique. La vitesse moyenne de déplacement des parois, comprise entre  $10^{-7}$  et  $10^{-1} \text{ m s}^{-1}$ , varie alors exponentiellement avec le champ appliqué. À haut champ, les parois ne sont plus sensibles aux défauts et se déplacent en régime de flow. Leur vitesse se situe alors dans la gamme 10-20  $\text{m s}^{-1}$ . Nous avons montré que le modèle 1D de Walker permet de rendre compte quantitativement d'une



grande partie des régimes de flow observés. Nous avons ainsi pu extraire le paramètre de largeur de paroi  $\Delta$  et le coefficient d’amortissement de Gilbert  $\alpha$ . La valeur de  $\alpha$ , 30 fois plus grande que celle déterminée par résonance ferromagnétique, montre clairement les limites de l’équation de Landau-Lifschitz-Gilbert dans le cas de parois en mouvement. Elle est en accord avec les prédictions théoriques d’un modèle prenant en compte la non-conservation du module de l’aimantation. Dans le régime précessionnel, nous avons mis en évidence une résonance de la vitesse de paroi non prédite dans les modèles classiques. Nous l’avons attribuée à une résonance de dissipation d’énergie, dont l’origine reste inconnue.

Sur une certaine gamme de température et de champ, des domaines de forme carrée ont été observés. Cette forme carrée résulte d’une anisotropie de la vitesse de paroi selon la direction de déplacement de la paroi par rapport aux axes cristallographiques. Nous avons complété le modèle 1D de Walker pour tenir compte de l’anisotropie magnétique planaire. Nous avons alors été en mesure d’expliquer une partie des observations expérimentales, notamment l’orientation surprenante à  $\pi/8$  des bords des carrés par rapport aux axes  $\langle 110 \rangle$  et la gamme de champ sur laquelle les domaines carrés sont observés.

## Perspectives

### Déplacement de parois sous courant

L’étude de la dynamique de déplacement de parois sous courant électrique dans GaMnAs apparaît comme la suite logique de nos recherches, elle est effectuée en ce moment au Laboratoire de Physique des Solides à Orsay. Cette thématique de recherche est stimulante tant d’un point de vue des applications industrielles que d’un point de vue fondamental. En effet, basculer l’aimantation grâce à un courant électrique ouvre la porte à la conception de nouveaux dispositifs magnétiques, comme des MRAMs rapides, robustes et à faible consommation d’énergie [72] [73]. Cependant, le déplacement de paroi sous courant est une thématique est encore jeune. En effet, alors que les premières études théoriques ont été proposées dans les années 80, les premières études expérimentales fiables démontrant qu’un courant peut déplacer une paroi magnétique ne datent que de 2004 [76].

Expérimentalement, il se pose deux problèmes : la détermination du type d’interaction du courant électrique avec la paroi et l’identification des régimes de déplacements de paroi. Un courant interagit de deux manières avec une paroi [82]. La première consiste en un transfert de moment des électrons de conduction à la paroi magnétique. Ce processus est appelé “momentum transfer”. D’un point de vue classique, les électrons exercent une force de pression sur la paroi, ce qui conduit à son déplacement. La vitesse de déplacement de la paroi est alors proportionnelle au courant électrique. La seconde interaction est un torque exercé par les électrons de conduction, lorsqu’ils traversent la paroi, sur l’angle  $\phi$  de l’aimantation au centre de la paroi. Ce processus est appelé “spin transfer” ou “spin torque”. Il conduit également au déplacement de la paroi. Le mécanisme de “spin transfer” est prédominant dans les matériaux présentant des parois épaisses, tel le permalloy ( $\Delta \approx 20$  nm), le mécanisme de “momentum transfer” devient important dans le cas d’une paroi mince.

Pour mener des études de déplacements de paroi sous courant, des pistes de largeur micrométrique ou submicrométrique sont élaborées. Le courant injecté dans une piste permet alors de déplacer une ou plusieurs parois le long de cette piste. D’une part, la procédure de fabrication des pistes (gravure chimique, hydrogénation ...) peut être à l’origine d’une rugosité des bords des pistes et rajouter des forces d’ancrage. D’autre part, le fait de réduire la taille du système peut modifier la géométrie des parois (et créer par exemple des parois de type vortex) et donc

leurs dynamiques de déplacement. Il devient alors difficile d’analyser les courbes expérimentales courant-vitesse et d’identifier les régimes de reptation, de dépiégeage et de flow [13]. Le recours à des modèles théoriques élaborés prenant en compte tous ces problèmes devient nécessaire [97].

Il est donc important de reprendre l’étude de déplacement de paroi sous champ sur des pistes gravées et de la compléter avec des expériences de déplacement de paroi sous courant. Il s’agira d’une part de vérifier si la gravure des pistes modifie la dynamique de déplacement de paroi sous champ, et d’autre part de comparer les régimes dynamiques obtenus sous champ et sous courant.

## Rôle de l’anisotropie planaire

L’étude de l’influence de l’anisotropie planaire sur la vitesse de déplacement des parois et la forme carrée des domaines est à approfondir. Le modèle que nous avons exposé permet d’expliquer l’orientation des domaines carrés et la plage en champ magnétique sur laquelle sont observés les carrés, mais il demeure incomplet. Il ne permet pas, par exemple, d’expliquer pourquoi en dessous de 80 K les domaines ne sont pas carrés.

De plus, l’anisotropie planaire peut jouer un rôle important dans le déplacement de paroi induit par un courant électrique. L’orientation des pistes par rapport aux axes cristallographiques peut notamment avoir une incidence sur les vitesses de déplacement de paroi. Il conviendra donc d’étudier le déplacement de parois sous courant pour des orientations selon les directions  $\langle 100 \rangle$ , mais également selon des directions à  $\pi/8$  des axes  $\langle 100 \rangle$ .

## Études théoriques

Les résultats obtenus au cours de cette thèse ouvrent également des perspectives pour des développements théoriques. Le coefficient d’amortissement obtenu dans les expériences de dynamique de paroi décrit aussi bien la mobilité de paroi dans le régime de “flow” stationnaire que dans le régime de “flow” précessionnel. Or, les travaux théoriques qui permettent d’expliquer la différence entre  $\alpha_{FMR}$  et  $\alpha_{DW}$ , en prenant en compte la non-conservation du module de l’aimantation, n’ont traité que le cas du régime stationnaire. Par ailleurs, la résonance de vitesse observée dans le régime précessionnel reste à interpréter. Enfin, le rôle de l’anisotropie planaire dans le régime dynamique de nucléation et propagation de lignes de Bloch n’a pas été abordé.



# Annexes

## Annexe A

L'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert est

$$\dot{\vec{m}} = \frac{|\gamma|}{M_s} \vec{m} \times \frac{\delta e}{\delta \vec{m}} + \alpha \vec{m} \times \dot{\vec{m}}, \quad (\text{A.1})$$

où  $\vec{m} = \vec{M}/M_s$  est l'aimantation réduite,  $\gamma$  est le facteur gyromagnétique de l'électron ( $\gamma = -1,76 \times 10^{11} \text{ T}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ),  $M_s$  l'aimantation à saturation,  $\alpha$  le coefficient d'amortissement de Gilbert (sans dimension) et  $h_{eff}$  est un champ effectif. Les symboles “  $\dot{\cdot}$  ” et “  $\nabla$  ” sont respectivement employés pour les dérivées temporelles et spatiales.

L'opérateur  $\frac{\delta \bullet}{\delta \vec{m}}$  est une dérivée fonctionnelle définie par

$$\frac{\delta \bullet}{\delta \vec{m}} = \frac{\partial \bullet}{\partial \vec{m}} - \nabla \frac{\partial \bullet}{\partial \nabla \vec{m}} = \begin{pmatrix} \frac{\delta \bullet}{\delta m_x} \\ \frac{\delta \bullet}{\delta m_y} \\ \frac{\delta \bullet}{\delta m_z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \bullet}{\partial m_x} - \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial \bullet}{\partial m_x^{'j}} \\ \frac{\partial \bullet}{\partial m_y} - \sum_j \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial \bullet}{\partial m_y^{'j}} \\ \frac{\partial \bullet}{\partial m_z} - \sum_j \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \bullet}{\partial m_z^{'j}} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.2})$$

où

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

et  $m_p^{'j}$  est défini par  $m_p^{'j} = \frac{\partial m_p}{\partial x_j}$ .

Le but ici est d'exprimer les composantes  $\frac{\delta}{\delta m_i}$  en fonction des angles  $\theta$  et  $\phi$  et de leur dérivées. Nous aurons besoin des deux relation suivantes

$$\frac{\partial \theta}{\partial x_p} = \sum_j \frac{\partial \theta}{\partial m_j} \frac{\partial m_j}{\partial x_p} = \sum_j \frac{\partial \theta}{\partial m_j} m_j^{'p} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial \theta^{'p}}{\partial m_k^{'i}} = \frac{\partial}{\partial m_k^{'i}} \left( \frac{\partial \theta}{\partial x_p} \right) = \frac{\partial}{\partial m_k^{'i}} \left( \sum_j \frac{\partial \theta}{\partial m_j} m_j^{'p} \right) = \sum_j \frac{\partial \theta}{\partial m_j} \frac{\partial m_j^{'p}}{\partial m_k^{'i}} = \delta_{ip} \frac{\partial \theta}{\partial m_k}. \quad (\text{A.5})$$

Ainsi pour une fonction  $e = e(\theta, \nabla \theta, \phi, \nabla \phi)$ , où  $\theta, \nabla \theta, \phi, \nabla \phi$  sont des fonctions de  $m_x, m_y, m_z$ ,

$\nabla m_x, \nabla m_y, \nabla m_z$ , on a

$$\frac{\delta e}{\delta m_i} = \frac{\partial e}{\partial m_i} - \sum_p \frac{\partial}{\partial x_p} \frac{\partial e}{\partial m_i^{p'}} + [\dots]_\phi \quad (\text{A.6})$$

$$= \frac{\partial e}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial m_i} + \sum_u \frac{\partial e}{\partial \theta'^u} \frac{\partial \theta'^u}{\partial m_i} - \sum_p \frac{\partial}{\partial x_p} \left( \frac{\partial e}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial m_i^{p'}} + \sum_u \frac{\partial e}{\partial \theta'^u} \frac{\partial \theta'^u}{\partial m_i^{p'}} \right) + [\dots]_\phi \quad (\text{A.7})$$

$$= \frac{\partial e}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial m_i} + \sum_u \frac{\partial e}{\partial \theta'^u} \frac{\partial^2 \theta}{\partial m_i \partial x_u} - \sum_p \frac{\partial}{\partial x_p} \left( \frac{\partial e}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial m_i^{p'}} + \sum_u \frac{\partial e}{\partial \theta'^u} \delta_{pu} \frac{\partial \theta}{\partial m_i} \right) + [\dots]_\phi \quad (\text{A.8})$$

$$= \frac{\partial e}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial m_i} + \sum_u \frac{\partial e}{\partial \theta'^u} \frac{\partial^2 \theta}{\partial m_i \partial x_u} - \sum_p \frac{\partial}{\partial x_p} \left( 0 + \frac{\partial e}{\partial \theta'^p} \frac{\partial \theta}{\partial m_i} \right) + [\dots]_\phi \quad (\text{A.9})$$

$$= \frac{\partial e}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial m_i} + \sum_u \frac{\partial e}{\partial \theta'^u} \frac{\partial^2 \theta}{\partial m_i \partial x_u} - \sum_p \left( \frac{\partial \theta}{\partial m_i} \frac{\partial}{\partial x_p} \left( \frac{\partial e}{\partial \theta'^p} \right) - \frac{\partial e}{\partial \theta'^p} \frac{\partial}{\partial x_p} \left( \frac{\partial \theta}{\partial m_i} \right) \right) + [\dots]_\phi \quad (\text{A.10})$$

$$= \left( \frac{\partial e}{\partial \theta} + \sum_p \frac{\partial}{\partial x_p} \left( \frac{\partial e}{\partial \theta'^p} \right) \right) \frac{\partial \theta}{\partial m_i} + \sum_u \frac{\partial e}{\partial \theta'^u} \frac{\partial^2 \theta}{\partial m_i \partial x_u} - \sum_p \frac{\partial e}{\partial \theta'^p} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_p \partial m_i} + [\dots]_\phi \quad (\text{A.11})$$

$$= \frac{\delta e}{\delta \theta} \frac{\partial \theta}{\partial m_i} + 0 + [\dots]_\phi. \quad (\text{A.12})$$

$$(\text{A.13})$$

Nous avons donc la relation

$$\frac{\delta e}{\delta m_i} = \frac{\delta e}{\delta \theta} \frac{\partial \theta}{\partial m_i} + \frac{\delta e}{\delta \phi} \frac{\partial \phi}{\partial m_i}. \quad (\text{A.14})$$

Deux composantes suffisent à exprimer les angles  $\theta$  et  $\phi$ . En choisissant les composante  $m_x$  et  $m_y$  on obtient

$$\theta = \arcsin \left( \sqrt{m_x^2 + m_y^2} \right) \quad (\text{A.15})$$

$$\phi = \arctan \left( \frac{m_x}{m_y} \right). \quad (\text{A.16})$$

En utilisant les dérivées

$$\arctan'(x) = \frac{1}{1+x^2} \quad (\text{A.17})$$

$$\arcsin'(x) = \frac{1}{\sqrt{1-x^2}}, \quad (\text{A.18})$$

on montre alors les égalités suivantes

$$\frac{\partial \theta}{\partial m_x} = \frac{1}{m_z \sqrt{1 - m_z^2}} m_x \quad (\text{A.19})$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial m_y} = \frac{1}{m_z \sqrt{1 - m_z^2}} m_y \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial m_z} = 0 \quad (\text{A.21})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial m_x} = -\frac{m_y}{m_x^2 + m_y^2} \quad (\text{A.22})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial m_y} = \frac{m_x}{m_x^2 + m_y^2} \quad (\text{A.23})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial m_z} = 0, \quad (\text{A.24})$$

d'où

$$[\vec{m} \times \frac{\delta e}{\delta \vec{m}}]_z = m_x \frac{\delta e}{\delta m_y} - m_y \frac{\delta e}{\delta m_x} = m_x \frac{\partial e}{\partial \theta} \frac{\delta \theta}{\delta \theta} - m_y \frac{\partial e}{\partial \phi} \frac{\delta \phi}{\delta \phi} \quad (\text{A.25})$$

$$[\vec{m} \times \frac{\delta e}{\delta \vec{m}}]_z = \left( m_x \frac{\partial \theta}{\partial m_y} - m_y \frac{\partial \theta}{\partial m_x} \right) \frac{\delta e}{\delta \theta} + \left( m_x \frac{\partial \phi}{\partial m_y} - m_y \frac{\partial \phi}{\partial m_x} \right) \frac{\delta e}{\delta \phi}. \quad (\text{A.26})$$

$$(\text{A.27})$$

Par permutation circulaire des indices {x,y,z} on obtient les autres composantes.

On montre alors que

$$[\vec{m} \times \frac{\delta e}{\delta \vec{m}}]_x = -\frac{m_y}{\sqrt{1 - m_z^2}} \frac{\delta e}{\delta \theta} - \frac{m_z m_x}{m_x^2 + m_y^2} \frac{\delta e}{\delta \phi} \quad (\text{A.28})$$

$$[\vec{m} \times \frac{\delta e}{\delta \vec{m}}]_y = \frac{m_x}{\sqrt{1 - m_z^2}} \frac{\delta e}{\delta \theta} - \frac{m_z m_y}{m_x^2 + m_y^2} \frac{\delta e}{\delta \phi} \quad (\text{A.29})$$

$$[\vec{m} \times \frac{\delta e}{\delta \vec{m}}]_z = \frac{\delta e}{\delta \phi}, \quad (\text{A.30})$$

ce qui aboutit aux équations

$$\dot{m}_x = -\frac{|\gamma|}{M_s} \left( \frac{m_y}{\sqrt{1 - m_z^2}} \frac{\delta e}{\delta \theta} + \frac{m_z m_x}{m_x^2 + m_y^2} \frac{\delta e}{\delta \phi} \right) + \alpha (m_y \dot{m}_z - m_z \dot{m}_y) \quad (\text{A.31})$$

$$\dot{m}_y = -\frac{|\gamma|}{M_s} \left( -\frac{m_x}{\sqrt{1 - m_z^2}} \frac{\delta e}{\delta \theta} + \frac{m_z m_y}{m_x^2 + m_y^2} \frac{\delta e}{\delta \phi} \right) + \alpha (m_z \dot{m}_x - m_x \dot{m}_z) \quad (\text{A.32})$$

$$\dot{m}_z = \frac{|\gamma|}{M_s} \frac{\delta e}{\delta \phi} + \alpha (m_x \dot{m}_y - m_y \dot{m}_x). \quad (\text{A.33})$$

Ce jeu de 3 équations est surcomplet et peut être réduit à un système de 2 équations; en effet calculant la quantité  $-(1) \times m_x - (2) \times m_y$  on retombe sur l'équation (3).

En calculant la quantité  $(1) \times m_y - (2) \times m_x$  on obtient :

$$m_y \dot{m}_x - m_x \dot{m}_y = -\frac{|\gamma|}{M_s} \sqrt{1 - m_z^2} \frac{\delta e}{\delta \theta} + \alpha \dot{m}_z. \quad (\text{A.34})$$

Ainsi les deux équations utilisées sont

$$m_y \dot{m}_x - m_x \dot{m}_y = -\frac{|\gamma|}{M_s} \sqrt{1 - m_z^2} \frac{\delta e}{\delta \theta} + \alpha \dot{m}_z \quad (\text{A.35})$$

$$\dot{m}_z = \frac{|\gamma|}{M_s} \frac{\delta e}{\delta \phi} + \alpha (m_x \dot{m}_y - m_y \dot{m}_x) \quad (\text{A.36})$$

Avec

$$m_x \dot{m}_y - m_y \dot{m}_x = \dot{\phi} \sin^2 \theta \quad (\text{A.37})$$

$$m_z = -\dot{\theta} \sin \theta, \quad (\text{A.38})$$

on aboutit aux équations

$$\dot{\phi} \sin \theta = \frac{|\gamma|}{M_s} \frac{\delta e}{\delta \theta} + \alpha \dot{\theta} \quad (\text{A.39})$$

$$\dot{\theta} \sin \theta = -\frac{|\gamma|}{M_s} \frac{\delta e}{\delta \phi} - \alpha \dot{\phi} \sin^2 \theta. \quad (\text{A.40})$$

## Annexe B

Dans le cadre du modèle 1D de Walker (matériau à anisotropie perpendiculaire uniaxiale infiniment épais contenant une paroi rectiligne se déplaçant suivant l'axe  $y$ ), la densité volumique d'énergie s'écrit

$$e = -2K_d h \cos \theta + K_u \sin^2 \theta + K_d \sin^2 \theta \sin^2 \phi + A \left( \frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2. \quad (\text{B.1})$$

On obtient alors

$$\frac{\delta e}{\delta \theta} = \frac{\partial e}{\partial \theta} - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial e}{\partial \theta'} \right) = 2 (K_d h \sin \theta + (K_u + K_d \sin^2 \phi) \sin \theta \cos \theta - A \theta'') \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{\delta e}{\delta \phi} = \frac{\partial e}{\partial \phi} - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial e}{\partial \phi'} \right) = K_d \sin^2 \theta \sin (2\phi). \quad (\text{B.3})$$

Les équations A.39 et A.40 se réécrivent

$$\dot{\phi} \sin \theta = \frac{2|\gamma|}{M_s} (K_d h \sin \theta + (K_u + K_d \sin^2 \phi) \sin \theta \cos \theta - A \theta'') + \alpha \dot{\theta} \quad (\text{B.4})$$

$$\dot{\theta} = -\frac{|\gamma|}{M_s} K_d \sin \theta \sin (2\phi) - \alpha \dot{\phi} \sin \theta, \quad (\text{B.5})$$

ou encore

$$\dot{\phi} = \frac{|\gamma|}{M_s} \frac{K_d}{\alpha^2 + 1} \left( 2h + 2(Q + \sin^2 \phi) \cos \theta - 2Q \Delta_0^2 \frac{\theta''}{\sin \theta} - \alpha \sin (2\phi) \right) \quad (\text{B.6})$$

$$\dot{\theta} = -\frac{|\gamma|}{M_s} K_d \sin \theta \sin (2\phi) - \alpha \dot{\phi} \sin \theta, \quad (\text{B.7})$$

avec  $\Delta = \sqrt{\frac{A}{K_u}}$ .



## Annexe C

Dans le cadre du modèle 1D de Walker, nous sommes arrivés aux équations

$$\dot{\phi} = \frac{\mu_0 M_s |\gamma|}{2} \frac{1}{\alpha^2 + 1} (2h - \alpha \sin(2\phi)) \quad (\text{C.1})$$

$$\dot{q} = \frac{\mu_0 M_s |\gamma| \Delta}{\alpha} \left( h - \frac{\dot{\phi}}{\mu_0 M_s |\gamma|} \right) \quad (\text{C.2})$$

$$\Delta = \Delta_0 \sqrt{\frac{Q}{Q + \sin^2 \phi}}. \quad (\text{C.3})$$

Dans le régime stationnaire  $\dot{\phi} = 0$ , et on obtient donc

$$2h - \alpha \sin(2\phi) = 0 \quad (\text{C.4})$$

$$\dot{q} = \frac{\mu_0 M_s |\gamma| \Delta}{\alpha} h. \quad (\text{C.5})$$

En posant  $h_W = \frac{\alpha}{2}$ , on a

$$\sin(2\phi) = 2 \cos \phi \sin \phi = \frac{h}{h_W}. \quad (\text{C.6})$$

En posant  $\sin \phi = x$  on obtient

$$2x \sqrt{1 - x^2} = \frac{h}{h_W}, \quad (\text{C.7})$$

d'où

$$4x^2 (1 - x^2) = \left( \frac{h}{h_W} \right)^2. \quad (\text{C.8})$$

En posant  $X = x^2$ , on aboutit à l'équation du second degré

$$X^2 - X + \left( \frac{h}{2h_W} \right)^2 = 0. \quad (\text{C.9})$$

Les solutions à cette équations sont

$$X = \frac{1}{2} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \left( \frac{h}{h_W} \right)^2} \right), \quad h < h_W. \quad (\text{C.10})$$

On identifie alors

$$\sin \phi = \pm \left( \frac{1}{2} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \left( \frac{h}{h_W} \right)^2} \right) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{C.11})$$

$$(\text{C.12})$$

Les quatre solutions “+ +”, “+ -”, “- +” et “- -” amènent aux deux solutions suivantes pour  $\dot{q}$  :

$$\dot{q} = \frac{\mu_0 M_s |\gamma| \Delta_0}{\alpha} \left( 1 + \frac{1}{2Q} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \left( \frac{h}{h_W} \right)^2} \right) \right)^{-\frac{1}{2}} h. \quad (\text{C.13})$$

En posant  $V_W = \frac{1}{2}\mu_0 M_s |\gamma| \Delta_0$  et en introduisant  $h_W$ , on obtient

$$\dot{q} = \frac{V_W}{h_W} \left( 1 + \frac{1}{2Q} \left( 1 - \sqrt{1 \pm \left( \frac{h}{h_W} \right)^2} \right) \right)^{-\frac{1}{2}} h, \quad h < h_W. \quad (\text{C.14})$$



# Bibliographie

- [1] P. WATCHER, E. KALDIS et R. HAUGER, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 4 (1978).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.40.1404
- [2] J. SINKKONEN, *Phys. Rev. B* **19**, 6407 (1979).  
Doi:10.1103/PhysRevB.19.6407
- [3] S. J. CHO, *Phys. Rev.* **157**, 632 (1937).  
Doi:10.1103/PhysRev.157.632
- [4] C. MÜLLER, H. LIPPITZ, J. J. PAGGEL et al., *J. Appl. Phys.* **99**, 073904 (2006).  
Doi:10.1063/1.2188033
- [5] L. GOLDSTEIN, P. GIBART et A. SELMI, *J. Appl. Phys.* **49**, 1474 (1978).  
Doi:10.1063/1.324928
- [6] M. ESCORNE, M. GODINHO, J. L. THOLENCE et al., *J. Appl. Phys.* **57**, 3424 (1985).  
Doi:10.1063/1.335064
- [7] T. STORY, R. R. GALAZKA, R. B. FRANKEL et al., *Phys. Rev. Lett.* **56**, 777 (1986).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.56.777
- [8] J. K. FURDYNA, *J. Appl. Phys.* **64**, R29 (1988).  
Doi:10.1063/1.341700
- [9] H. MUNEKATA, H. OHNO, S. VON MOLNAR et al., *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1849 (1989).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.63.1849
- [10] H. OHNO, H. MUNEKATA, T. PENNEY et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2664 (1992).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.68.2664
- [11] H. OHNO, D. CHIBA, F. MATSUKURA et al., *Nat.* **408**, 944 (2000).  
Doi:10.1038/35050040
- [12] H. X. TANG, R. K. KAWAKAMI, D. D. AWSCHALOM et al., *Phys. Rev. B* **74**, 041310 (2006).  
Doi:10.1103/PhysRevB.74.041310
- [13] M. YAMANOUCHI, D. CHIBA, F. MATSUKURA et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 096601 (2006).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.96.096601
- [14] A. YAMAGUCHI, T. ONO, S. NASU et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 077205 (2004).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.92.077205
- [15] K. Y. WANG, R. P. CAMPION, K. W. EDMONDS et al., *AIP Conf. Proc.* **772**, 333 (2005).  
Doi:10.1063/1.2927481
- [16] M. WANG, R. P. CAMPION, A. W. RUSHFORTH et al., *arXiv.org* **0808.1464**, (2008).

- [17] H. OHNO, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 110 (1999).  
Doi:10.1016/S0304-8853(99)00444-8
- [18] T. HAYASHI, Y. HASHIMOTO, S. KATSUMOTO et al., *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1691 (2001).  
Doi:10.1063/1.1352701
- [19] F. GLAS, G. PATRIARCHE, L. LARGEAU et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 086107 (2004).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.93.086107
- [20] K. M. YU, W. WALUKIEWICZ, T. WOJTOWICZ et al., *Phys. Rev. B* **65**, 201303 (2002).  
Doi:10.1103/PhysRevB.65.201303
- [21] K. W. EDMONDS, K. Y. WANG, R. P. CAMPION et al., *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4991 (2002).  
Doi:10.1063/1.1529079
- [22] S. J. POTASHNIK, K. C. KU, S. H. CHUN et al., *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1495 (2001).  
Doi:10.1063/1.1398619
- [23] T. DIETL, H. OHNO et F. MATSUKURA, *Phys. Rev. B* **63**, 195205 (2001).  
Doi:10.1103/PhysRevB.63.195205
- [24] M. SAWICKI, F. MATSUKURA, A. IDZIASZEK et al., *Phys. Rev. B* **70**, 245325 (2004).  
Doi:10.1103/PhysRevB.70.245325
- [25] J. SCHNEIDER, U. KAUFMANN, W. WILKENING et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 240 (1987).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.59.240
- [26] R. A. CHAPMAN et W. G. HUTCHINSON, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 443 (1967).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.18.443
- [27] M. LINNARSSON, E. JANZÉN, B. MONEMAR et al., *Phys. Rev. B* **55**, 6938 (1997).  
Doi:10.1103/PhysRevB.55.6938
- [28] J. BLINOWSKI et P. KACMAN, *Phys. Rev. B* **67**, 121204 (2003).  
Doi:10.1103/PhysRevB.67.121204
- [29] J. MASĚK et F. MÁČA, *Phys. Rev. B* **69**, 165212 (2004).  
Doi:10.1103/PhysRevB.69.165212
- [30] A. M. YAKUNIN, A. YU. SILOV, P. M. KOENRAAD et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 216806 (2004).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.92.216806
- [31] K. YOSIDA, *Phys. Rev.* **106**, 893 (1957).  
Doi:10.1103/PhysRev.106.893
- [32] C. ZENER, *Phys. Rev.* **81**, 440 (1951).  
Doi:10.1103/PhysRev.81.440
- [33] J. OKABAYASHI, A. KIMURA, O. RADER et al., *Phys. Rev. B* **58**, R4211 (1998).  
Doi:10.1103/PhysRevB.58.R4211
- [34] J. OKABAYASHI, A. KIMURA, T. MIZOKAWA et al., *Phys. Rev. B* **59**, R2486 (1999).  
Doi:10.1103/PhysRevB.59.R2486
- [35] L. THEVENARD, Largeau L., Mauguin O. et al., *Phys. Rev. B* **73**, 195331 (2006).  
Doi:10.1103/PhysRevB.73.195331
- [36] K. W. EDMONDS, P. BOGUSŁAWSKI, K. Y. WANG et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 037201 (2004).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.92.037201

- [37] K. AKABLI et H. T. DIEP, *Phys. Rev. B* **77**, 165433 (2008).  
Doi:10.1103/PhysRevB.77.165433
- [38] M. KATAOKA, *Phys. Rev. B* **63**, 134435 (2001).  
Doi:10.1103/PhysRevB.63.134435
- [39] R. LANG, A. WINTER, H. PASCHER et al., *Phys. Rev. B* **72**, 024430 (2005).  
Doi:10.1103/PhysRevB.72.024430
- [40] K. ANDO, T. HAYASHI, M. TANAKA et al., *J. Appl. Phys.* **83**, 6548 (1998).  
Doi:10.1063/1.367780
- [41] C. A. FOWLER et E. M. FRYER, *Phys. Rev.* **95**, 564–565 (1954).  
Doi:10.1103/PhysRev.95.564
- [42] Y. SHIMADA, *Appl. Phys. Lett.* **45**, 3154 (1974).  
Doi:10.1063/1.1663740
- [43] J. FERRÉ, V. GROLIER, P. MEYER et al., *Phys. Rev. B* **55**, 15092 (1997).  
Doi:10.1103/PhysRevB.55.15092
- [44] C. GOURDON, V. JEUDY et A. CĒBERS, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 087002 (2006).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.96.087002
- [45] R. P. HUNT, *J. Appl. Phys.* **38**, 1652 (1967).  
Doi:10.1063/1.1709738
- [46] Z. J. YANG et M. R. SCHEINFELD, *J. Appl. Phys.* **74**, 6810 (1993).  
Doi:10.1063/1.355081
- [47] Z. Q. QIU et S. D. BADER, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 1243 (2000).  
Doi:10.1063/1.1150496
- [48] C. GOURDON, M. JEUDY V. and Menant, D. RODITCHEV et al., *APL* **82**, 230 (2003).  
Doi:10.1063/1.1534617
- [49] M. R. KOBLISCHKA et R. J. WIJNGAARDEN, *Supercond. Sci. Technol.* **8**, 199 (1995).  
Doi:10.1088/0953-2048/8/4/002
- [50] U. WELP, V. K. VLASKO-VLASOV, X. LIU et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 167206 (2003).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.90.167206
- [51] J. R. KIRTLEY, M. B. KETCHEN, K. G. STAWIASZ et al., *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1138 (1995).  
Doi:10.1063/1.113838
- [52] A. M. CHANG, H. D. HALLEN, L. HARRIOTT et al., *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1974 (1992).  
Doi:10.1063/1.108334
- [53] P. J. METAXAS, J. P. JAMET, A. MOUGIN et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 217208 (2007).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.99.217208
- [54] P. HAIBACH, M. HUTH et H. ADRIAN, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1312 (2000).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.84.1312
- [55] T. SHONO, T. HASEGAWA, T. FUKUMURA et al., *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1363 (2000).  
Doi:10.1063/1.1290273
- [56] A. PROSS, S. BENDING, K. EDMONDS et al., *J. Appl. Phys.* **95**, 3225 (2004).  
Doi:10.1063/1.1643197

- [57] M. HUTH, P. HAIBACH et H. ADRIAN, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 311 (2001).  
Doi:10.1016/S0304-8853(01)00788-0
- [58] A. M. ANDREWS, A.E. ROMANOV, J. S. SPECK et al., *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3740 (2000).  
Doi:10.1063/1.1330567
- [59] A. M. ANDREWS, J. S. SPECK, A.E. ROMANOV et al., *J. Appl. Phys.* **91**, 1933 (2002).  
Doi:10.1063/1.1428091
- [60] O. YASTRUBCHAK, T. WOSIŃSKI, J. Z. DOMAGAŁA et al., *J. Phys. : Condens. Matter* **16**, S1–S8 (2003).  
Doi:10.1088/0953-8984/16/2/001
- [61] T. DIETL, Jürgen KÖNIG et A. H. MACDONALD, *Phys. Rev. B* **64**, 241201 (2001).  
Doi:10.1103/PhysRevB.64.241201
- [62] A. P. MALOZEMOFF et J. C. SLONCZEWSKI, *Magnetic Domain Wall in Bubble Materials*, Academic Press, New York, 1979.
- [63] A. HUBERT et R. SCHÄFER, *Magnetic domains : The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer, Berlin, 2000.
- [64] A. HUBERT, *J. Appl. Phys.* **46**, 2276 (1975).  
Doi:10.1063/1.321822
- [65] A. A. GOLOVIN, S. H. DAVIS et P. W. VOORHEES, *Phys. Rev. E* **68**, 056203 (2003).  
Doi:10.1103/PhysRevE.68.056203
- [66] M. S. LEVINE, A. A. GOLOVIN, S. H. DAVIS et al., *Phys. Rev. B* **75**, 205312 (2007).  
Doi:10.1103/PhysRevB.75.205312
- [67] A. T. DORSEY et R. E. GOLDSTEIN, *Phys. Rev. B* **57**, 3058 (1998).  
Doi:10.1103/PhysRevB.57.3058
- [68] E. DAVIES, O. HELLWIG, E. E. FULLERTON et al., *Phys. Rev. B* **70**, 224434 (2004).  
Doi:10.1103/PhysRevB.70.224434
- [69] X. LIU, Y. SASAKI et J. K. FURDYNA, *Phys. Rev. B* **67**, 205204 (2003).  
Doi:10.1103/PhysRevB.67.205204
- [70] S. T. B. GOENNENWEIN, T. GRAF, T. WASSNER et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, 730 (2003).  
Doi:10.1063/1.1539550
- [71] J. KÖNIG, T. JUNGWIRTH et A. H. MACDONALD, *Phys. Rev. B* **64**, 184423 (2001).  
Doi:10.1103/PhysRevB.64.184423
- [72] S.S.P. PARKIN, “Shiftable magnetic shift register and method of using the same”, Brevet N° 6834005, 2004.  
URL : <http://www.uspto.gov/>
- [73] S.S.P. PARKIN, “System and method for writing to a magnetic shift register”, Brevet N° 6898132, 2005.  
URL : <http://www.uspto.gov/>
- [74] L. BERGER, *J. Appl. Phys.* **55**, 1954 (1984).  
Doi:10.1063/1.333530
- [75] W. J. CARR, *J. Appl. Phys.* **45**, 394 (1974).  
Doi:10.1063/1.1662991

- [76] A. YAMAGUCHI, T. ONO, S. NASU et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 077205 (2004).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.92.077205
- [77] N. L. SCHRYER et L. R. WALKER, *J. Appl. Phys.* **45**, 5406 (1974).  
Doi:10.1063/1.1663252
- [78] J. C. SLONCZEWSKI, *J. Appl. Phys.* **44**, 1759 (1973).  
Doi:10.1063/1.1662444
- [79] J. C. SLONCZEWSKI, *J. Appl. Phys.* **45**, 2705 (1974).  
Doi:10.1063/1.1663654
- [80] I.H. DE LEEUW, R. VAN DEN DOEL et U. ENZ, *Reports on Progress in Physics* **43**, 689 (1980).  
Doi:10.1088/0034-4885/43/6/001
- [81] G.S.D. BEACH, C. NISTOR, C. KNUTSON et al., *Nature Materials* **4**, 741 (2005).  
Doi:10.1038/nmat1477
- [82] G. TATARA et H. KOHNO, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 086601 (2004).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.92.086601
- [83] A. KIRILYUK, J. FERRÉ, V. GROLIER et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **171**, 45 (1997).  
Doi:10.1016/S0304-8853(96)00744-5
- [84] P. CHAUVE, T. GIAMARCHI et P. LE DOUSSAL, *Phys. Rev. B* **62**, 6241 (2000).  
Doi:10.1103/PhysRevB.62.6241
- [85] A. HUBERT, *J. Magn. Magn. Mater.* **2**, 25 (1976).  
Doi:10.1016/0304-8853(75)90100-6
- [86] S. LEMERLE, J. FERRÉ, C. CHAPPERT et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 849 (1998).  
Doi:10.1103/PhysRevLett.80.849
- [87] J. QI, Y. XU, N. H. TOLK et al., *Appl. Phys. Lett.* **91**, 112506 (2007).  
Doi:10.1063/1.2785114
- [88] J. SINOVA, T. JUNGWIRTH, X. LIU et al., *Phys. Rev. B* **69**, 085209 (2004).  
Doi:10.1103/PhysRevB.69.085209
- [89] B. A. IVANOV, Y. N. MITSUI et N. V. SHAKHOVA, *Sov. Phys. JETP* **60**, 168 (1984).
- [90] V. G. BARYAKHTAR, B. A. IVANOV, A. L. SUKSTANSKII et al., *Phys. Rev. B* **56**, 619 (1997).  
Doi:10.1103/PhysRevB.56.619
- [91] H. L. HUANG, V. L. SOBOLEV et S. C. CHEN, *J. Appl. Phys.* **81**, 4066 (1997).  
Doi:10.1063/1.364888
- [92] T. HOLSTEIN et H. PRIMAKOFF, *Phys. Rev.* **58**, 1098 (1940).  
Doi:10.1103/PhysRev.58.1098
- [93] N. VUKADINOVIC, J. BEN YOUSSEF, H. LE GALL et al., *Phys. Rev. B* **62**, 9021 (2000).  
Doi:10.1103/PhysRevB.62.9021
- [94] E. SCHLÖMANN, *IEEE Trans. Magn.* **10**, 11 (1974).
- [95] A. A. THIELE, *Phys. Rev. B* **7**, 391 (1973).  
Doi:10.1103/PhysRevB.7.391



- [96] D. J. BREED, A. M. J. Van der HEIJDEN, H. LOGMANS et al., *J. Appl. Phys.* **49**, 939 (1978).  
Doi:10.1063/1.324633
- [97] A. THIAVILLE, Y. NAKATANI, J. MILTAT et al., *Europhys. Lett.* **69**, 990 (2005).  
Doi:10.1209/epl/i2004-10452-6

# Publications

*“Field-Driven Domain-Wall Dynamics in GaMnAs Films with Perpendicular Anisotropy”*

A. Dourlat, V. Jeudy, A. Lemaître, C. Gourdon, *Phys. Rev. B* **78**, 161303(R) (2008)

*“Determination of the micromagnetic parameters in (Ga,Mn)As using domain theory”*

C. Gourdon, A. Dourlat, V. Jeudy, K. Khazen, H. J. von Bardeleben, L. Thevenard, and A. Lemaître, *Phys. Rev. B* **76**, 241301 (2007).

*“Domain structure and magnetic anisotropy fluctuations in (Ga,Mn)As: Effect of annealing”*

A. Dourlat, V. Jeudy, C. Testelin, F. Bernardot, K. Khazen, C. Gourdon, L. Thevenard, L. Largeau, O. Mauguin, and A. Lemaître, *J. Appl. Phys.* **102**, 023913 (2007).

*“Experimental determination of domain wall width and spin stiffness constant in ferromagnetic (Ga,Mn)As with perpendicular easy axis”*

A. Dourlat, C. Gourdon, V. Jeudy, K. Khazen, H.J. von Bardeleben, L. Thevenard, A. Lemaitre, *Physica E* **40**, 1848-1850 (2007)

*“Domain wall dynamics in annealed GaMnAs epilayers”*

A. Dourlat, V. Jeudy, L. Thevenard, A. Lemaître, and C. Gourdon, *J. Supercond. Nov. Magn.* **20**, 453 (2007).

*“Expansion and collapse of domains with reverse magnetization in (Ga,Mn)As epilayers with perpendicular magnetic easy axis”*

A. Dourlat, C. Gourdon, V. Jeudy, C. Testelin, K. Khazen, J.L. Cantin, H.J. von Bardeleben, L. Thevenard, A. Lemaitre, *IEEE Trans. Magn.* **43**, 3022 (2007).

*“(Ga,Mn)As layers with perpendicular anisotropy : a study of magnetic domain patterns”*

A. Dourlat, C. Gourdon, V. Jeudy, C. Testelin, L. Thevenard, A. Lemaître, *Phys. Stat. Sol. (c)* **3**, 4074 (2006).

*“Metal-insulator transition and magnetic domains in (Ga,Mn)A epilayers”*

A. Dourlat, C.Gourdon, V. Jeudy, F. Bernardot, C. Testelin, E. Lacaze, L. Thevenard, O. Mauguin, L. Largeau, G. Patriarche, and A. Lemaître, MRS Spring Meeting San Francisco, in *Magnetic Thin Films, Heterostructures, and Device Materials*, edited by C. Ross (Mater. Res. Soc. Symp. Proc. 941E, Warrendale, PA, 2006), 0941-Q07-11 (2006).

*“Magnetic domain patterns in as-grown and annealed (Ga,Mn)As epilayers with perpendicular easy axis”*

A. Dourlat, C. Gourdon, V. Jeudy, C. Testelin, L. Thevenard, A. Lemaître, 28th Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors, 24-28 Juillet 2006, Vienne, Autriche., *AIP Conf. Proceedings.* **893**, ed. by W. Jantsch and F. Schaffler, 1211 (2007).



# Résumé

## Français

GaMnAs est un semiconducteur ferromagnétique dilué dont l'ordre ferromagnétique résulte de l'interaction d'échange entre des porteurs et des ions magnétiques. La structure des domaines magnétiques et la dynamique de parois ont été étudiées par une technique d'impulsions de champ magnétique couplée à la microscopie Kerr dans des couches minces à aimantation perpendiculaire. Le recuit post-croissance supprime la croissance anisotrope des domaines en réduisant les fluctuations d'anisotropie. La constante d'échange, la largeur et l'énergie de paroi ont été obtenues à l'aide d'un modèle d'auto-organisation. L'étude de la dynamique de paroi sous champ magnétique met en évidence, au-delà du régime de reptation contrôlé par les défauts, le régime de Walker et le régime précessionnel gouvernés par la dissipation. Le coefficient d'amortissement obtenu, 30 fois plus grand qu'en résonance ferromagnétique, est cohérent avec un modèle incluant la non-conservation du module de l'aimantation.

## Mots-clés

coefficient d'amortissement de Gilbert, dynamique de paroi magnétique, GaMnAs, microscopie Kerr, régime de Walker, semiconducteur magnétique.

## English

GaMnAs is a diluted ferromagnetic semiconductor. The ferromagnetic order arises from the exchange interaction between carriers and magnetic atoms. The domain structure and domain wall dynamics of thin GaMnAs layers with perpendicular magnetization have been investigated by Kerr microscopy using a magnetic field pulse technique. Postgrowth annealing suppresses the anisotropic expansion of domain by decreasing the magnetic anisotropy fluctuations. Domain theory has been used to determine the spin stiffness and the domain wall parameter. The study of field-driven domain wall dynamics shows that beyond a creep regime, induced by defects, the Walker and precessional flow regimes are reached. The Gilbert's damping constant, that describe energy dissipation effects, is found to be 30 times larger than the one deduced from ferromagnetic resonance. Its value agrees with a model taking into account the non-conservation of the magnetization modulus.

## Keywords

Gilbert damping constant, domain wall dynamics, GaMnAs, Kerr microscopy, Walker regime, magnetic semiconductor.