



HAL
open science

Étude du retournement de l'aimantation par microscopie magnéto-optique Kerr et de la magnétorésistance dans des couches minces de $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ à température ambiante

Dalal Fadil

► To cite this version:

Dalal Fadil. Étude du retournement de l'aimantation par microscopie magnéto-optique Kerr et de la magnétorésistance dans des couches minces de $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ à température ambiante. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Caen, 2011. Français. NNT : . tel-00664275

HAL Id: tel-00664275

<https://theses.hal.science/tel-00664275>

Submitted on 30 Jan 2012

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.

UNIVERSITE de CAEN / BASSE-NORMANDIE

U.F.R. Sciences
ECOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

Présentée par

M^{elle} Dalal FADIL

Le 5 décembre 2011 en vue de l'obtention du

Doctorat de l'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité : Électronique, Microélectronique et Nanoélectronique

(Arrêté du 07 août 2006)

Titre : Étude du retournement de l'aimantation par microscopie magnéto-optique Kerr et de la magnétorésistance dans des couches minces de $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ vicinales à température ambiante

MEMBRES du JURY

Mr François MONTAIGNE	Professeur à l'université de Nancy	Rapporteur
Mme Myriam PANNETIER-LECOEUR	Ingénieur CEA (HDR) à CEA Saclay	Rapporteur
Mr Frédéric MAZALEYRAT	Professeur à l'ENS Cachan	Examineur
Mr Jérôme WOLFMAN	Chargé de recherche CNRS à l'université de Tours	Examineur
Mr Stéphane FLAMENT	Professeur à l'ENSICAEN	Examineur
Mme Laurence MECHIN	Chargée de recherche (HDR) à l'université de Caen	Directrice de thèse
Mr Fabio Miletto GRANOZIO	Chercheur CNR à l'université de Naples en Italie	Membre invité

Table des matières

Introduction générale	5
Chapitre 1. Synthèse bibliographique	7
1.1. Préambule aux domaines magnétiques	7
1.2. Domaines magnétiques	9
1.2.1. Qu'est qu'un domaine magnétique	9
1.2.2. Origine des domaines magnétiques	9
1.3. Retournement de l'aimantation et cycles d'hystérésis	11
1.3.1. Retournement par nucléation et propagation de paroi (non collectif)	11
1.3.2. Retournement cohérent (ou collectif et uniforme) et cycles d'hystérésis	14
1.4. Domaines magnétiques dans les échantillons vicinaux	16
1.5. Trainage magnétique	17
1.5.1. Définition	17
1.5.2. Origine du trainage magnétique	18
1.5.3. Évolution temporelle de l'aimantation	18
1.6. Généralités sur la magnétorésistance	20
1.6.1. Définition de la magnétorésistance	20
1.6.2. Origine de la magnétorésistance	20
1.6.3. Différents types de magnétorésistance	20
Magnétorésistance anisotrope	21
Magnétorésistance Géante	22
Magnétorésistance tunnel	23
Magnétorésistance de paroi de domaine	24
1.6.4. Quelques exemples d'applications	25
1.7. Propriétés physiques et magnétiques des manganites	27
1.7.1. Propriétés physiques des manganites et $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ (LSMO)	27
1.7.2. Propriétés magnétiques de LSMO	30
1.8. Magnétorésistance dans les manganites	37
1.8.1. Magnétorésistance à fort champ magnétique	37
1.8.2. Magnétorésistance à faible champ magnétique	39
1.9. Conclusion du chapitre	48
Chapitre 2. Techniques expérimentales	49
2.1. Description des échantillons	49
2.1.1. Liste des échantillons caractérisés	49
2.1.2. Caractéristiques structurales des couches non gravées	49
2.1.3. Morphologie de surface des couches non gravées	50
2.1.4. Propriétés magnétiques des couches non gravées	51
2.1.5. Géométrie des dispositifs étudiés	54
2.1.6. Résumé des propriétés magnétiques des échantillons testés	56
2.2. Banc de microscopie magnéto-optique par effet Kerr (MOKE) longitudinal	57
2.2.1. Introduction	57
2.2.2. Quelques rappels sur la propagation d'une onde dans un milieu	57
2.2.3. Principe de la microscopie MOKE	58
2.2.4. Banc de microscopie MOKE longitudinale	61
2.3. Banc de mesure de magnétorésistance (MR)	73
2.3.1. Description du banc MR	73
2.4. Conclusion du chapitre	76
Chapitre 3. Résultats expérimentaux	77
3.1. Introduction	77
3.2. Magnétorésistance à ± 97 mT	78
Introduction	78
3.2.1. LSMO non vicinal (G224)	79

Effet de la direction du champ par rapport au courant	79
Effet de la largeur	79
3.2.2. LSMO vicinal 10° (G191 et G240)	80
Effet des marches	80
Effet de la largeur	81
Effet de l'épaisseur	82
Effet de la direction du champ ou du courant par rapport aux marches	83
Conclusion	84
3.3. Magnétorésistance à ± 6 mT dans le cas d'un retournement par nucléation et propagation de parois	86
3.3.1. Introduction	86
3.3.2. Processus de retournement de l'aimantation	87
3.3.3. Effet temporel	102
3.3.4. Magnétorésistance	116
3.3.5. Discussion	123
3.4. Magnétorésistance à ± 6 mT dans le cas d'un retournement cohérent	123
Introduction	123
3.4.1. Processus de retournement de l'aimantation	123
3.4.2. Effet temporel	129
3.4.3. Magnétorésistance	129
3.5. Magnétorésistance à ± 6 mT dans le cas d'un retournement mixte (G240, $w = 100 \mu\text{m}$)	136
3.5.1. Processus de retournement de l'aimantation	136
3.5.2. Effet temporel	137
3.5.3. Magnétorésistance	139
3.6. Mesures de bruit	143
3.6.1. Bruit des couches vicinales et non vicinale	143
3.6.2. Bruit du capteur	144
3.7. Conclusion du chapitre	147
Conclusion générale	149
Acronymes	151
Notations	153
Rappel des unités	155

Annexe

Etats de polarisation de la lumière	159
Polarisation elliptique	159
Polarisation circulaire	159
Polarisation linéaire	160
Bibliographie	161

Introduction générale

En 2007, le prix Nobel de physique a été décerné à Albert Fert et Peter Grünberg pour leurs travaux sur la magnétorésistance géante dans les multicouches magnétiques [Baibich *et al.*, 1988, Binasch *et al.*, 1989]. Cette technologie a permis de faire progresser les domaines de l'informatique et des télécommunications ainsi que l'industrie des capteurs magnétiques. Les recherches dans ce domaine ne cessent de se multiplier. Elles visent la miniaturisation des composants tout en maintenant une forte sensibilité magnétique et un faible niveau de bruit. Au début des années 90, un intérêt a été porté sur la magnétorésistance dans les oxydes de manganèse à structure pérovskite. Ces matériaux ont des propriétés structurales et magnétiques riches. De nombreuses études ont mis en évidence de fortes valeurs de magnétorésistance à basse température ou à fort champ magnétique. Les effets magnétorésistifs à faible champ magnétique ont également été étudiés sur des structures à joints de grain (matériaux polycristallins, bicristaux, *step edge*, etc.), des hétérostructures (jonctions tunnel) et des nanoconstrictions qui induisent la présence de parois de domaine.

Notre étude porte sur l'oxyde de manganèse $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ (LSMO) en couches minces. Ce matériau est ferromagnétique à température ambiante, ce qui présente un intérêt pour la réalisation de capteurs magnétiques non refroidis. Des résultats précédents réalisés par notre équipe ont montré qu'il est possible de modifier et de contrôler l'anisotropie magnétique en utilisant un substrat vicinal. L'objectif de ce travail est d'étudier à température ambiante les propriétés électriques et magnétiques de couches LSMO gravées et déposées sur un substrat SrTiO_3 vicinal, afin de comprendre l'effet de la vicinalité et de la taille des motifs gravés sur le retournement des domaines magnétiques, sur l'allure de la magnétorésistance à faible champ et sur la sensibilité magnétique (exprimée en $\%/T$ ou $\text{mV}/\text{V}/T$).

Ce manuscrit est organisé en trois chapitres:

- Le premier chapitre présente une étude bibliographique qui comprend d'abord des généralités sur les domaines magnétiques, le retournement de l'aimantation et le traînage magnétique. Il traite ensuite les différents effets magnétorésistifs qui existent et présente quelques ordres de grandeurs issus de la littérature. Enfin, il décrit les propriétés physiques, magnétiques et magnétorésistives des oxydes de manganèse et plus particulièrement la magnétorésistance à faible champ magnétique dans le LSMO.
- Le deuxième chapitre décrit les caractéristiques des échantillons ainsi que les différents dispositifs expérimentaux utilisés. Nous faisons un rappel sur le principe de la microscopie magnéto-optique par effet Kerr (MOKE), et présentons les caractéristiques du système de mesure MOKE et celles du système de mesure de magnétorésistance à température ambiante.
- Le troisième chapitre est dédié aux résultats de microscopie MOKE et de magnétorésistance de trois couches minces LSMO déposées sur substrats SrTiO_3 (STO) vicinaux et non vicinaux. Il présente une étude de la magnétorésistance dans la gamme ± 97 mT ainsi que les valeurs de sensibilité en fonction de l'épaisseur, de la taille des motifs et de la direction du champ par rapport aux marches et au courant. Nous étudions ensuite la gamme de champ ± 6 mT où trois processus de retournement de l'aimantation ont été observés par microscopie MOKE. Pour chaque type de retournement, trois mesures sont présentées: la mesure MOKE (images des domaines et cycles d'hystérésis), la mesure de l'aimantation en fonction du temps et la mesure de la magnétorésistance. Nous avons également étudié l'effet de la largeur du motif, de l'épaisseur de la couche et de la direction du champ par rapport aux marches du substrat vicinal, au courant électrique et à la longueur du motif sur les domaines magnétiques, le cycle d'hystérésis, le traînage magnétique et la magnétorésistance. Nous avons enfin effectué les calculs de sensibilité magnétique et de bruit basse fréquence permettant de conclure sur les performances de cette structure en tant qu'éventuel capteur magnétorésistif.

Chapitre 1

Synthèse bibliographique

1.1. Préambule aux domaines magnétiques

Au niveau atomique, le magnétisme résulte du mouvement des électrons. La rotation autour du noyau définit le moment orbital. La rotation des électrons sur eux mêmes définit le moment magnétique de l'électron appelé spin. Le moment magnétique total est la somme des moments orbitaux et de spin [Morrish, 1983, Barbara *et al.*, 1988, Nozières, 1998].

À l'échelle atomique, des interactions électrostatiques entre électrons d'atomes voisins conduisent à un couplage des spins des électrons. Ces interactions à très courte distance, qualifiées d'interactions d'échange, conduisent à un terme d'énergie d'échange qui, suivant les matériaux, peut soit favoriser un ordre magnétique dans lequel les moments s'alignent parallèlement entre eux (ordre ferromagnétique) soit un ordre dans lequel les plus proches voisins s'alignent antiparallèle, pour former deux sous réseaux de signes opposés (ordre ferromagnétique ou ferrimagnétique, figure 1.1.1).

Dans le cadre de cette thèse, seul le cas ferromagnétique sera détaillé. Les matériaux ferromagnétiques acquièrent une aimantation élevée sous l'effet d'un champ magnétique extérieur (H) et conservent une aimantation importante même à champ nul. Cette aimantation dépend de la température (figure 1.1.2).

À température suffisamment élevée, l'énergie thermique $k_B T$ devient supérieur à l'énergie d'échange. L'ordre magnétique à l'échelle atomique disparaît et le matériau entre alors dans un état paramagnétique (figure 1.1.1). La transition s'opère à une température T_c , température de Curie.

Au delà d'une distance inter-atomique, l'interaction d'échange devient complètement négligeable. Un autre type d'interaction est à prendre en compte. Il s'agit de l'interaction magnétique 'classique' entre dipôles. Cette interaction est une interaction à 'grande distance'. En effet, l'énergie magnétostatique associée décroît comme le cube de la distance d de séparation entre dipôles alors que l'interaction d'échange décroît comme d^{10} . On démontre que cette interaction magnétique dipolaire est la source d'un champ démagnétisant (H_d) qui s'oppose localement à l'aimantation, et qui conduit à désaimanter le matériau. Dans le cas d'un ellipsoïde de révolution, l'aimantation volumique (M) et H_d sont uniformes. H_d s'exprime par la relation :

$$\vec{H}_d = -\frac{N \cdot \vec{M}}{\mu_0} \quad (1.1.1)$$

avec N le facteur démagnétisant (N vaut $1/3$ pour une sphère, tend vers 1 pour un échantillon ellipsoïdal aplati avec un champ appliqué perpendiculaire, et tend vers 0 pour un cylindre long avec le champ appliqué suivant l'axe de révolution).

La minimisation de l'énergie d'un système ferromagnétique requiert donc d'un côté l'alignement des moments magnétiques (augmentation de M) pour minimiser les interactions d'échange et d'un autre côté le désalignement des moments magnétiques (diminution de M), favorisé par les interactions dipolaires. La contadiction est levée par la création des domaines magnétiques dont la distribution dépend de termes d'énergie complémentaires qui seront détaillés au paragraphe 1.2.2.

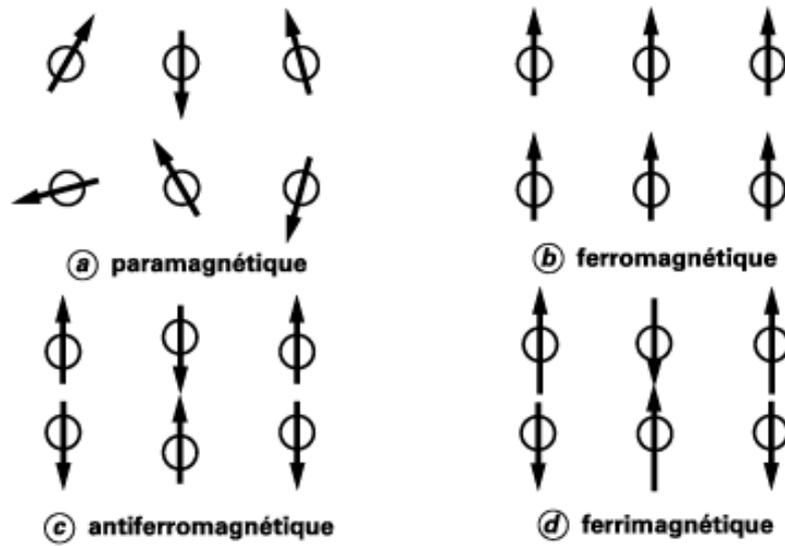


FIGURE 1.1.1. Configurations magnétiques classiques [Nozières, 1998].

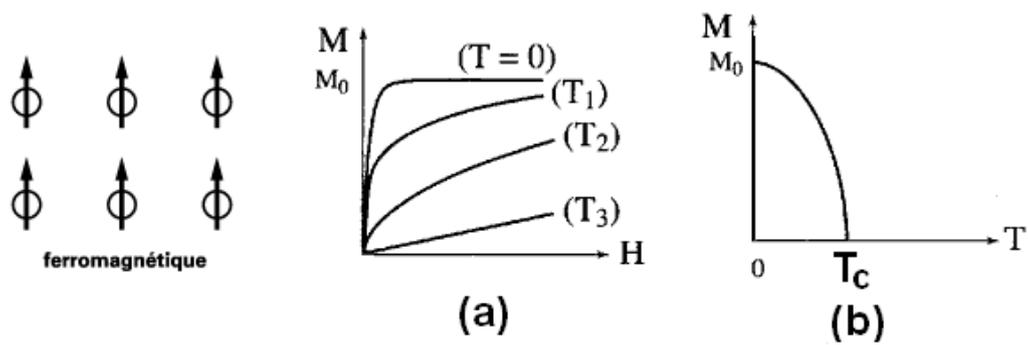


FIGURE 1.1.2. À gauche l'orientation du réseau de spins d'un ferromagnétique. (a)- Courbe d'aimantation $M(H)$ ($T_1 < T_c < T_2 < T_3$). (b)- Variation thermique de l'aimantation.

1.2. Domaines magnétiques

1.2.1. Qu'est qu'un domaine magnétique

On appelle domaine magnétique ou "domaine de Weiss" chaque région dans laquelle tous les moments magnétiques sont parallèles les uns par rapport aux autres. Les domaines magnétiques ont des formes très variables. Toutes les propriétés magnétiques des matériaux (la perméabilité, l'hystérésis, etc) dépendent de la structure des domaines magnétiques (la forme, la dimension et l'orientation des moments magnétiques) sous l'effet d'un champ magnétique extérieur.

1.2.2. Origine des domaines magnétiques

Énergies

L'origine des domaines magnétiques repose sur la compétition entre différents termes d'énergie magnétique définis ci-dessous : énergie magnétostatique E_{ms} , énergie magnéto-élastique E_σ , énergie d'échange E_{ch} , énergie Zeeman E_Z et énergie magnétocristalline E_k . On peut montrer qu'à température T , volume V et une excitation magnétique H donnée, l'état magnétique le plus favorable correspond à la minimisation de l'énergie libre définie par [De Lacheisserie, 1999a] :

$$E_{tot} = E_{int} + E_k + E_{ch} + E_{ms} + E_Z \quad (1.2.1)$$

où E_{int} est l'énergie interne non magnétique.

Énergie d'échange L'énergie d'échange résulte de l'interaction entre les domaines. L'énergie est minimale lorsque les moments sont alignés :

$$E_{ch} = -2 \cdot J_{ch} \cdot (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) \quad (1.2.2)$$

où la constante J_{ch} est appelée intégrale d'échange ou constante de couplage, $S_{i,j}$ les moments de spin. Dans le cas des ferromagnétiques, J_{ch} est positif, ce qui impose l'alignement dans le même sens des spins $S_{i,j}$. Cela permet de minimiser l'énergie d'échange, afin de tendre vers la structure la plus stable (à l'intérieur d'un domaine, tous les moments sont orientés dans le même sens). Dans le cas ferrimagnétique ou antiferromagnétique, J_{ch} est négatif et les moments les plus proches voisins s'alignent de façon antiparallèle [Alves et Barrué, 2004].

Énergie magnétostatique L'énergie magnétostatique E_{ms} est liée aux champs démagnétisants internes H_d (équation 1.1.1) qui tendent à minimiser le parcours des lignes de champ par la création de nouveaux domaines. Dans le cas d'un ruban magnétique, l'énergie magnétostatique s'exprime comme suit :

$$E_{ms} = \mu_0 \cdot \vec{H} \cdot \vec{M}_s - \mu_0 \cdot N_{\parallel} \cdot \frac{M_s^2}{2} \quad (1.2.3)$$

où H est le champ extérieur appliqué, M_s est l'aimantation à saturation et N_{\parallel} est le facteur démagnétisant dans la direction parallèle au ruban. Le premier terme de l'expression montre une interaction avec le champ. Le deuxième terme montre que l'énergie dépend de la forme [Alves et Barrué, 2004].

Énergie magnéto-élastique L'énergie magnéto-élastique E_σ résulte de l'orientation préférentielle de l'aimantation lorsque le cristal est sous contrainte mécanique. L'application d'une contrainte σ provoque une déformation du réseau atomique qui va induire une énergie d'anisotropie. Dans le cas d'une contrainte élastique et pour un matériau considéré isotrope, cette énergie s'exprime comme suit :

$$E_\sigma = -\frac{3}{2} \cdot \lambda_s \cdot \sigma \cdot \cos^2 \alpha \quad (1.2.4)$$

où λ_s , coefficient de magnétostriction à saturation, est l'allongement relatif maximal du matériau lorsqu'il est sous l'effet d'une aimantation à saturation, α est l'angle entre M_s et la contrainte appliquée [Alves et Barrué, 2004].

Énergie Zeeman Lorsqu'un champ magnétique extérieur H est appliqué, celui-ci tend à orienter l'aimantation dans sa direction. La densité volumique de l'énergie mise en jeu s'écrit comme suit [Doulat, 2008] :

$$E_Z = -\mu_0 \cdot \vec{M} \cdot \vec{H} \quad (1.2.5)$$

Énergie magnétocristalline L'énergie magnétocristalline E_k est liée à l'existence des axes facile aimantation dans le réseau cristallin. La rotation des moments magnétiques demande une mise en jeu importante de l'énergie :

$$E_k = K_1 \cdot (\alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2 + \alpha_1^2 \alpha_2^2) + K_2 \cdot \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots \quad (1.2.6)$$

où K_i sont les constantes d'anisotropie, dépendant de la température et $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ désignent les cosinus des angles que fait l'aimantation avec les axes x, y et z par rapport aux axes quaternaires. Dans le cas d'une symétrie cristalline uniaxiale, alors l'équation 1.2.6 s'exprime comme suit :

$$E_k = K_1 \cdot \sin^2 \theta \quad (1.2.7)$$

où K_1 est la constante d'anisotropie, θ est l'angle entre l'aimantation et l'axe de facile aimantation [De Lacheisserie, 1999a, Alves et Barrué, 2004].

Anisotropies magnétiques

L'anisotropie magnétique traduit la dépendance de l'aimantation à la direction du champ magnétique appliqué. L'aimantation a tendance à rester le long des axes magnétiques. L'anisotropie peut être intrinsèque (anisotropie magnétocristalline) ou extrinsèque (anisotropie de forme, magnéto-élastique).

Anisotropie magnétocristalline L'anisotropie magnétocristalline résulte de la structure cristalline du matériau. Elle provient de l'interaction électrostatique entre la distribution de charges de l'environnement et les orbitales des électrons magnétiques de l'atome ainsi que de l'interaction dipolaire entre les moments magnétiques des spins. Le champ lié à l'anisotropie magnétocristalline est le champ d'anisotropie H_A . C'est le champ nécessaire pour orienter l'aimantation de chaque domaine de l'axe facile vers l'axe difficile [De Lacheisserie, 1999a, Geoffroy, 2006]. C'est également celui qui permet de maintenir l'aimantation parallèlement à l'axe facile et s'exprime en fonction de la constante d'anisotropie K_1 et de l'aimantation à saturation M_s par la relation suivante :

$$H_A = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} \quad (1.2.8)$$

Anisotropie de forme ou magnétostatique L'anisotropie de forme est due à l'énergie de champ démagnétisant (équation 1.2.3) qui dépend de la forme du matériau magnétique. Dans une couche mince, on définit le rapport d'aspect r comme le rapport entre l'épaisseur et la largeur (ou longueur) de la couche. Ce rapport est de plusieurs ordres de grandeur inférieur à 1. Dans le cas d'une couche mince assimilée à une ellipsoïde de révolution extrêmement aplatie, le champ démagnétisant tend à maintenir l'aimantation dans le plan de la couche. Dans ce cas, le facteur démagnétisant perpendiculairement au plan est égal à 1, alors que le champ démagnétisant est pratiquement nul [De Lacheisserie, 1999a, De Lacheisserie, 1999b, Favre-Nicolin, 2003].

Dans un système uniformément démagnétisé, une constante de forme est définie comme suit :

$$K_{\text{forme}} = \frac{\mu_0}{2} \cdot M_s \cdot (N_{\perp} - N_{\parallel}) \quad (1.2.9)$$

où N_{\parallel} et N_{\perp} sont respectivement les facteurs démagnétisants dans les directions parallèle et perpendiculaire à l'ellipsoïde aplatie. Sa géométrie détermine la valeur maximale de K_{forme} , celle-ci diminue en présence des domaines magnétiques afin de minimiser l'énergie magnétostatique du système [Pallecchi *et al.*, 2007].

Anisotropie magnéto-élastique La croissance épitaxiale d'une couche mince sur un substrat de maille cristallographique différente ou la croissance d'une multicouche comportant une alternance de maille différente, engendre d'énormes contraintes et donnent naissance à des termes d'anisotropie. Pour cela, un paramètre représentatif du désaccord de maille entre la couche et le substrat est défini :

$$\delta = \frac{a_{\text{substrat}} - a_{\text{film}}}{a_{\text{substrat}}} \quad (1.2.10)$$

où a est le paramètre de maille.

On distingue habituellement deux situations :

- Si le désaccord de maille entre les deux matériaux en contact n'est pas très grand. Il apparaît alors une déformation de la maille dans les deux matériaux. L'un se retrouve en compression et l'autre en dilatation. Les deux matériaux adoptent une maille cristallographique commune intermédiaire entre les deux matériaux.
- Si les couches sont épaisses, une déformation élastique de tout le volume coûte en énergie élastique. Chaque matériau préfère relaxer vers sa structure massive en créant un réseau le long de l'interface qui permet d'accommoder le désaccord de maille [De Lacheisserie, 1999b].

1.3. Retournement de l'aimantation et cycles d'hystérésis

Le retournement de l'aimantation est le phénomène par lequel un matériau ferromagnétique peut voir le sens de son aimantation changer sous l'action d'une excitation extérieure. Deux principaux processus guident ce phénomène : la propagation de paroi de domaine (retournement non collectif) et la rotation cohérente (retournement collectif et uniforme). Il existe également un mode de retournement appelé collectif et non uniforme (curling) que nous n'allons pas traiter .

1.3.1. Retournement par nucléation et propagation de paroi (non collectif)

Qu'est ce qu'une paroi de domaine

Les parois sont des interfaces obligées entre domaines. Si deux domaines voisins se trouvent en contact direct l'un avec l'autre et les moments magnétiques des atomes situés à la frontière font deux à deux un angle de 180° (cas de la figure 1.3.1.b), alors une forte augmentation de l'énergie d'échange en résulte. Pour diminuer cette énergie d'échange, la transition angulaire des aimantations entre domaines voisins doit être répartie sur un très grand nombre d'atomes et l'angle entre deux moments adjacents devient petit (cas de la figure 1.3.1.a). Dans la paroi, pratiquement tous les moments participant à la transition se trouvent écartés de la direction facile aimantation et cela présente un coût en terme d'énergie magnétocristalline. Cela implique que la largeur de paroi est contrôlée par la contribution de deux énergies : l'énergie d'échange et l'énergie magnétocristalline.

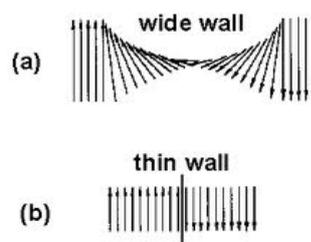


FIGURE 1.3.1. Parois de domaines à 180° . (a) Une paroi large avec l'aimantation dans la paroi qui tourne graduellement. (b) Une paroi étroite où l'aimantation tourne brusquement [Moskowitz, 1991].

Différents types de paroi

Dans un matériau ferromagnétique, principalement deux types de parois se distinguent : la paroi de Bloch et la paroi de Néel [De Lacheisserie, 1999a, Warin, 1999].

Paroi de Bloch La paroi de Bloch est une paroi séparant deux domaines dont le retournement progressif et continu de l'aimantation est perpendiculaire au plan de la couche (voir figure 1.3.2.a). À titre d'indication, dans les structures cubiques, quand la constante d'anisotropie est positive (par exemple fer), la direction de facile aimantation imposent des parois à 180° et à 90° . Alors que lorsqu'elle est négative (par exemple nickel), les parois peuvent être à 180° , 70.5° et 109.5° . Dans les structures uniaxiales (par exemple cobalt), les parois sont à 180° . En général, par abus de langage, toutes les parois décalées d'un angle différent de 180° sont appelées parois à 90° .

La largeur de la paroi δ_p est une grandeur qui caractérise la paroi de Bloch. Dans le cas d'un matériau massif, elle s'exprime comme suit :

$$\delta_p = \sqrt{\frac{A_{ch}}{K_1}} \cdot \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{E_k(\theta)} d\theta \right) \quad (1.3.1)$$

où θ est l'angle que fait la projection de l'aimantation sur le plan de la paroi avec la direction facile, E_k est définie dans l'équation 1.2.6 et A_{ch} est la constante d'échange en J/m ($A_{ch} = J_{ch} \cdot \frac{S^2}{a}$, avec S : moment de spin et a : distance interatomique [Jiles, 1991]).

Dans le cas d'une anisotropie uniaxiale, elle s'exprime sous la forme suivante :

$$\delta_p = \pi \cdot \sqrt{\frac{A_{ch}}{K_1}} \quad (1.3.2)$$

Paroi de Néel Le retournement de la paroi de Néel se produit parallèlement au plan, comme le montre la figure 1.3.2.b.

Dans les couches minces à anisotropie planaire, il est possible de passer de la paroi type Bloch à la paroi Néel. En calculant le facteur démagnétisant N associé à la paroi de Bloch N_{Bloch} et à la paroi de Néel $N_{Néel}$, il est possible de distinguer les deux types de parois comme suit [Zhao *et al.*, 2001] :

$$N_{Bloch} = \frac{\delta_p}{t + \delta_p} \quad (1.3.3)$$

$$N_{Néel} = \frac{t}{t + \delta_p} \quad (1.3.4)$$

où δ_p est la taille de la paroi 180° et t est l'épaisseur de la couche. Si $N_{Bloch} > N_{Néel}$, alors la paroi sera de type Néel. Sinon, elle sera de type Bloch.

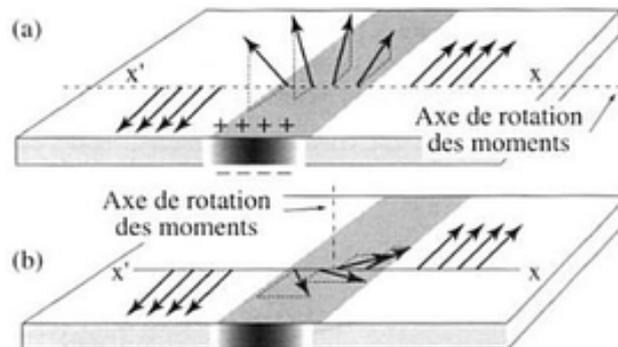


FIGURE 1.3.2. (a) Paroi de Bloch. La ligne en pointillées ($x'x$) est perpendiculaire à la paroi. Les moments (flèches) tournent progressivement en dehors du plan de la couche. (b) Paroi de Néel. La ligne ($x'x$) est perpendiculaire à l'axe planaire de rotation et les moments tournent dans le plan de la couche [De Lacheisserie, 1999a].

D'autres types de parois existent dans les couches minces à anisotropie planaire. Citons par exemple : la paroi de Néel symétrique, dont l'aimantation tourne rapidement au centre de la paroi et progressivement à l'extérieur. Les parois de Bloch et de Néel asymétriques, quant à elles, apparaissent dans les couches épaisses, en surface, elles ressemblent à la paroi de Néel classique mais en épaisseur, elles consistent en des vortex.

Citons également, la paroi "cross-tie" qui est une paroi à 90° entre la paroi de Néel et celle de Bloch [Néel, 1968]. Ce type de paroi a été observé par Hubert et al. dans les couches minces de permalloy [Hubert, 1998].

Dans les matériaux à forte anisotropie uniaxiale, les parois de domaines sont de type Bloch symétriques. Dans les couches minces à anisotropie perpendiculaire, on trouve des parois avec des domaines de fermeture. Ces derniers sont des domaines orientés à 90° l'un de l'autre et l'énergie magnétostatique du système est réduite à zéro [De Lacheisserie, 1999a].

Retournement par nucléation et propagation de paroi

Le mode de retournement par nucléation et propagation de parois est très fréquent dans les matériaux présentant une forte anisotropie dans la direction de mesure. Au sein des matériaux où il y a un retournement par nucléation des domaines et propagation de parois, la variation de l'aimantation mesurée le long du cycle d'hystérésis correspond non pas à une projection de l'aimantation (cas de la rotation cohérente), mais à l'existence de différentes parois.

Par exemple, dans un grain, le processus de retournement non collectif met en jeu quatre mécanismes [De Lacheisserie, 1999b] :

- La nucléation : création d'un domaine magnétique inverse et formation de la paroi qui lui sert de frontière.
- Le passage de paroi : de la zone de défaut à la phase principale où les énergies d'échange et d'anisotropie ont leur valeur normale. La barrière à franchir correspond à l'énergie de paroi.
- L'expansion de paroi : une augmentation de la surface de paroi.
- Le piégeage de paroi : accrochage éventuel de la paroi sur les hétérogénéités magnétiques situées au sein du massif. Le décrochage nécessite le franchissement d'une barrière qui est liée, comme dans le mécanisme de passage, à la différence d'énergie de paroi entre piège et massif. Le décrochage de paroi relance sa propagation.
- Le déplacement de paroi (ou propagation de paroi) : c'est la variation d'aimantation le long du cycle d'hystérésis. Il peut être interprété comme la somme algébrique des aimantations des différents domaines magnétiques qui se sont formés. Le passage au champ coercitif correspond au moment où le volume occupé par les différentes orientations du moment de domaine se compensent exactement.

Ce mouvement de paroi peut également être caractérisé par une résistance de paroi.

Dans ce mode de retournement par déplacement de paroi avec ou sans piégeage, Kondorsky et al. [Kondorsky, 1940] puis Chikazumi et al. [Chikazumi et Charap, 1964] ont proposé un modèle du champ de retournement directement proportionnel à $|\frac{1}{\cos\theta}|$; l'angle entre la direction du champ magnétique et celle de la couche [Prieto *et al.*, 2008]. Par exemple, dans le cas d'une anisotropie uniaxiale où H_0 est la plus petite valeur lorsque le champ est orienté parallèlement à l'axe facile appelée $H_{0\parallel}$, le champ H_0 normalisé avec $H_{0\parallel}$ fait un angle θ_0 avec l'axe facile suivant la loi $\frac{1}{\cos\theta_0}$ comme le montre la figure 1.3.3. Le champ de retournement est donc plus grand pour des valeurs élevées de θ_0 .

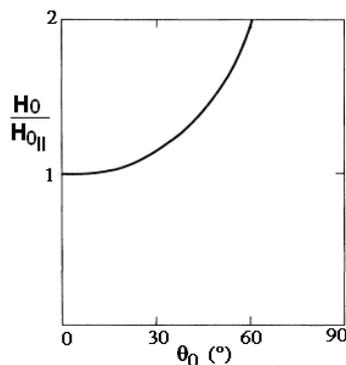


FIGURE 1.3.3. Évolution du champ de retournement H_0 normalisé avec $H_{0\parallel}$ en fonction de l'angle θ_0 entre H et l'axe facile dans le cas d'un retournement par nucléation et propagation de paroi [Chikazumi et Charap, 1964].

Cycle d'hystérésis

Dans le cas d'un retournement par nucléation et propagation de parois, lorsqu'un champ magnétique H est appliqué à un matériau ferromagnétique massif, celui-ci s'aimante par déplacement de parois de domaines. Si le champ est suffisamment faible, ces déplacements de parois sont réversibles et donc les variations de l'aimantation le sont aussi. Le matériau est dans le régime réversible de Rayleigh (cycle IV, figure 1.3.4). Si le champ appliqué H dépasse une certaine valeur de champ de retournement, des parois sont créées puis déplacées comme le montre la figure 1.3.4. Si le champ H est suffisamment élevé, l'aimantation augmente dans la zone de retournement de l'aimantation et tend vers une aimantation maximale qui est l'aimantation à saturation M_s (le point A, figure 1.3.4). À cette valeur, tous les moments sont orientés parallèlement à H et l'échantillon est monodomaine. Si le champ décroît continûment, l'aimantation décroît lentement (courbe I, figure 1.3.4) à cause de la croissance et au déplacement

de domaines orientés antiparallèlement au champ. Cette croissance est liée aux déplacements des parois de domaines. Si le champ atteint la valeur zéro, l'aimantation est dite rémanente (le point B, figure 1.3.4). Cette aimantation notée M_r , ne peut être réduite à une aimantation nulle que si le champ appliqué est le champ coercitif H_c (le point C, figure 1.3.4). Si le champ H varie cycliquement tel que l'aimantation n'atteint pas la saturation (courbe III, figure 1.3.4), en réduisant cycliquement l'amplitude du champ à zéro, l'échantillon devient complètement démagnétisé (retour au point 0 et au cycle IV, figure 1.3.4). Le cycle d'hystérésis est donc le cycle qui donne l'aimantation d'un matériau en fonction du champ appliqué. Il s'obtient en imposant à l'échantillon une variation continue de champ magnétique $[0 \rightarrow (+H) \rightarrow (-H) \rightarrow (+H)]$ et en mesurant en continu l'aimantation correspondante. Ce cycle peut être plus ou moins rectangulaire, car le retournement de l'aimantation se fait de manière plus ou moins abrupte selon la nature du matériau. M_r et H_c sont des grandeurs permettant de caractériser un matériau magnétique en vue de son utilisation pour certaines applications. Pour les aimants permanents (ferromagnétique durs), il faut avoir des matériaux ayant une forte M_r et un fort H_c . Les ferromagnétiques doux possèdent un faible H_c , de faibles pertes et une grande susceptibilité. Ils sont utilisés pour les transformateurs, les inductances et les têtes de lecture de disques durs. Pour les mémoires magnétiques d'enregistrement, les matériaux utilisés possèdent un cycle d'hystérésis carré et un H_c pas très élevé afin de faciliter l'inscription et la réinscription magnétique [Mendome, 2007].

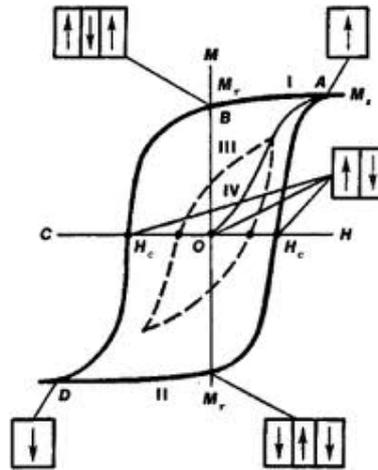


FIGURE 1.3.4. Cycle d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique. Le cycle est obtenu en appliquant un champ magnétique externe H et en mesurant l'aimantation correspondante M . H_c est le champ coercitif, M_r est l'aimantation rémanente et M_s est l'aimantation à saturation. Le cycle sans limite de saturation est représenté en pointillés. Le schéma présenté est un exemple de la structure en domaines dans un échantillon ferromagnétique.

1.3.2. Retournement cohérent (ou collectif et uniforme) et cycles d'hystérésis

Le retournement cohérent est associé à la rotation collective de l'ensemble des moments magnétiques initialement orientés suivant la direction de l'aimantation rémanente où le champ magnétique appliqué est nul et ils rejoignent la direction du champ externe H lorsque sa valeur est suffisamment élevée (figure 1.3.5).

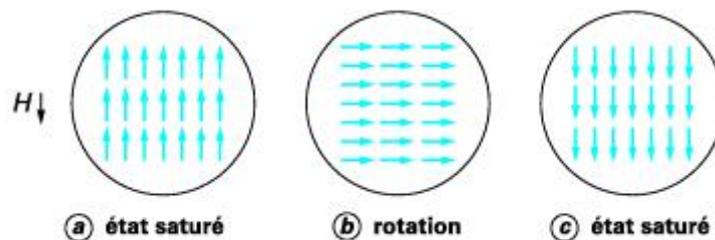


FIGURE 1.3.5. Rotation cohérente de type Stoner-Wolfarth [Nozières, 1998].

Dans le modèle monodomaine de Stoner et Wolfarth (1948) [Stoner et Wohlfarth, 1948], le matériau est assimilé à un moment magnétique. Ce moment est considéré comme libre de rotation. Le champ magnétique appliqué, le champ démagnétisant et l'aimantation sont tous uniformes. Certaines hypothèses sont considérées : la température est supposée nulle, la particule monodomaine (structure de très faible taille) est un ellipsoïde de révolution, la longueur de l'ellipsoïde coïncide avec une direction facile aimantation, l'aimantation et son retournement sont homogènes et l'anisotropie est de nature volumique. Dans ce cas, l'énergie d'échange est constante et ne joue aucun rôle dans la minimisation de l'énergie totale du système : $E(\theta) = K_1 \cdot \sin^2 \theta - \mu_0 \cdot H \cdot M_s \cdot \cos(\theta - \phi) + \frac{1}{2} \mu_0 [N_{\parallel} \cdot M_s^2 \cdot \cos^2 \theta + (N_{\perp} - N_{\parallel}) \cdot M_s^2 \cdot \sin^2 \theta]$ (voir figure 1.3.6).

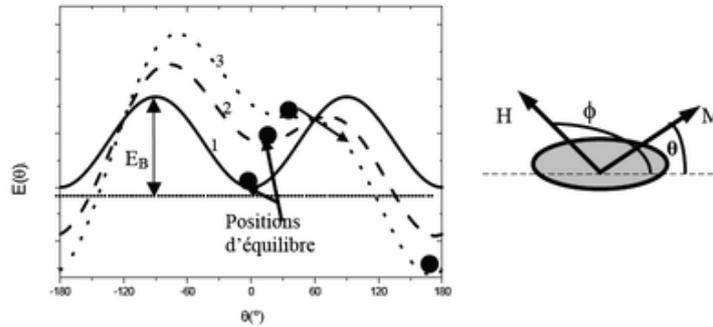


FIGURE 1.3.6. Évolution de l'énergie totale d'une particule selon le modèle de Stoner-Wolfarth en fonction de l'angle θ que forme l'aimantation M avec l'axe de facile aimantation pour différents champs et ϕ l'angle entre le champ appliqué et l'axe facile est fixé à une valeur donnée. (1) $H = 0$, (2) $H < H_{\text{ret}}$, (3) $H > H_{\text{ret}}$

La position d'équilibre de cette particule est donnée par les valeurs de θ qui minimisent son énergie (voir figure 1.3.6). Plus le champ appliqué est élevé, plus l'asymétrie des courbes d'énergie augmente et plus les minima se déplacent vers les valeurs positives de θ (figure 1.3.6, courbes 2 et 3). La barrière d'énergie diminue et s'annule pour une valeur particulière de champ, appelée champ minimal de retournement H_{ret} (courbe 3, figure 1.3.6). En ce point, l'aimantation se retourne de manière irréversible.

Comme le montre la relation 1.3.5, le champ H_{ret} varie en fonction de l'orientation du champ appliqué par rapport à l'axe d'anisotropie ϕ suivant un astroïde présenté à la figure 1.3.7

$$H_{\text{ret}}(\phi) = \frac{H_A}{(\sin^{2/3} \phi + \cos^{2/3} \phi)^{3/2}} \quad (1.3.5)$$

Cette astéroïde est une représentation polaire du champ de retournement. Dans le cas de l'absence d'anisotropie dans le plan, le champ de retournement est en module le même quel que soit ϕ et l'astéroïde est un cercle. Sinon, selon la direction du champ appliqué par rapport à l'axe de facile aimantation, plusieurs formes de cycles d'hystérésis sont possibles (figure 1.3.7). Au fur et à mesure que la température et la taille des échantillons augmentent, l'astroïde de Stoner-Wolfarth se déforme (astroïde en pointillés figure 1.3.7).

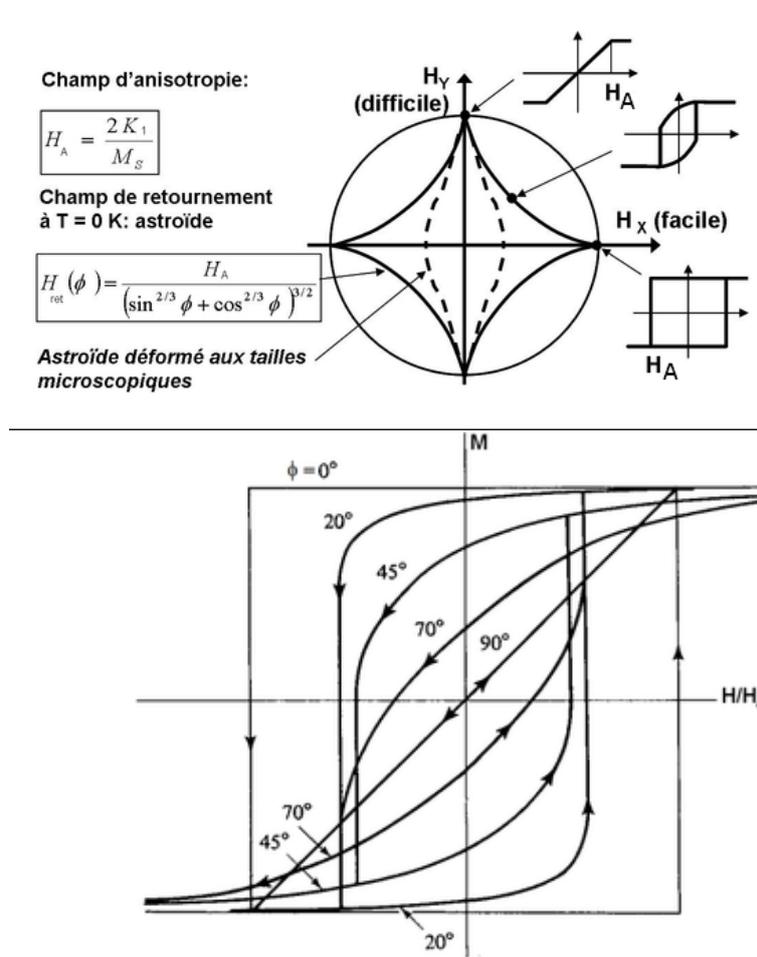


FIGURE 1.3.7. Astroïde de Stoner-Wolfarth qui représente la variation du champ de retournement H_{ret} en fonction de l'angle ϕ entre H et l'axe facile. Ci-dessous, les différentes formes de cycles d'hystérésis en fonction de l'angle ϕ . Extrait de [Cullity et Graham, 2009, Belmeguenai, 2004].

1.4. Domaines magnétiques dans les échantillons vicinaux

Qu'est ce qu'une surface vicinale Une surface vicinale est une coupe avec un angle θ_{vic} dans une direction légèrement différente de celle du plan dense atomique (voir figure 1.4.1). La largeur l de la terrasse dépend de l'angle θ_{vic} et a est la hauteur atomique de la marche reliée à l'angle de vicinalité par $\tan \theta_{vic} = \frac{a}{l}$.

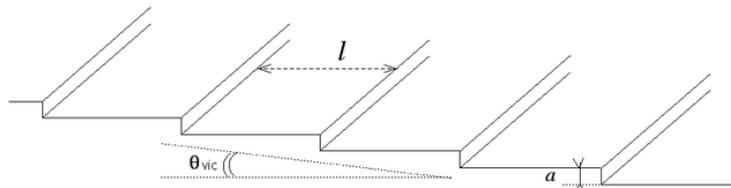


FIGURE 1.4.1. Schéma d'une surface vicinale. θ_{vic} est l'angle de vicinalité, l est la largeur de la terrasse et a est la hauteur de la marche [Gillet, 2000].

Conséquences de la vicinalité D'après certains travaux sur les substrats vicinaux [Chen et Erskine, 1992, Krams *et al.*, 1994, Weber *et al.*, 1996, Kawakami *et al.*, 1996, Hyman *et al.*, 1998, Montaigne *et al.*, 2000], les marches brisent la symétrie et l'anisotropie d'une couche magnétique, créent une anisotropie uniaxiale

et influencent le retournement de l'aimantation. La figure 1.4.2, extraite des travaux de Hyman et al. [Hyman *et al.*, 1998], montre que l'anisotropie dans les marches est différente de celle présente sur les terrasses. L'étude du retournement de l'aimantation dans le plan d'une couche vicinale a montré que, différents modes de retournement sont possibles, tout dépend de la force d'anisotropie et de l'angle de vicinalité, et que les marches piègent les parois domaines. Kawakami et al. [Kawakami *et al.*, 1996] ont montré que l'anisotropie dans les marches favorise l'alignement des domaines magnétiques parallèlement à celles-ci.

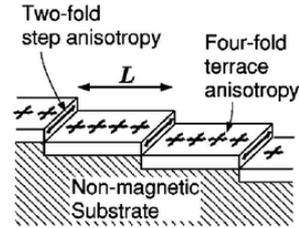


FIGURE 1.4.2. Schéma représentant la géométrie et les anisotropies d'une monocouche magnétique déposée sur un substrat vicinal non magnétique. Les marches du substrat sont séparées par une terrasse L . Les flèches indiquent le nombre d'axes d'anisotropie en surface et dans les marches [Hyman *et al.*, 1998].

La figure 1.4.3 présente une simulation de Monte Carlo [Zhao *et al.*, 2002] des cycles d'hystérésis d'une couche mince ferromagnétique sur substrat vicinal. Elle montre que les cycles d'aimantation changent en fonction de l'angle entre le champ magnétique H et la direction des marches. Lorsque H est appliqué parallèlement aux marches, le cycle est carré indiquant un axe de facile aimantation. Lorsque le champ est perpendiculaire aux marches, le cycle est étendu, indiquant un axe difficile. Les valeurs de champ coercitif, champ de saturation et aimantation rémanente changent entre 0° et 90° . La simulation dans la configuration $\varphi = 90^\circ$ montre un retournement cohérent de l'aimantation d'après le modèle de Stoner-Wolfarth.

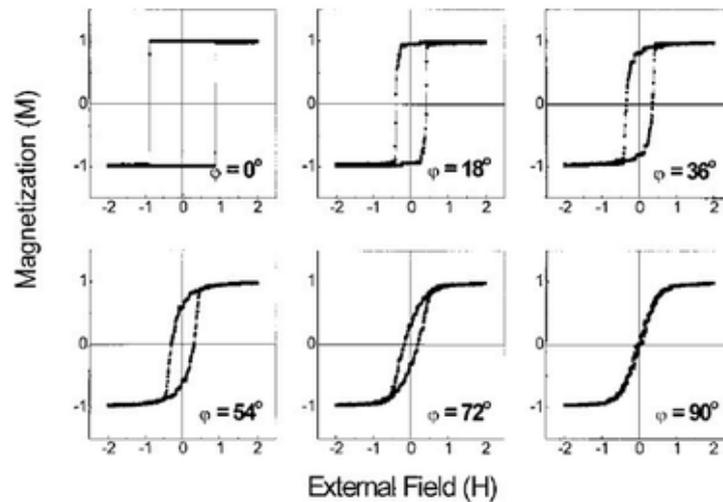


FIGURE 1.4.3. Simulation de Monte Carlo des cycles d'hystérésis d'une couche mince ferromagnétique sur un substrat vicinal en fonction de différents angles φ entre le champ appliqué H et la direction des marches : $\varphi = 0^\circ$ ($H \parallel$ marches), $\varphi = 18^\circ, 36^\circ, 54^\circ, 72^\circ$ et 90° ($H \perp$ marches) [Zhao *et al.*, 2002].

1.5. Traînage magnétique

1.5.1. Définition

D'après la définition du physicien Néel [Néel, 1950, Néel, 1951, Néel, 1952], le traînage magnétique est tout ce qui a trait à l'influence du temps sur les phénomènes d'aimantation des corps ferromagnétiques, à l'exclusion des effets dus aux courants induits, aux champs alternatifs à très hautes fréquences et

à toute modification irréversible de nature physico-chimique de la substance qui constitue le support du ferromagnétisme. Deux types de traînage sont distingués : le traînage de diffusion (réversible) et le traînage de fluctuations (irréversible) [Brissonneau, 1958].

1.5.2. Origine du traînage magnétique

Ce phénomène existe depuis longtemps et sa découverte remonte à 1885 par Ewing sur le fil de fer doux [Brissonneau, 1958]. L'origine du traînage magnétique est l'activation thermique.

- Dans le cas du traînage de diffusion, l'effet thermique consiste en l'apport d'une densité d'énergie distribuée uniformément dans tout le volume de l'échantillon. Il évoque l'abaissement uniforme des barrières d'énergies et la modification généralement réversible des propriétés magnétiques intrinsèques de la substance (constante d'anisotropie, aimantation, constante d'échange, etc.). Si la température est très basse, les temps de diffusion sont très longs. Si la température est trop élevée, la diffusion est quasi-immédiate et aucun effet de retard n'est observé.

Le traînage de diffusion peut avoir une origine autre que l'activation thermique, c'est la diffusion des impuretés. Le temps de stabilisation des parois est déterminé par le temps nécessaire à la migration des atomes d'impuretés alors que le temps nécessaire pour déplacer une paroi augmente ; il en résulte un traînage magnétique. En conséquence, le champ coercitif d'un cycle d'hystérésis augmente lorsque la vitesse de balayage du champ diminue [Bruno, 1989].

- Dans le cas du traînage de fluctuations, la température n'est pas uniforme. En accumulant de l'énergie au hasard avec une agitation désordonnée, il permet d'activer des processus irréversibles qui peuvent modifier radicalement l'état d'un système. Plus le volume concerné est petit, plus les effets d'activation thermique sont importants. Ils ne donnent naissance au traînage magnétique de fluctuations que lorsque le système considéré est proche de ses conditions d'irréversibilité, c'est à dire lorsque le champ appliqué est proche d'une valeur critique. À cette valeur, les barrières sont peu élevées et l'activation thermique permet de les franchir dans les délais qu'autorise l'expérience' [De Lacheisserie, 1999a].

1.5.3. Évolution temporelle de l'aimantation

D'après la littérature [Durand, 1968, Cullity et Graham, 2009, Bayreuther *et al.*, 1989], une méthode utilisée pour identifier le traînage magnétique consiste à modifier brusquement la valeur du champ magnétique appliqué et à observer la variation de l'aimantation en fonction du temps. La durée du traînage dépend du matériau magnétique et de la température. Bayreuther *et al.* [Bayreuther *et al.*, 1989] ont mesuré le traînage magnétique d'une couche mince de cobalt de 0,54 nm à 294 K en appliquant un champ perpendiculaire au plan de la couche comme le montre la figure 1.5.1. En fonction du champ magnétique appliqué, l'aimantation passe brusquement d'une valeur saturée à un état métastable M_i puis varie de M_i à un état d'équilibre thermodynamique M_f suivant une loi exponentielle :

$$M(t) = (M_i - M_f) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + M_f \quad (1.5.1)$$

où τ est le temps de relaxation dépendant de la température suivant la loi d'Arrhenius suivante :

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp\left(\frac{E_A}{k_B T}\right) \quad (1.5.2)$$

où E_A , k_B et T sont respectivement l'énergie d'activation, la constante de Boltzman et la température. La nucléation et la propagation de paroi sont influencées par l'activation thermique. La largeur ΔE_A de la distribution de l'énergie d'activation influence l'allure du traînage magnétique. Si $\Delta E_A \gg k_B T$, l'évolution est quasi-logarithmique, alors que si $\Delta E_A \ll k_B T$, l'évolution est quasi-exponentielle. Dans tous les cas, le début de la relaxation magnétique suit une loi linéaire, avec un temps de relaxation correspondant à une énergie d'activation moyenne [Néel, 1952].

Dans le cas où la paroi est piégée, la relaxation magnétique est accompagnée par des sauts discontinus de l'aimantation comme l'ont montré Cowburn *et al.* [Cowburn *et al.*, 1998] dans la figure 1.5.2. Elle montre que dans la couche mince de Fe(10 ML)/GaAs(001) les défauts structuraux brise l'évolution continue de l'aimantation (figure 1.5.1) par des sauts discontinus à diverses valeurs de champ appliquées (peu inférieur à H_c).

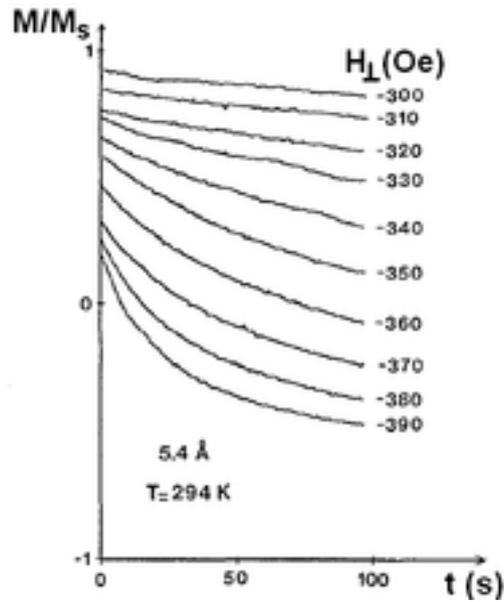


FIGURE 1.5.1. Évolution temporelle de l'aimantation dans une couche mince de Cobalt d'épaisseur 0,54 nm, après une saturation en champ positif, pour diverses valeurs de champ négatif appliquées perpendiculairement au plan [Bayreuther *et al.*, 1989].

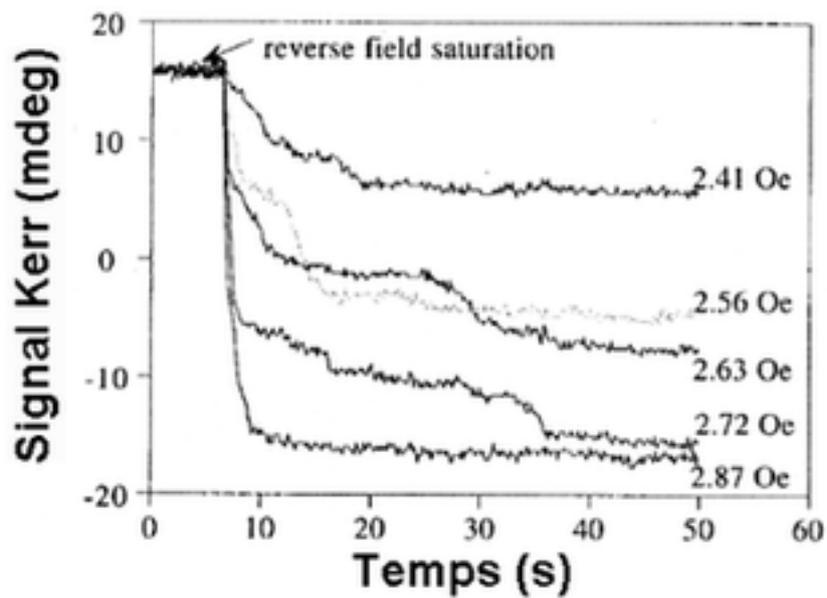


FIGURE 1.5.2. Évolution temporelle de l'aimantation représentée par le signal Kerr d'une couche ultra-mince de fer initialement saturée en appliquant un champ négatif, ensuite différents champs positifs. Les pièges sont des défauts extrinsèques d'une taille 10 μm de long. Extrait de [Cowburn *et al.*, 1998].

1.6. Généralités sur la magnétorésistance

1.6.1. Définition de la magnétorésistance

La magnétorésistance (MR) est la variation de la résistance d'un matériau à une température fixe en fonction du champ magnétique extérieur appliqué H . Cet effet a été découvert par William Thomson (Lord Kelvin) en 1857, la magnétorésistance à l'époque ne dépassait pas 1 % à fort champ. La magnétorésistance est généralement définie comme suit :

$$\text{MR} = \frac{R(H) - R(H = 0)}{R(H = 0)} \quad (1.6.1)$$

$R(H)$ représente la résistance à un champ H donné et $R(H = 0)$ est la résistance à un champ nul. On remarque qu'avec l'équation 1.6.1, MR ne dépasse pas 100 %. Dans la littérature, on trouve également une autre expression de MR : $\text{MR} = \frac{R(H) - R(H=0)}{R(H)}$ qui excède souvent 100 %. La magnétorésistance peut être positive ou négative suivant la croissance ou la décroissance de la résistance en fonction du champ magnétique.

Dans les métaux, la magnétorésistance varie de quelques pourcents à de fortes valeurs en fonction du matériau, de l'intensité et de l'orientation du champ magnétique appliqué [Pippard, 1989]. En effet, dans les métaux non magnétiques (par exemple Au), la MR est très petite, alors que la magnétorésistance est plus élevée dans les métaux magnétiques tels que le fer et le cobalt. Dans le demi-métal bismuth Bi par exemple, $\text{MR} \simeq 18\%$ à 0,6 T puis 40 % à 24 T lorsque le champ est transversal. À cette même forte valeur de champ, le cuivre donne $\text{MR} \simeq 2\%$ à température ambiante [Pippard, 1989, Siwach *et al.*, 2008]. Dans les oxydes de manganèse à structure pérovskite, une magnétorésistance colossale $\text{MR} \simeq 60\%$ est obtenue à fort champ (6 T) dans la couche mince épitaxiale de $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_x$ à température ambiante [von Helmolt *et al.*, 1993]. D'autres études ont permis d'obtenir un effet colossal à température ambiante et à faible champ magnétique, soit en modifiant la structure de la couche en joints de grain [Sánchez *et al.*, 1995, Hwang *et al.*, 1996] ou le substrat [Siwach *et al.*, 2003], soit en rajoutant des contraintes [Prasad *et al.*, 2007]. Nous les détaillerons par la suite.

Matériaux	MR	$\mu_0 H$	Température	Références
Bi	18 %	0,6 T	-	[Pippard, 1989]
	40 %	24 T	-	
Cu	2 %	24 T	RT	[Pippard, 1989]
$\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$	60 %	6 T	RT	[von Helmolt <i>et al.</i> , 1993]

TABLE 1.2. Tableau récapitulatif des valeurs de MR de quelques métaux. RT (*Room Temperature*) : température ambiante. $\mu_0 H$: le champ appliqué exprimé en SI.

1.6.2. Origine de la magnétorésistance

L'origine de la magnétorésistance est liée à la force de Lorentz F définie dans l'équation 1.6.2 suivante :

$$\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (1.6.2)$$

où q est la charge de l'électron et v sa vitesse. Dans un matériau magnétique soumis à un champ magnétique d'induction B , les porteurs de courants (électrons ou trous) suivent la force de Lorentz. Les électrons sont déviés par la force de Lorentz et commencent à précesser autour du champ à la fréquence de cyclotron. Cet effet allonge leur trajectoire totale par rapport à celle parcourue parallèlement au champ électrique. De plus, les électrons vont subir plus de collisions avec les impuretés et la magnétorésistance augmente. La déformation des trajectoires des électrons lors de l'application du champ magnétique entraîne une trajectoire plus longue du courant et donc une variation de la résistance [Pippard, 1989, Prejbeanu, 2001].

1.6.3. Différents types de magnétorésistance

Une classification possible du phénomène de magnétorésistance donné par Coey *et al.* [Coey, 1999] est basée sur la distinction magnétique entre les propriétés intrinsèques comme les anisotropies, qui dépendent

de la composition et la structure cristalline, et des propriétés extrinsèques telles que la coercitivité, qui dépend de la structure sur une échelle microscopique. Les effets extrinsèques de MR ont été développés avec l'avancement de la recherche sur les propriétés de dépôt des matériaux. Ceci a contribué à la découverte de la magnétorésistance géante (A. Fert et P. Grünberg 1988) et de la magnétorésistance tunnel (M. Jullière 1975). Les effets intrinsèques ont donné naissance à la magnétorésistance classique, la magnétorésistance anisotrope, qui est la plus ancienne dans l'histoire de la MR, et la magnétorésistance colossale dans les manganites perovskites.

Magnétorésistance anisotrope

La découverte de la magnétorésistance anisotrope (AMR : *Anisotropic Magnetoresistance*) dans les métaux ferromagnétiques est l'oeuvre de William Thomson en 1857 [Thomson, 1857]. D'une manière générale, une variation de résistance peut être due soit au changement de l'aimantation à température fixe, soit au changement de l'aimantation causé par la variation de la température. En revanche, dans le cas de l'AMR, la variation de la résistance dépend de l'angle θ entre la direction de l'aimantation M par rapport à celle du courant électrique I traversant le matériau, ainsi que de la température [Mcguire et Potter, 1975]. On note la résistivité quand la direction de l'aimantation est parallèle ou perpendiculaire à celle du courant respectivement ρ_{\parallel} et ρ_{\perp} . La résistivité électrique en fonction de θ s'exprime comme suit :

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cdot \cos^2 \theta \quad (1.6.3)$$

Dans les métaux ferromagnétiques, la résistance maximale est obtenue quand la direction du courant est parallèle à celle de l'aimantation, comme illustré dans la figure 1.6.1. En partant d'une couche multidomaine de résistivité ρ_0 , l'application d'un champ magnétique suffit à aligner la direction de l'aimantation avec celle du champ soit parallèlement ou perpendiculairement au courant donnant respectivement les résistivités ρ_{\parallel} ou ρ_{\perp} .

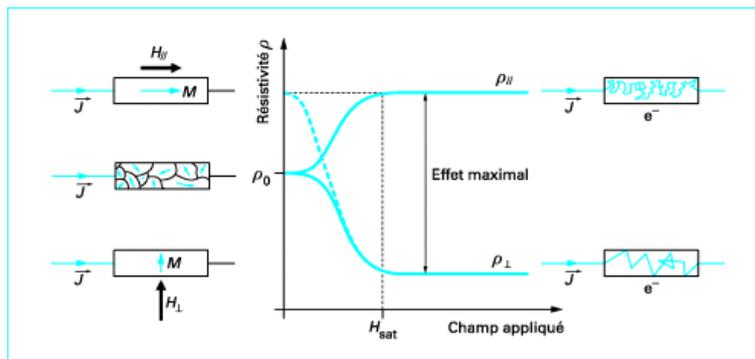


FIGURE 1.6.1. Effet magnétorésistif anisotrope. La courbe en pointillés est obtenue à partir d'un état monodomaine parallèle au courant, puis en appliquant un champ perpendiculairement au courant, on aboutit à un état monodomaine perpendiculaire au courant [Dieny et Fedeli, 2000].

La magnétorésistance anisotrope est souvent définie comme suit [Smit, 1951] :

$$\text{AMR} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\text{av}}} \quad (1.6.4)$$

Dans un échantillon massif désaimanté, si on suppose une distribution isotrope des domaines magnétiques, la résistivité en champ nul est donnée par une moyenne statique de la résistivité locale calculée sur toutes les orientations de l'aimantation par rapport au courant $\rho_{\text{av}} = \frac{1}{3}\rho_{\parallel} + \frac{2}{3}\rho_{\perp}$. En revanche, dans un échantillon en couche mince désaimanté, l'aimantation locale reste en général dans le plan du fait de l'anisotropie de forme. La moyenne sur toutes les directions d'aimantation dans le plan conduit alors à la résistivité en champ nul suivante $\rho_{\text{av}} = \frac{\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}}{2}$ [De Lacheisserie, 1999b]. ρ_{av} est une extrapolation à champ nul [Ziese et Sena, 1998]. Ce rapport d'AMR dépend de l'épaisseur de la couche, de la taille des grains et des conditions de surface de la couche, et surtout de la température [Mcguire et Potter, 1975].

L'origine intrinsèque de l'AMR est le couplage spin-orbite et la séparation d'échange "splitting" dans la bande 3d d'un ferromagnétique [Dieny et Fedeli, 2000]. La modification de la forme du nuage d'électrons

(les orbitales atomiques) crée une anisotropie locale dans chaque domaine magnétique [Mcguire et Potter, 1975]. En plus du couplage spin-orbite, l'AMR dépend des propriétés telles que l'anisotropie magnétocristalline [Yau *et al.*, 2007]. La force de Lorentz (équation 1.6.2) influence également l'allure de l'AMR comme le montre Granberg et al. [Granberg *et al.*, 1999]. Ils ont mesuré à 10 K l'AMR dans deux couches minces de Fe épitaxiale d'épaisseur 5 nm et 50 nm déposée sur MgO. La figure 1.6.2 montre que le signe de l'AMR change en fonction de l'épaisseur de la couche car l'origine change. Ce résultat a été expliqué par le fait que l'origine de l'AMR est attribuée à la force de Lorentz dans la couche d'épaisseur 5 nm quand l'AMR est négative ($\rho_{\parallel} < \rho_{\perp}$), et par un couplage spin-orbite dans la couche 50 nm quand l'AMR est positive ($\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$).

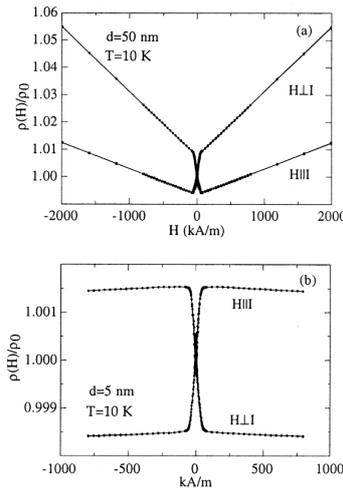


FIGURE 1.6.2. Mesure de $\rho(H)/\rho(0)$ à 10 K de la couche monocristalline de Fe d'épaisseur 50 nm (a) et 5 nm (b) déposée sur MgO. Le champ magnétique a été appliqué soit parallèlement ou perpendiculairement au courant ($1 \text{ kA/m} = 4\pi \cdot 10^{-4} \text{ T}$) [Granberg *et al.*, 1999].

Magnétorésistance Géante

La magnétorésistance géante (GMR : *Giant Magnetoresistance*) se traduit par une diminution importante de la résistivité lors de l'application d'un champ magnétique. Elle a été découverte en 1988 par Fert et Grünberg et leurs équipes et a fait l'objet du prix nobel de Physique en 2007. Ils ont étudié la variation de la résistance en fonction du champ dans des multicouches constituées d'un empilement alterné de couches ferromagnétiques (F) de fer d'épaisseur 3 nm séparées par une couche conductrice (M) de Chrome d'épaisseur 0,9 nm (voir figure 1.6.3) [Baibich *et al.*, 1988, Binasch *et al.*, 1989]. Dans ces multicouches (F/M/F), il existe un couplage anti-ferromagnétique entre les couches de Fe à travers celles du Cr. Il en résulte un alignement antiparallèle des aimantations des couches de Fe à champ nul. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué à la structure, les aimantations tournent vers la direction du champ appliqué et s'alignent toutes parallèlement à celui-ci lorsqu'il devient supérieur au champ de saturation. Ce changement d'orientation relative des aimantations dans les couches magnétiques successives s'accompagne d'une diminution très importante de la résistance électrique à travers la multicouche, comme illustré sur la figure 1.6.3 (la résistance est plus faible lorsque les orientations sont parallèles que lorsqu'elles sont antiparallèles). Cet effet de magnétorésistance dépend de l'orientation entre l'aimantation et le spin de l'électron. La GMR dépend de l'épaisseur de la couche, de la composition du matériau, des conditions de recuit et de la température [Xiao *et al.*, 1992]. La première GMR (Fe/Cr/Fe) peut atteindre jusqu'à 80 % à 4,2 K, cette valeur dépend du nombre de couches empilés. En revanche, la GMR est faible à température ambiante [Baibich *et al.*, 1988]. En calculant la pente de la partie linéaire $\frac{\Delta MR}{\Delta H}$ de la couche (Fe/Cr/Fe)₆₀ à 4,2 K entre 1 et 2 T, on trouve 25 %/T. Le tableau 1.3 présente des valeurs de MR dans des multicouches telles que (Co/Au/Co) où $MR \simeq 1,4\%$ à 300 K [Dupas *et al.*, 1990]. Dans une multicouche polycristalline de (Co/Cu), la MR vaut 65 % à 1 T et à 295 K [Parkin *et al.*, 1991].

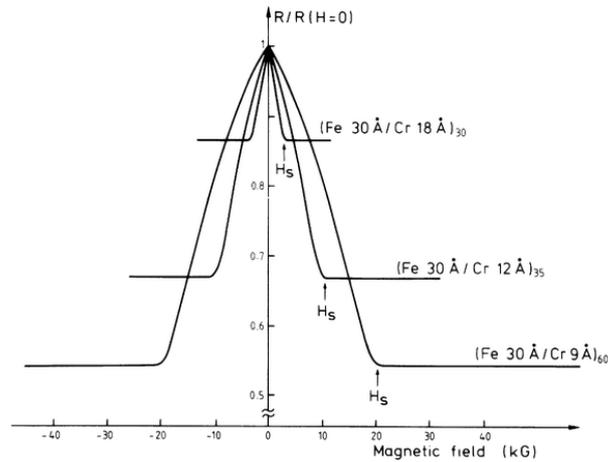


FIGURE 1.6.3. Magnétorésistance des multicouches $(\text{Fe}/\text{Cr})_n$ à 4,2 K. Le courant et le champ magnétique sont appliqués colinéairement dans le plan des couches. Extraite de [Baibich *et al.*, 1988].

Matériaux	MR	$\mu_0 H$	Température	Réf.
$(\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe})_{60}$	15 %	1 T	4,2 K	[Baibich <i>et al.</i> , 1988]
Co / Au / Co	1,4 %	0,1 T	300 K	[Dupas <i>et al.</i> , 1990]
$(\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe})_{60}$	65 %	1 T	295 K	[Parkin <i>et al.</i> , 1991]

TABLE 1.3. Tableau récapitulatif des valeurs de MR dans des structures GMR pour un champ magnétique H appliqué à une température donnée. $\mu_0 H$: valeur de champ en Tesla.

Magnétorésistance tunnel

La magnétorésistance tunnel (TMR : *Tunnel Magnetoresistance*) est un phénomène physique observé dans les jonctions (F/I/F) ayant pour électrodes deux métaux ferromagnétiques (F) séparés par une barrière tunnel isolante (I) (jonction tunnel magnétique) de quelques nanomètres d'épaisseur. Si une différence de potentiel est appliquée entre les électrodes F, un courant circule à travers la couche isolante par effet tunnel. Les électrons injectés dans l'électrode ne se polarisent que dans la couche magnétique (électrons polarisés en spin). L'augmentation de la TMR est directement liée à l'effet tunnel des électrons polarisés car la résistance de jonction dépend de l'orientation relative des aimantations des deux électrodes magnétiques lors du passage des électrons [Parkin *et al.*, 2004]. Pour plus de détails sur l'effet tunnel, on pourra se reporter à [Montaigne, 1999, Nassar, 1999, Tiusan, 2000, Lacour, 2002, Manchon, 2007].

La première TMR a été rapportée par Jullière en 1975 dans une jonction ayant pour électrodes deux métaux ferromagnétiques de coercitivités différentes Fe et Co séparées par une barrière tunnel semiconducteur Ge. La résistance de jonction, mesurée à faible tension et à 4,2 K est plus élevée dans la configuration antiparallèle que dans la configuration parallèle. Cette MR disparaît pour des tensions appliquées supérieures à 6 mV ou à températures plus élevées [Julliere, 1975].

La TMR est liée à la différence relative de résistance entre les configurations parallèle et antiparallèle. Elle est définie par : $\text{TMR} = \frac{R_{\text{ap}} - R_p}{R_p}$ où R_{ap} et R_p sont respectivement les résistances en configuration antiparallèle et parallèle. Cet effet peut également se quantifier par la magnétorésistance de jonction $\text{JMR} = \frac{R_{\text{ap}} - R_p}{R_{\text{ap}}}$.

Après la découverte de la GMR, les travaux sur la TMR se sont relancés. L'optimisation de la barrière tunnel a permis une amélioration de la MR [Moodera *et al.*, 1995]. La première observation de TMR élevée (11,8 %) à température ambiante a été mesurée dans la jonction $\text{CoFe}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$, ayant une sensibilité magnétique de 1300 à 2000 %/T [Moodera *et al.*, 1995]. Dans la jonction $\text{CoFeB}/\text{Al}_2\text{O}_3(1,5 \text{ nm})/\text{CoFeB}$, la TMR vaut 70,4 % à température ambiante [Wang *et al.*, 2004]. Elle peut atteindre jusqu'à 200 % à température ambiante dans la jonction $\text{CoFe}/\text{MgO}/\text{CoFe}$ [Parkin *et al.*, 2004] et 170 % dans la jonction $\text{Fe}(25 \text{ nm})/\text{MgO}(3 \text{ nm})/\text{Fe}(10 \text{ nm})$ à 300 K [Wang *et al.*, 2008]. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 1.4. Tondra et al. [Tondra *et al.*, 1998] ont évalué la sensibilité (définie dans

l'équation 1.6.5) à environ $3 \cdot 10^4$ %/T autour du champ nul à température ambiante dans la jonction NiFe/Al₂O₃/CoFe/Ru/CoFe/FeMn.

Matériaux	TMR	$\mu_0 H$	Température	Réf.
CoFe/Al ₂ O ₃ /Co	11,8 %	60 mT	RT	[Mooodera <i>et al.</i> , 1995]
CoFeB/Al ₂ O ₃ /CoFeB	70,4 %	-	RT	[Wang <i>et al.</i> , 2004]
CoFe/MgO/CoFe	200 %	-	RT	[Parkin <i>et al.</i> , 2004]
CoFeB/MgO/CoFeB	230%	-	RT	[Djayaprawira <i>et al.</i> , 2005]
CoFeB/MgO/CoFeB	400%	-	RT	[Yuasa et Djayaprawira, 2007]
Fe /MgO / Fe	170 %	-	RT	[Wang <i>et al.</i> , 2008]

TABLE 1.4. Tableau récapitulatif des valeurs de TMR pour un champ magnétique H appliqué à température ambiante RT. $\mu_0 H$ est la valeur de champ en Tesla.

Magnétorésistance de paroi de domaine

La magnétorésistance de paroi a suscité l'intérêt des chercheurs pendant plusieurs décennies. Au début, sa valeur dans les métaux ferromagnétiques (Fe, Ni, Co) était négligeable [Berger, 1978]. Ensuite, Viret et al. [Viret *et al.*, 96 I] ont mesuré une variation de quelques pourcents dans la couche mince soit de Co soit de Ni, expliquée par la diffusion dépendante de spin lors de la traversée des parois. Ils ont mesuré la largeur de paroi (15 nm dans Co et 100 nm dans Ni) et ont montré que plus la paroi est fine, plus la MR est grande.

Le premier modèle théorique essayant d'expliquer l'effet magnétorésistif des parois est celui de Cabrera et Falicov [Cabrera et Falicov, 1974]. Un résumé des différents modèles de transport dans la paroi a été présenté dans [Warin, 1999, Prejbeanu, 2001] (modèles de Cabrera et Falicov, Breger, Viret, Levy et Zhang, Bauer...).

Dans les couches minces, l'effet de paroi a été expliqué de différentes façons [Suzuki *et al.*, 2000] : l'effet de champ interne et la trajectoire des électrons dans la surface de diffusion, le mécanisme de l'effet Hall, le modèle de deux canaux de courants dans les ferromagnétiques et la diffusion dépendante de spin [Cabrera et Falicov, 1974, Berger, 1978, Viret *et al.*, 96 I, Gregg *et al.*, 1996, Kent *et al.*, 1999]. La contribution de ces effets sur la MR peut être positive [Gregg *et al.*, 1996, Viret *et al.*, 96 I, Kent *et al.*, 1999] ou négative [Tatara et Fukuyama, 1997, Hong et Giordano, 1998].

Il a été souvent difficile dans une courbe de MR de dissocier la contribution de paroi de celle de l'AMR. Une idée proposée par Viret et al. [Viret *et al.*, 96 I] a été d'additionner les MR longitudinales ($H \parallel I$) et transverses ($H \perp I$) de sorte qu'il ne reste que la MR de paroi.

Bruno et al. [Bruno, 1999] ont étudié les propriétés de la paroi en constriction et ont montré qu'elles sont différentes de celles de Bloch ou de Néel. À savoir, la largeur d'une paroi en constriction dépend de la longueur de la constriction, elle peut être plus petite que la largeur de paroi de Bloch ou de Néel. Il en résulte une plus forte magnétorésistance.

Adeyeye et al. [Adeyeye *et al.*, 2000] ont mesuré la magnétorésistance à température ambiante d'une ligne de Ni₈₀Fe₂₀ comportant une constriction. La figure 1.6.4.a présente l'allure de la MR quand le champ est appliqué parallèlement à la longueur de la ligne (axe facile). Les différents sauts de MR ont été attribués au retournement de l'aimantation à l'intérieur et à l'extérieur de la constriction. Dans la constriction de largeur 100 nm, le point C (figure 1.6.4.b) correspond à la zone de retournement de l'aimantation et disparaît dans la constriction de largeur 500 nm. Quand le champ a été appliqué parallèlement à l'axe difficile (figure 1.6.4.c), la magnétorésistance à faible champ est attribuée aux parois de domaines et à l'effet AMR .

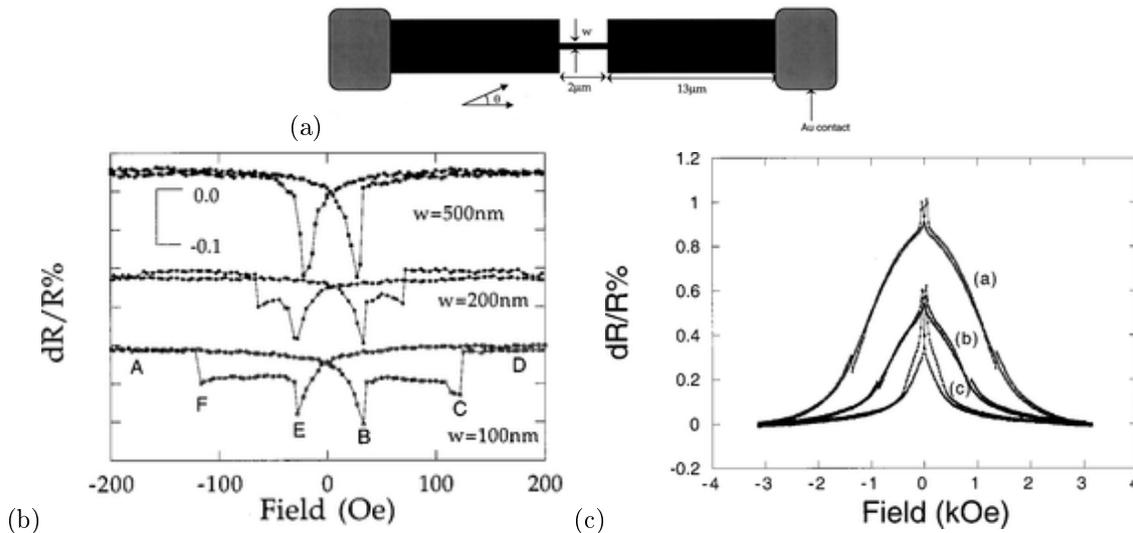


FIGURE 1.6.4. (a)-Schéma représentatif d'une constriction dans la ligne de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (couleur noire). La partie large a une longueur de $13 \mu\text{m}$ et une largeur de $5 \mu\text{m}$ et la partie étroite est de largeur w . Aux extrémités de la ligne sont représentés les contacts d'or (couleur grise) (b)- Magnétorésistance à température ambiante, définie comme suit : $\frac{R(H) - R(H_{\text{sat}})}{R(H_{\text{sat}})} \times 100$ avec H_{sat} le champ à saturation dans la ligne de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ en constriction d'épaisseur 25 nm en fonction de la largeur w dans la partie étroite de la ligne. Le champ est appliqué parallèlement à la longueur de la ligne. Plusieurs sauts de MR sont présentés pour $w = 100 \text{ nm}$: "A" est la zone où la ligne est saturée, "B" uniquement l'aimantation dans la partie large de la ligne est retournée, "C" le retournement de l'aimantation dans la partie étroite, et "D" toute l'aimantation est retournée et la ligne est saturée. (c) H appliqué perpendiculairement à la ligne et w vaut 100 nm sur la courbe (a), 200 nm sur la courbe (b) et 500 nm sur la courbe (c) [Adeyeye *et al.*, 2000].

1.6.4. Quelques exemples d'applications

Les matériaux magnétorésistifs interviennent dans la réalisation de capteurs magnétiques, car ils permettent de convertir une variation de champ magnétique en variation de résistance électrique. La principale application concerne les têtes de lecture magnétorésistives pour l'enregistrement magnétique à haute densité. On les rencontre aussi dans les capteurs de positionnement linéaire ou angulaire pour l'industrie automobile (la vitesse des roues des voitures et les arbres moteurs, les boussoles, capteurs de courant...). Le principe utilisé est soit l'effet AMR par changement de résistivité d'un matériau magnétique en fonction de l'angle entre son aimantation et le courant le traversant, soit l'effet GMR par changement de résistance en fonction de l'angle relatif des aimantations de couches magnétiques voisines. Pour les capteurs à base d'AMR, les matériaux les plus utilisés sont les alliages Permalloy. Pour les têtes de lecture magnétorésistives dans lesquelles les champs à mesurer sont de l'ordre du mT, les matériaux utilisés sont les GMR. Les TMR trouvent leurs applications dans les mémoires MRAM (Magnetoresistive Random Access Memory), dans les têtes de lectures et dans les capteurs magnétiques. Dans le secteur de l'industrie automobile, la gamme de fonctionnement peut être de l'ordre de 10 mT et les matériaux en multicouches NiFe/Ag présentent de bonnes caractéristiques pour ces applications [De Lacheisserie, 1999b].

Un capteur magnétique doit avoir une parfaite linéarité, un faible niveau de bruit, une forte sensibilité et un fort rapport signal sur bruit. On définit la sensibilité magnétique d'un capteur magnétorésistif de résistance R par l'équation suivante :

$$S = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{d\mu_0 H} = \frac{dMR}{d\mu_0 H} \text{ (en \% / T)} \quad (1.6.5)$$

La valeur de la sensibilité diffère d'un capteur à un autre, le tableau 1.5 indique à une gamme de champ donnée quelques ordres de grandeurs de sensibilité et de densité de bruit de capteurs magnétorésistifs proposés par différents constructeurs.

Type	Modèle	Gamme de champ (mT)	Sensibilité (%/T)	Bruit (nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$) à 10 Hz	Réf.
GMR	LETI-LIN	± 4	400 à 600*	0,3	[Dieny et Fedeli, 2000]
	NVE-AA002-02	[0; 1,05]	$4,2 \cdot 10^3$ *	-	
	Siemens-S4	[6,25; 18,7]	$2 \cdot 10^4$ *	-	
AMR	Philips-KMZ10A	$\pm 0,63$	$1 \cdot 10^3$ à $2 \cdot 10^3$ *	0,5	[Dieny et Fedeli, 2000]
	Honeywell-HMC1001	± 5	$2,5 \cdot 10^3$ *	0,15	[Stutzke <i>et al.</i> , 2005] [Fedeli, 1999]
	Zetex-ZMY20	± 1	$1 \cdot 10^3$ *	-	
	HL Planar-KMY20S	± 5	400*	-	
	San Diego Magnetics-MS531	-	$3 \cdot 10^4$ *	0,2	

TABLE 1.5. Valeurs typiques de sensibilité et de densité de bruit des capteurs magnétorésistifs de différents constructeurs à température ambiante. Le symbole * signifie que la valeur a été calculé à partir de la sensibilité en mV/V/Oe.

1.7. Propriétés physiques et magnétiques des manganites

À partir des années cinquante, et d'après les travaux de Jonker et Van Santen [Jonker et Santen, 1950, Van Santen et Jonker, 1950], une étude sur les matériaux magnétorésistifs d'oxydes de manganèse (manganites) a commencé. L'intérêt pour ces matériaux ne s'est accru que dans les années 90. Les oxydes de manganèse à valence mixte de composition chimique $\text{Re}_{1-x}\text{AE}_x\text{MnO}_3$, où Re est une terre rare de cation trivalente (La, Pr, Nd, Sm, etc) et AE une terre rare de cation divalent (Sr, Ca, Pb, Ba, etc), présentent un effet de magnétorésistance colossale à température ambiante [Chahara *et al.*, 1993, von Helmolt *et al.*, 1993]. Leurs propriétés dépendent des éléments utilisés et de la valeur du taux de substitution x . Selon la composition et la température de leur environnement, les manganites présentent un comportement magnétique différent (métallique-ferromagnétique, isolant-ferromagnétique, paramagnétique ou antiferromagnétique, etc) [Zener, 1951, Wollan et Koehler, 1955, Goodenough, 1955, Anderson et Hasegawa, 1955]. Par ailleurs, dans l'état ferromagnétique, la structure cristalline et l'apparition des domaines magnétiques influencent la magnétorésistance à faible champ.

Parmi les manganites, le composé ferromagnétique avec lequel nous avons travaillé est le composé $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ (LSMO) avec $x = 0,3$ présentant la température de Curie la plus élevée ($T_c \simeq 370$ K) et donc un intérêt pour la réalisation des dispositifs magnétorésistifs fonctionnant à température ambiante. Plusieurs travaux ont résumé les propriétés des manganites [Tokura *et al.*, 1996, Haghiri-Gosnet et Renard, 2003, Siwach *et al.*, 2008, Bibes, 2001, Saurel, 2005, Yang, 2005, Perna, 2008].

1.7.1. Propriétés physiques des manganites et $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ (LSMO)

Structure cristallographique

L'oxyde de manganèse de type $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ est une structure pérovskite de formule générale ABO_3 , comme présenté à la figure 1.7.1. Celle-ci comprend au sommet du cube A un cation trivalent Lanthane (La) ou divalent Strontium (Sr), le centre du cube B est occupé par un métal de transition le manganèse (Mn), et au centre de chaque face se trouve un anion d'oxygène (O). Pour assurer la neutralité du cristal, le manganèse peut prendre deux états, Mn^{3+} ou Mn^{4+} avec la formule générale $\text{La}_{1-x}^{3+}\text{Sr}_x^{2+}(\text{Mn}_{1-x}^{3+}\text{Mn}_x^{4+})\text{O}_3^{2-}$. Les proportions d'ions Mn dans les états Mn^{3+} et Mn^{4+} sont respectivement $1 - x$ et x . La plupart des propriétés physiques de ces composés, ainsi que leur nom générique, proviennent de ce dopage [Haghiri-Gosnet et Renard, 2003].

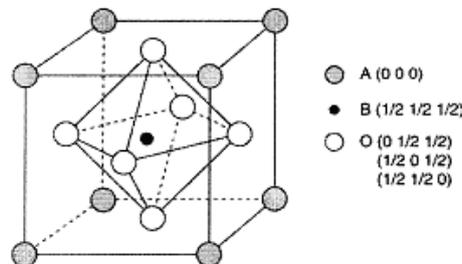


FIGURE 1.7.1. Schéma simplifié de la structure pérovskite cubique ABO_3 , avec $A = \text{La}$ ou Sr et $B = \text{Mn}$ [Haghiri-Gosnet et Renard, 2003].

Peu de composés possèdent la structure idéale pérovskite cubique car les conditions requises sont assez restrictives. Le rayon ionique du site A r_A doit être identique à celui de l'oxygène r_o et le rayon ionique du site B r_B doit être égal à $(\sqrt{2} - 1)r_o$. La structure cubique est souvent déformée à cause de la taille des cations et de l'effet Jahn Teller (voir paragraphe suivant). Pour donner un lien entre la stabilité de la structure pérovskite et les rayons des cations des sites A et B, Goldschmidt [Goldschmidt, 1958] a défini le facteur de tolérance $t^* = \frac{r_A + r_o}{\sqrt{2}(r_B + r_o)}$.

Si $t^* = 1$, la structure pérovskite est idéale et cubique. Dès que t^* est peu différent de 1, une distorsion rhomboédrique peut apparaître. Pour le LSMO massif, avec $x = 0,3$, la structure est rhomboédrique.

Structure électronique et effet Jahn Teller (JT)

Pour expliquer l'effet Jahn Teller, il est nécessaire de décrire la structure électronique des manganites à valence mixte.

Les électrons des cations de manganèse dans les manganites sont tous sur le niveau d'énergie $3d$. Pour les manganèses de valence Mn^{3+} et Mn^{4+} , la configuration électronique est respectivement $3d^4$ et $3d^3$. Les 5 orbitales $3d$ se séparent en deux groupes d'énergie : 3 orbitales t_{2g} et 2 orbitales e_g . Les contributions des électrons sur ces deux niveaux d'énergie t_{2g} et e_g pour les ions Mn^{3+} et Mn^{4+} sont présentées à la figure 1.7.2.

Comme indiqué, les trois électrons de Mn^{4+} sont tous sur les orbitales t_{2g} , alors que trois électrons de l'ion Mn^{3+} sont situés sur les orbitales de faible énergie t_{2g} et un seul électron occupe l'une des deux orbitales e_g doublement dégénérées. Cela permet de baisser l'énergie de Mn^{3+} et de faciliter les échanges d'électrons entre les ions de manganèse et d'oxygène. Les ions d'oxygène qui entourent ceux de Mn^{3+} peuvent légèrement réajuster leurs emplacements en créant une asymétrie. Jahn et Teller [Jahn et Teller, 1937] ont montré qu'un abaissement de la symétrie sous forme d'un allongement dans la cellule MnO_6 lève la dégénérescence de l'orbitale e_g en deux niveaux. Cette levée de dégénérescence due à l'interaction orbite-réseau provoque la distortion (ou effet) Jahn Teller [Siwach *et al.*, 2008]. L'ion Mn^{4+} qui provient de la substitution de la terre rare trivalente par l'élément alcalin divalent, ne possède que trois électrons d , qui vont préférentiellement peupler les niveaux t_{2g} laissant inoccupés le niveau e_g . Par conséquent, ces ions Mn^{4+} ne subissent pas l'effet Jahn-Teller.

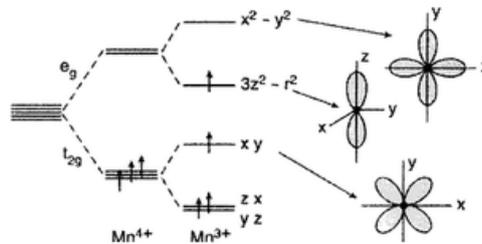


FIGURE 1.7.2. Occupation des niveaux d'énergie par les électrons des ions Mn^{3+} et Mn^{4+} de configuration électronique $3d^4$ et $3d^3$ respectivement. Les 5 orbitales $3d$ se séparent en deux groupes d'énergie : 3 orbitales t_{2g} et 2 orbitales e_g . Les trois électrons de Mn^{4+} sont tous sur les orbitales t_{2g} , alors que trois électrons de l'ion Mn^{3+} sont situés sur les orbitales de faible énergie t_{2g} et un seul électron occupe l'une des deux orbitales e_g doublement dégénérées.

Propriétés magnétiques et interactions d'échange

Les propriétés magnétiques des manganites sont dominées par les interactions d'échange entre les spins de manganèse. Ces interactions entre les spins de Mn séparés par l'atome d'oxygène sont contrôlées par le recouvrement entre les orbitales e_g de Mn et les orbitales p de l'oxygène. Puisqu'il y a recouvrement, il est possible d'avoir un transfert d'électrons entre un manganèse et un oxygène. Dans les composés à valence mixte $\text{La}_{1-x}\text{Sr}^{2+}(\text{Mn}_{1-x}^{3+}\text{Mn}_x^{4+})\text{O}_3^-$, le mécanisme ferromagnétique mis en place est nommé double échange (DE). Ce dernier dépend de la configuration orbitale et des règles de Goodenough [Goodenough, 1955]. Généralement, dans le cas $\text{Mn}^{4+} - \text{O} - \text{Mn}^{4+}$ l'interaction est antiferromagnétique, alors que dans le cas $\text{Mn}^{3+} - \text{O} - \text{Mn}^{4+}$, l'interaction peut être ferromagnétique ou antiferromagnétique [Goodenough, 1955].

Dans le cas particulier (cas du LSMO) $\text{Mn}^{3+} - \text{O} - \text{Mn}^{4+}$, les ions Mn peuvent échanger leurs valences en un transfert de deux électrons : d'abord, un saut d'électron de Mn^{3+} (orbitale e_g) vers O^{2-} (orbitale p) ; puis un deuxième saut de O^{2-} vers Mn^{4+} (orbitale e_g). Ce mécanisme de double échange initialement proposé par Zener [Zener, 1951] assure une forte interaction ferromagnétique. Il faut que les spins d'électrons de transfert soient parallèles pour que les électrons puissent sauter d'un site à l'autre. Anderson et Hasegawa ont complété le modèle général de DE en incluant un angle θ entre les moments d'électrons de Mn^{3+} et Mn^{4+} (voir figure 1.7.3). La probabilité de transfert d'électron entre les deux ions est $t_0 \cdot \cos(\frac{\theta}{2})$ [Haghir-Gosnet et Renard, 2003].

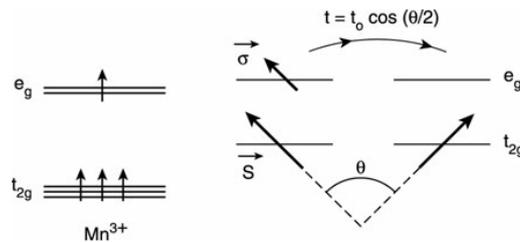


FIGURE 1.7.3. Mécanisme général de double échange proposé par Anderson et Hasegawa [Anderson et Hasegawa, 1955].

Conductivité électrique

Comme le montre la figure 1.7.4, les spins de l'électron (*up* et *down*) dans un métal ferromagnétique (exemple nickel) sont occupés dans une large bande de conduction (4,5 eV) divisée en bandes de porteurs minoritaires et majoritaires, compensée par une faible énergie d'échange et une faible polarisation en spin (11 %) [Tedrow et Meservey, 1973]. Dans le cas du LSMO, la bande de conduction de porteurs majoritaire (1,5 eV) est séparée de 1 eV de celle des porteurs minoritaires (bande supérieure) vide, ceci implique une forte polarisation des électrons (100 %) [Hwang *et al.*, 1996].

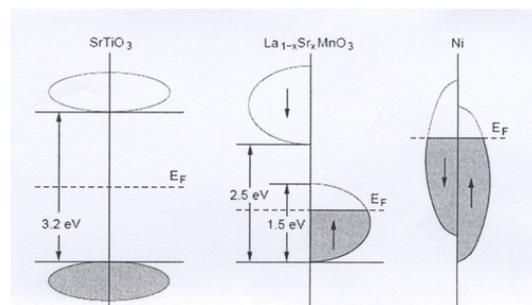


FIGURE 1.7.4. Structure de bande d'énergie de SrTiO₃ (à gauche), La_{1-x}Sr_xMnO₃ (au milieu) et Ni (à droite) pour la comparaison. Les bandes remplies sont représentées en grisés. E_F est l'énergie de Fermi. Les flèches indiquent les spins de l'électron. STO a une bande interdite (*band gap*) isolante. LSMO est un demi-métal ferromagnétique où un spin (ici *up*) montre un comportement métallique et l'autre (*down*) isolant. Ni est un métal avec simultanément des spin *up* et *down* occupés. Extrait de [Sierra, 2010].

Diagramme de phase et transition métal isolant

Selon la composition et la température de leur environnement, les manganites présentent un comportement magnétique, électrique et structural différent. Le diagramme de phase de La_{1-x}Sr_xMnO₃ est présenté à la figure 1.7.5.a. À basse température et au-dessous de $x = 0,15$, le composé est isolant et T_c diminue (150 K). Pour $x \simeq 0,3$, le composé est un métal ferromagnétique au-dessous de T_c (cette dernière est la plus élevée ($T_c \simeq 370$ K)) et le modèle de double échange est appliqué. La transition de l'état paramagnétique à l'état ferromagnétique s'accompagne d'une forte variation de la résistivité et une transition métal-isolant où un effet CMR apparaît [Urushibara *et al.*, 5 II].

La figure 1.7.5.b montre simultanément les évolutions de l'aimantation et de la résistance en fonction de la température de la couche mince de LSMO avec $x = 0,3$ déposée sur un substrat STO (110) [Perna, 2008]. À basse température ($T < T_c$), l'alignement spontané des spins de Mn permet de déplacer les électrons de l'orbital e_g et la résistivité ρ diminue dans la phase FM comme suit : $\rho(T) = \rho_0 + aT^\alpha$, où α est comprise entre 2 et 3 lorsque $T \ll T_c$ et ρ_0 est la résistivité résiduelle. À haute température, la résistivité suit la loi d'activation thermique suivante : $\rho(T) = \rho_\infty + \exp(E_0/k_B T)$ [Mercone *et al.*, 2005].

D'un autre côté, O'Donnell *et al.* [O'Donnell *et al.*, 1996] ont exprimé la résistivité en fonction de l'aimantation dans les manganites LCMO comme suit : $\rho(M) = \rho(M = 0) \cdot \exp(-C \cdot (\frac{M}{M_{\text{sat}}})^2)$, où M_{sat} est l'aimantation à saturation quand tous les spins sont alignés, M est l'aimantation locale et C est une constante indépendante de l'aimantation et de la température alors, la résistivité à faible champ peut être soit proportionnelle au carré du champ $\rho \propto H^2$ quand $T > T_c$ (à faible aimantation), soit linéaire à celui-ci $\rho \propto H$ quand $T < T_c$ (à aimantation intermédiaire).

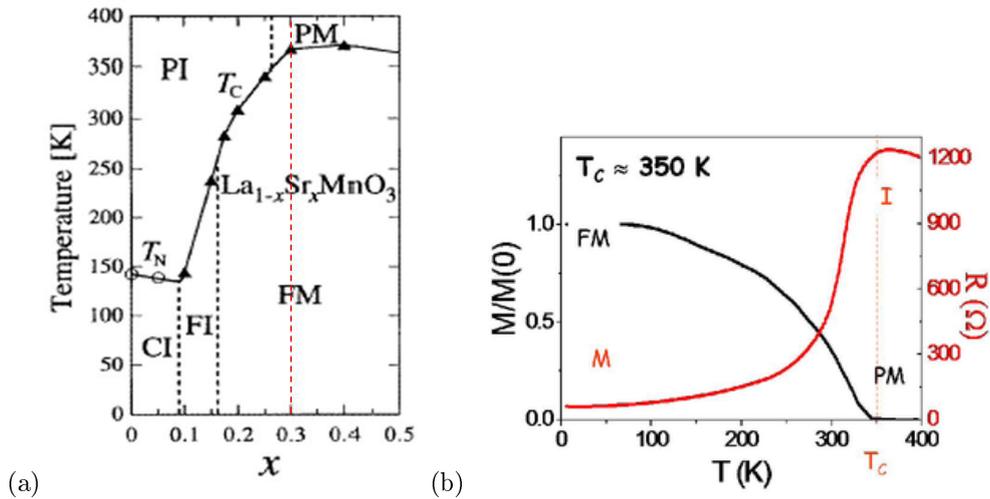


FIGURE 1.7.5. (a)- Diagramme de phase de $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ avec l'évolution de la température de transition en fonction de la concentration du dopage x . T_N : température de Néel, T_C : température de Curie. Les notations correspondent à CI : *Charge-Ordered Insulating*, FI : *Ferromagnetic Insulating*, PI : *Paramagnetic Insulating*, FM : *Ferromagnetic Metallic* et PM : *Paramagnetic Metallic* [Tokura *et al.*, 1996].

(b)- Évolution de l'aimantation et de la résistivité en fonction de la température dans une couche mince de LSMO ($x=0,3$) sur STO [Perna, 2008].

1.7.2. Propriétés magnétiques de LSMO

Anisotropie magnétique

Anisotropie magnétocristalline

Dans les manganites, la distorsion JT réduit la symétrie cubique des perovskites. Dans le cas du LSMO, l'anisotropie magnétique est biaxiale, elle peut être caractérisée par la constante d'anisotropie cubique K_1 dont l'énergie d'anisotropie magnétocristalline est exprimée à l'équation 1.2.7 [Ziese, 2005].

La constante d'anisotropie K_1 du LSMO dépend de plusieurs paramètres : la température [Ziese, 2005], la qualité cristalline, les déformations, les défauts [Suzuki *et al.*, 1997] et s'exprime [De Lacheisserie, 1999a] :

$$K_1 = \frac{\mu_0 \cdot M_s \cdot H_A}{2} \quad (1.7.1)$$

avec M_s l'aimantation à saturation et H_A le champ d'anisotropie (équation 1.2.8).

Le tableau 1.6 présente des valeurs de constante d'anisotropie dans le LSMO relevées à partir de la littérature.

Matériau	t (nm)	T (K)	$ K_1 $ (kJ/m ³)	Références
LSMO (100) massif		RT	1,8	[Suzuki <i>et al.</i> , 1998]
LSMO(100)	26 à 140	100	3,9 à 5,7	[Steenbeck et Hiergeist, 1999]
LSMO/STO(001)	180	300	0,35*	[Ziese, 2005]
LSMO/STO(001)		<200	5 à 14	[Pallecchi <i>et al.</i> , 2007]
LSMO/STO(001)	10	10	9	[Arnal <i>et al.</i> , 2007]
LSMO/STO(001) vicinal	15	300	0,135	[Perna <i>et al.</i> , 2010]
	70		0,329	

TABLE 1.6. Des valeurs de constante d'anisotropie dans un LSMO/STO vicinal et non vicinal. Le symbole * signifie que la valeur a été déduite d'une mesure présentée dans la référence.

Anisotropie magnéto-élastique

L'anisotropie magnéto-élastique ou l'anisotropie induite par les contraintes est due au couplage entre l'aimantation et les déformations du réseau. L'origine de ce couplage spin-réseau est le couplage spin-orbite. Ces interactions d'échange sous l'influence des contraintes structurales peuvent changer l'énergie magnétique et font apparaître un terme d'énergie magnéto-élastique (équation 1.2.4).

La couche de LSMO subit des contraintes sous forme de dilatation ou de compression en fonction du type de substrat par exemple. Dans le LSMO/STO le paramètre de maille du LSMO est plus petit que celui du STO et la dilatation dans LSMO est biaxiale dans le plan, alors que dans le LSMO/LAO le paramètre de maille du LSMO est plus grand que celui de LAO, la contrainte est une compression biaxiale dans le plan [Haghiri-Gosnet et Renard, 2003].

Dans la littérature, plusieurs groupes ont étudié l'anisotropie magnétique dans le plan de la couche LSMO/STO [Lecoeur *et al.*, 1997, Suzuki *et al.*, 1997, Steenbeck et Hiergeist, 1999, Berndt *et al.*, 2000, Wang *et al.*, 2003, Ziese, 2005]. Dans la couche LSMO / STO(001), l'anisotropie magnétique est biaxiale de direction [110] comme axe facile et [100] comme axe difficile à 300 K [Ziese, 2005] et à 80 K [Wang *et al.*, 2003]. L'origine de l'anisotropie magnétique dans les couches minces de LSMO (001) et (110) a été étudiée par Berndt et al. [Berndt *et al.*, 2000]. Ils ont montré que la contrainte dans la couche LSMO (110) donne lieu à un terme d'anisotropie élastique, et la couche LSMO (001) placée sous contrainte de dilatation biaxiale avec le STO donne un terme biaxial isotrope dans le plan. Ils ont conclu que l'origine de l'anisotropie dans la couche LSMO/STO(110) est magnéto-élastique alors que dans la couche LSMO/STO(001) est magnétocristalline.

Anisotropie dans le cas de LSMO déposé sur un substrat vicinal

L'origine de l'anisotropie uniaxiale dans les couches déposées sur un substrat vicinal peut résulter de l'anisotropie soit magnétocristalline, soit magnéto-élastique, soit magnétostatique [Mathews *et al.*, 2005] :

- L'anisotropie magnétocristalline peut être influencée par la rupture des liens et le manque d'atome en présence des marches, peut donc créer une anisotropie uniaxiale avec un axe facile [Wang *et al.*, 2003].
- L'anisotropie magnéto-élastique peut être influencée par les contraintes de relaxation de la couche au niveau des marches dans la direction perpendiculaire à celles-ci. Si la relaxation est dans la direction des marches, il en résulte une décroissance du paramètre de maille dans le plan du LSMO perpendiculairement à la marche et donc la création d'anisotropie uniaxiale.
- L'anisotropie magnétostatique a pour origine une rugosité de la surface dans une direction particulière qui correspond à celle des marches du substrat [Kubota *et al.*, 2007].

Anisotropie uniaxiale

Comme Zhao et al. [Zhao *et al.*, 2002] (figure 1.4.3, section 1.4), Wang et al. [Wang *et al.*, 2003] ont mesuré à 80 K les cycles d'aimantations d'une couche mince vicinale ($\theta_{\text{vic}} = 10^\circ$) de LSMO (12,6 nm) /STO (100) non gravé. Ils ont trouvé (figure 1.7.6) une anisotropie uniaxiale dans le plan avec un axe facile et un axe difficile respectivement parallèle et perpendiculaire aux marches. L'aimantation rémanente M_r varie en fonction de l'angle φ entre la direction de H et celle des marches suivant la relation suivante $M_r = M_s \cdot \cos \varphi$.

L'anisotropie uniaxiale a été observée également dans des couches minces de LSMO de faible vicinalité ($0,13^\circ$ et $0,24^\circ$) à température ambiante [Mathews *et al.*, 2005, Mathews, 2007, Taniuchi *et al.*, 2006].

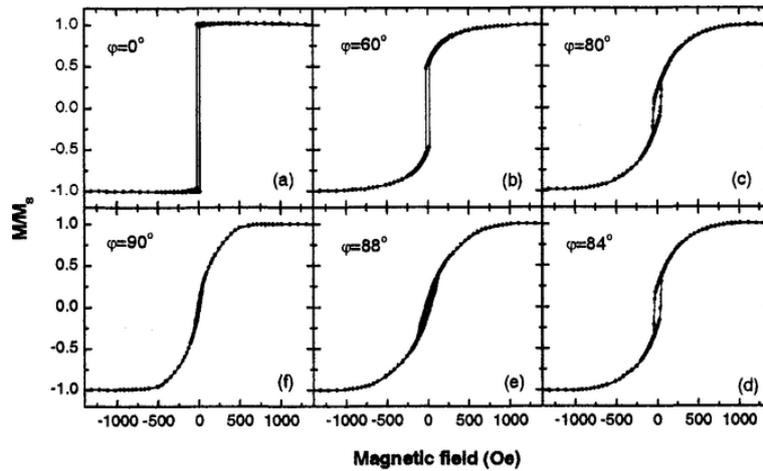


FIGURE 1.7.6. Cycles d'hystérésis d'une couche mince de LSMO sur un substrat vicinal à 80 K en fonction de différents angles φ entre le champ appliqué H et la direction des marches $[100]$: $\varphi = 0^\circ$ ($H \parallel$ marches), $\varphi = 60^\circ, 80^\circ, 84^\circ, 88^\circ$ et 90° ($H \perp$ marches) [Wang *et al.*, 2003].

Anisotropie de forme

Kubota *et al.* [Kubota *et al.*, 2007] ont étudié l'effet de l'anisotropie de forme dans le LSMO ($x = 0,4$) vicinal gravé sous forme de rectangle de longueur L . La figure 1.7.7 montre la direction des domaines magnétiques lorsque le champ est parallèle (figure 1.7.7.b et 1.7.7.c) ou perpendiculaire (figure 1.7.7.e et 1.7.7.f) aux marches. Les images montrent que les domaines suivent la direction des marches. Quand l'orientation du champ par rapport aux marches est identique, les domaines magnétiques dans un motif de dimension $5 \times 10 \mu\text{m}^2$ (figure 1.7.7.b, 1.7.7.e et figure 1.7.7.c, 1.7.7.f) sont différents car la structure magnétique n'est pas déterminée à partir de l'anisotropie uniaxiale mais plutôt par l'anisotropie de forme.

- Quand H est appliqué parallèlement aux marches, la couche est monodomaine (si $H \parallel L$, figure 1.7.7.b) ou multidomaine (si $H \perp L$, 1.7.7.c).
- Quand H est appliqué perpendiculairement aux marches, la couche est multidomaine (si $H \parallel L$ et $H \perp L$) et le nombre de parois est différent suivant l'orientation de H (figure 1.7.7.e, 1.7.7.f).

Dans le cas d'un motif carré où l'anisotropie de forme est négligeable, ils ont observé une structure multidomaine dans les deux configurations de champ par rapport aux marches. L'anisotropie de forme est donc importante pour obtenir une structure monodomaine.

Afin d'augmenter l'anisotropie de forme, ils ont réalisé un motif avec un rapport d'aspect $r = \frac{1}{4}$ plus important que précédemment où $r = \frac{1}{2}$ (figure 1.7.7). Ils ont trouvé que la couche est multidomaine au lieu d'être monodomaine (figure 1.7.7.b). L'anisotropie uniaxiale joue donc un rôle plus important que l'anisotropie de forme dans ce motif.

En résumé, dans une couche vicinale gravée, l'anisotropie uniaxiale est en concurrence avec l'anisotropie de forme. Les domaines magnétiques sont orientés parallèlement aux marches. La structure des domaines est monodomaine si la contribution des deux anisotropies est équivalente et multidomaine s'ils sont en compétition.

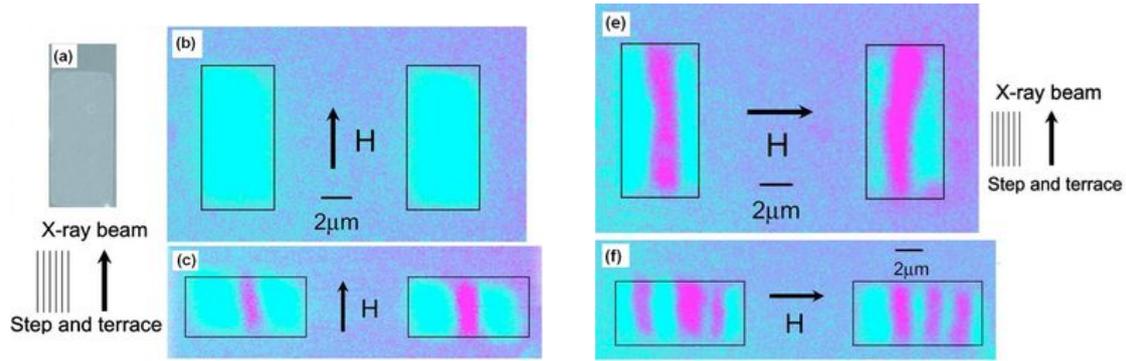


FIGURE 1.7.7. (a) Image par microscopie électronique à balayage de la couche mince gravée dans un rectangle $5 \times 10 \mu\text{m}^2$. (b,c,e,f) Images par microscopie à émission de photoélectrons avec des rayons X (XPEEM "X-ray PhotoElectron Emission Microscopy") de la couche LSMO gravée. (b,c) Le champ magnétique H est parallèle aux marches. (b,f) H est parallèle à la longueur du rectangle. (c,e) H est perpendiculaire à sa longueur. (e,f) H est perpendiculaire aux marches. D'après [Kubota *et al.*, 2007].

Propriétés magnéto-optiques du LSMO

Les effets magnéto-optiques MO dépendent de la longueur d'onde et fournissent des informations sur la structure électronique, à savoir les transitions de transfert de charge [Yamaguchi *et al.*, 1998, Koubaa *et al.*, 2004, Mistrik *et al.*, 2006].

Les propriétés MO de la couche mince de LSMO ($x = 0,33$) ont été étudiées par Koubaa *et al.* [Koubaa *et al.*, 2004] en fonction de l'épaisseur. La figure 1.7.8 montre que la rotation Kerr θ_k est plus petite lorsque l'épaisseur de la couche diminue. Dans une gamme d'énergie dans l'intervalle [1,2 eV ; 4,5 eV], le spectre est caractérisé par deux transitions optiques centrées autour de : (1) une valeur à 2 eV où le signal Kerr est faible et ne dépend pas de l'épaisseur dont l'origine ne peut pas être le transfert de charge; (2) une autre valeur à 3,4 eV, où le signal dépend de l'épaisseur et présente une plus forte valeur à 60 nm. Dans cette transition (2), la position du pic se déplace vers les basses énergies en augmentant l'épaisseur jusqu'à 60 nm. La plus forte rotation Kerr a été obtenue pour l'épaisseur 40 nm. L'origine de ces deux transitions semble différente. La transition (1) est attribuée à la transition inter-bandes $t_{2g} \rightarrow e_g$ de spins majoritaires puisque le spectre ne dépend pas de l'épaisseur, alors que la transition (2) est liée au transfert de charge $O(2p) \rightarrow t_{2g}$ entre les bandes de spins minoritaires. [Yamaguchi *et al.*, 1998, Koubaa *et al.*, 2004].

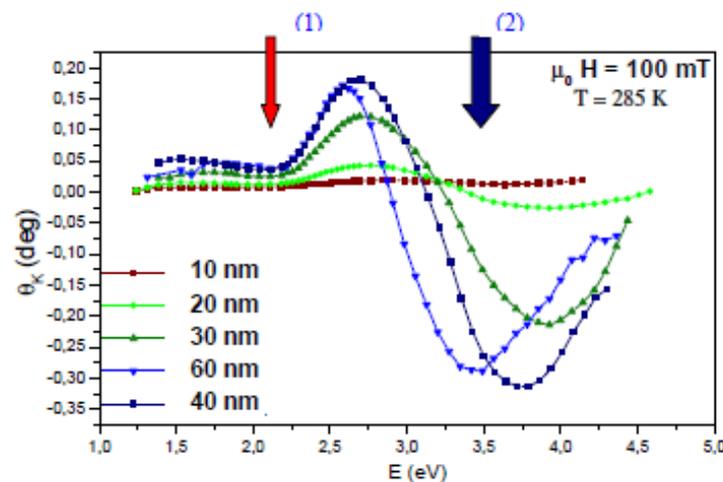


FIGURE 1.7.8. Spectres magnéto-optiques en fonction de l'épaisseur de la couche LSMO à 285 K sous 100 mT en configuration longitudinale. (1) et (2) représentent la position du pic de transition. D'après Koubaa *et al.* [Koubaa, 2005].

Domaines magnétiques dans les LSMO

Peu d'études ont été effectuées sur les domaines magnétiques dans les manganites. Gupta et al. [Gupta *et al.*, 1996] ont imagé les domaines magnétiques dans un LSMO ($x = 0,33$) polycristallin d'épaisseur 100 nm à température ambiante. Les domaines sont définis par les grains et orientés suivant la direction du champ magnétique appliqué. Dans certains grains, des parois se propagent ou reste entravées par les défauts surfaciques. Soh et al. [Soh *et al.*, 2003] ont étudié les domaines magnétiques dans un LSMO ($x = 0,23$) déposé sur un substrat STO(001) bicristallin. Ils ont montré que les parois de domaines nucléent dans le joint de grain ainsi qu'en dehors du joint dans la direction [100] et que la taille des domaines est de l'ordre de 10 μm .

Konoto et al. [Konoto *et al.*, 2004] ont montré que les domaines magnétiques dans un LSMO ($x = 0,3$) monocristallin massif sont orientés dans la direction [110], [111] et qu'il existe des parois de domaines sans domaines de fermeture. L'anisotropie magnétique donne un axe facile dans la direction [111] et une aimantation en dehors du plan. Pour réduire la densité de charge en surface, l'aimantation se réoriente dans la direction [110].

Ziese et al. [Ziese, 2006] ont visualisé les domaines magnétiques par simulation micromagnétique sur une couche de LSMO ($x = 0,3$) d'épaisseurs (1,5 nm, 15 nm et 150 nm) et de taille $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. Ils ont montré que la taille des domaines est influencée par l'épaisseur de la couche, leur taille est estimée entre 400 nm et quelques μm . Les domaines sont plus petits quand l'épaisseur diminue.

Les domaines magnétiques dans la couche LSMO ($x = 0,4$ et $0,2$) sur STO (001) vicinal $0,2^\circ$ sont alignés avec la direction des marches [100]. La forme des domaines magnétiques est sinueuse à cause d'une concurrence entre l'anisotropie magnétocristalline biaxiale (axes faciles \parallel [110]) et l'anisotropie uniaxiale des marches (axe facile \parallel marches [100]) [Taniuchi *et al.*, 2006].

Retournement de l'aimantation dans LSMO

Retournement dans une couche de LSMO déposée sur substrat non vicinal

Le processus de retournement de l'aimantation dans une couche épitaxiale LSMO sur STO(001) est régi par la nucléation et propagation de domaines magnétiques [Gupta *et al.*, 1996, Saïb *et al.*, 2008]. Dans des couches épitaxiales d'épaisseur 50 nm non gravées, Lecoeur et al. [Lecoeur *et al.*, 1997] ont montré l'existence des parois de domaines à l'état rémanent ($H = 0$ T) lorsque le champ est appliqué parallèlement à la direction [100]. Quand le champ est appliqué dans le plan et parallèlement à la direction [110], les domaines magnétiques sont inclinés de 45° par rapport à l'axe [110]. Dans le cas d'un matériau polycristallin, l'aimantation tourne uniformément dans les petits grains et la paroi se propage dans les grands grains. Dans une surface fissurée suivant la direction [110] (axe facile aimantation), le retournement de l'aimantation se produit par nucléation et propagation de parois dans une surface rectangulaire limitée par les fissures [Lecoeur *et al.*, 1997].

Effet de l'épaisseur sur le cycle d'hystérésis La géométrie influe le cycle d'aimantation dans une couche mince de LSMO(001)/STO(001) gravée. Le cycle d'aimantation d'un motif rectangulaire est plus large pour les plus grands rapports longueur sur largeur par exemple [Saïb *et al.*, 2008].

La figure 1.7.9 montre l'évolution du champ coercitif H_c en fonction de l'épaisseur dans la couche LSMO ($x = 0,4$) sur un substrat STO(001) et MgO(001). Plus la couche est épaisse, plus la valeur du champ coercitif est petite. Une explication possible est l'augmentation de piégeage des domaines liée à l'augmentation des défauts de la couche dans les faibles épaisseurs. La variation de H_c semble linéaire en fonction de l'inverse de l'épaisseur t , et s'exprime par [Sterein *et al.*, 2002] :

$$H_c(t) = H_{c_{\text{massif}}} + \frac{A}{t} \quad (1.7.2)$$

avec $H_{c_{\text{massif}}}$ la valeur du champ coercitif du LSMO massif par extrapolation et A une constante qui dépend du substrat et des conditions de dépôt.

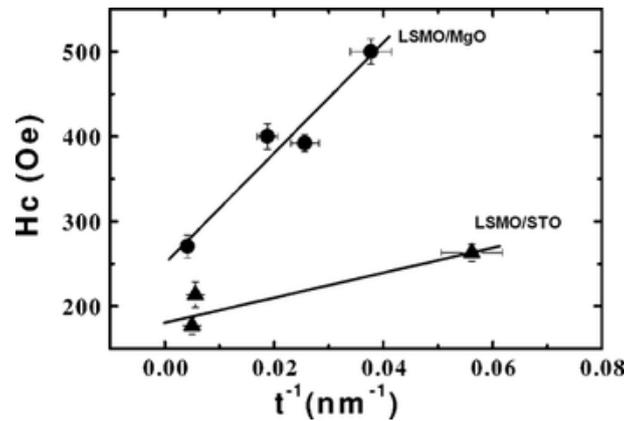


FIGURE 1.7.9. Valeurs de champ coercitifs en fonction de l'épaisseur t de la couche $\text{La}_{0,6}\text{Sr}_{0,7}\text{MnO}_3/\text{STO}$ comparée avec $\text{La}_{0,6}\text{Sr}_{0,7}\text{MnO}_3/\text{MgO}$ à 50 K. La droite représente l'équation 1.7.2 [Sterein *et al.*, 2002].

Retournement dans une couche de LSMO déposée sur substrat vicinal

Le retournement de l'aimantation dans la couche mince de LSMO/STO vicinale est régie par deux mécanismes. Le premier est la rotation cohérente de l'aimantation de l'axe facile vers l'axe difficile avec le modèle SW donnant un cycle d'hystérésis réversible (H_{ret} , figure 1.3.7). Le deuxième mécanisme suit la loi de Kondorsky [Kondorsky, 1940] $\frac{1}{\cos\theta}$ présenté dans la section 1.3.1. Il indique un retournement par nucléation et propagation de domaine à 180° le long de l'axe facile [Wang *et al.*, 2003]. Il est possible que ces deux mécanismes apparaissent simultanément si l'anisotropie de forme domine [Mathews et Boschker, 2010].

Une étude précédente dans le laboratoire GREYC sur le retournement de l'aimantation par microscopie MOKE à température ambiante dans deux couches de LSMO(15 nm)/STO (001) et LSMO(70 nm)/STO (001) vicinales ($\theta_{\text{vic}} = 10^\circ$) gravées dans le pont de largeur $50 \mu\text{m}$ a montré une nucléation et propagation de paroi domaine lorsque H est parallèle aux marches (figure 1.7.10.a) et un retournement cohérent de l'aimantation lorsque H est perpendiculaire aux marches (figure 1.7.10.b) [Saïb, 2007].

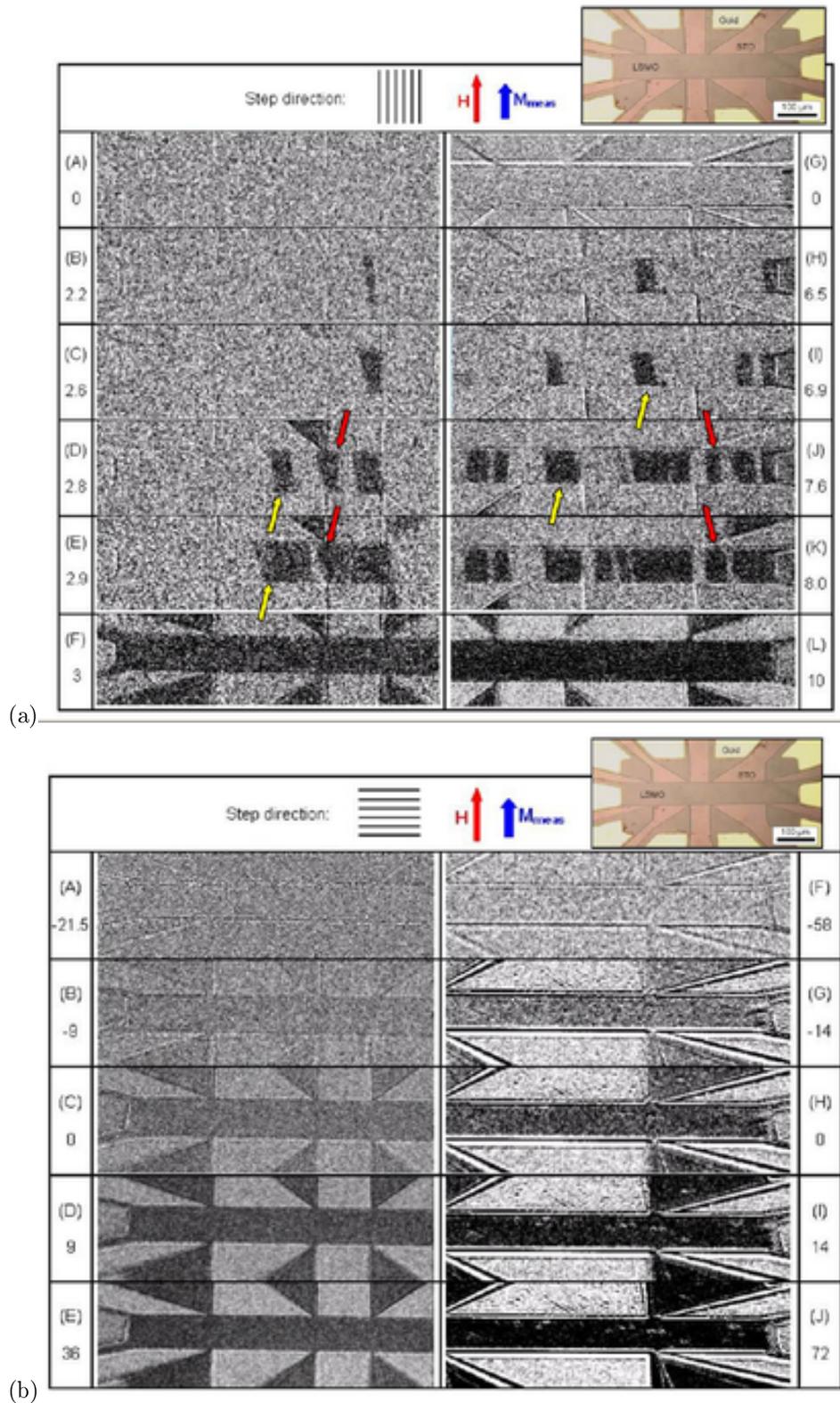


FIGURE 1.7.10. Images du processus de retournement de l'aimantation dans deux couches vicinale 10° gravée dans le pont de largeur $50 \mu\text{m}$: LSMO(16 nm)/STO(001) à gauche LSMO(70 nm)/STO(001) à droite. La zone noire présente une rotation de 180° d'un domaine magnétique. (a) H est appliqué parallèlement aux marches, les flèches indiquent les zones de piégeage de paroi. (b) H est perpendiculaire aux marches. Les différents niveaux de gris indiquent un retournement progressif des domaines. Pour chaque image, la valeur du champ magnétique est indiquée à côté de chaque image et exprimée en 10^{-4} T [Perna *et al.*, 2010].

1.8. Magnétorésistance dans les manganites

1.8.1. Magnétorésistance à fort champ magnétique

Définition de la magnétorésistance colossale La magnétorésistance décrite dans les années 90 comme une forte variation de la résistance dans les oxydes de manganèses en appliquant un champ magnétique est nommée magnétorésistance colossale (CMR : *Colossal magnetoresistance*) [Kusters *et al.*, 1989, von Helmolt *et al.*, 1993, Tokura *et al.*, 1996]. Cette dénomination a été dédiée aux oxydes de manganèse pour être différenciée de la GMR observée dans les multicouches [Tokura et Tomioka, 1999]. L'effet CMR apparaît indépendamment de l'orientation du champ magnétique, sa conductivité croît linéairement sans hystérésis en fonction du champ et la saturation arrive à fort champ magnétique (de l'ordre du Tesla) [Steinbeiß *et al.*, 2000, Golosovsky *et al.*, 2007]. La magnétorésistance colossale apparaît au niveau des transitions (métal-isolant, Ferromagnétique-Paramagnétique), qui peuvent pour certains composés atteindre la température ambiante. L'origine de la magnétorésistance dans les manganites pérovskites est le couplage spin-orbite décrit par l'effet Jahn-Teller associé à l'interaction double échange [Ramirez, 1997, Chou *et al.*, 2006].

Effet CMR La figure qui met en évidence l'effet CMR est celle représentant la résistance en fonction de la température à champ nul et sous champ magnétique comme le montre la figure 1.8.1.

Ju *et al.* (1994) [Ju *et al.*, 1994] ont mesuré $\rho(T)$ d'une couche mince de $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ d'épaisseur 400 nm déposée sur STO (100). La température de dépôt par ablation laser était faible : 600°C sous pression d'oxygène égale 0,4 mbar. Après un recuit de 10 h sous 950 °C dans une atmosphère N_2 , pour $x = 0,3$, la température de Curie augmente à environ 310 K. Le maximum de MR vaut 35 % à 330 K moins que ce qui est a été obtenu par Jin *et al.* (1994) avec le LCMO sur LaAlO_3 à 6 T $\text{MR} \simeq 99,7\%$ à 110 K [Jin *et al.*, 1995]. L'effet CMR et le maximum de résistivité sont obtenus pour des valeurs de température différentes (respectivement 330 K et 370 K). Steinbeiß *et al.* [Steinbeiß *et al.*, 2000] ont obtenu une magnétorésistance colossale au voisinage de T_c . Cette dernière varie en fonction de la composition de manganite. Dans la composition $x = 0,3$, la température de curie est plus faible dans les LCMO (270 K) que dans les LSMO (environ 370 K). Ils ont trouvé que les compositions avec une faible T_c , présentent une meilleure CMR à fort champ magnétique .

Dans un matériau LCMO massif de structure cubique, l'effet CMR est faible par rapport à celui de la structure tétragonale de couche mince, ce qui a été expliqué par le phénomène de DE [Koo *et al.*, 1997].

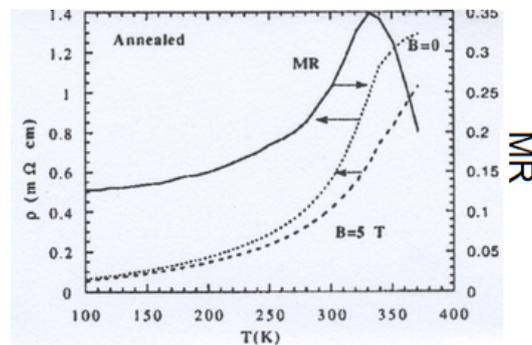


FIGURE 1.8.1. Magnétorésistance et résistivité en fonction de la température à champ nul et sous champ magnétique (5T) pour le composé $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ d'épaisseur 400 nm après recuit de 10 h à 950 °C sous N_2 . L'échelle de gauche représente la résistivité ρ et celle de droite la magnétorésistance $\text{MR} = \frac{\rho(0T) - \rho(5T)}{\rho(0T)}$ [Ju *et al.*, 1994].

Mesures de la magnétorésistance à fort champ magnétique Les recherches sur les oxydes ferromagnétiques se sont multipliées depuis l'observation d'une forte magnétorésistance ($\text{MR} \simeq 99\%$ à 11 T) dans le monocristal $\text{Nd}_{0,5}\text{Pb}_{0,5}\text{MnO}_3$ [Kusters *et al.*, 1989]. Helmolt *et al.* [von Helmolt *et al.*, 1993] ont mesuré la couche mince de $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ à température ambiante ($\text{MR} \simeq 60\%$ à 7 T). Les résultats de la CMR deviennent alors compétitifs par rapport à celles de la GMR dans les multicouches à température ambiante. La magnétorésistance colossale dépend de la température ; Chahara *et al.* [Chahara *et al.*, 1993] ont étudié l'origine de la dépendance en température de la magnétorésistance. Ils ont mesuré dans le plan $\text{MR} \simeq 53\%$ de la couche mince $\text{La}_{0,72}\text{Ca}_{0,25}\text{MnO}_3$ à 220 K et à 1 T (figure 1.8.2). Favre-Nicolin *et*

al. [Favre-Nicolin et Ranno, 2004] ont mesuré les pentes de MR à fort champ dans une couche mince de LSMO/STO en fonction de la température, et ont trouvé qu'entre 4 K et 300 K, la pente varie de 0,2 %/T à 6 %/T.

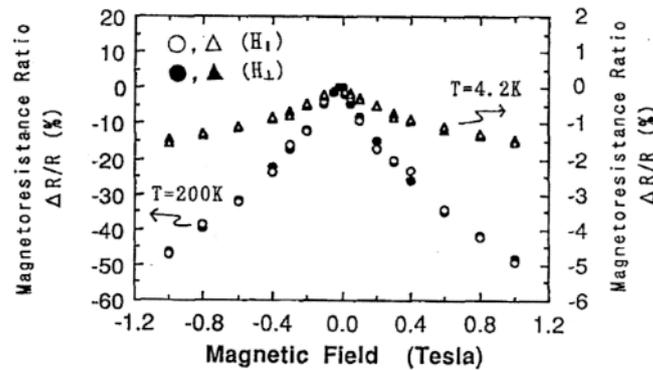


FIGURE 1.8.2. Magnétorésistance à fort champ à 4,2 K et à 200 K dans la couche de LCMO d'épaisseur 300 nm. Les symboles blancs et noirs représentent respectivement le champ parallèle et perpendiculaire à la surface [Chahara *et al.*, 1993].

Dans un matériau polycristallin, un désordre structural dans les joints de grains implique une augmentation de la magnétorésistance à fort champ. Cette effet a été observé par Bibes *et al.* [Bibes *et al.*, 2001] dans une couche mince de LSMO ($x = 0,3$) d'épaisseur 20 nm déposée sur un substrat STO gravé de fissures (*cracks*). La figure 1.8.3 montre que la MR dans le cas sans fissures a une faible valeur de MR à fort champ ($\sim 12\%$ à 7 T) comparant à celles avec fissures ($\sim 35\%$ à $\sim 50\%$). Après évaluation des pentes $\frac{\Delta MR}{\Delta H}$, on trouve que la sensibilité entre 3 T et 7 T de la couche avec 5 fissures (6,8 %/T) est plus grande que dans la couche avec une fissure (3 %/T) ou sans fissure (1,8 %/T). Cette augmentation de MR à fort champ est attribuée à un désordre magnétique à l'intérieur de la fissure.

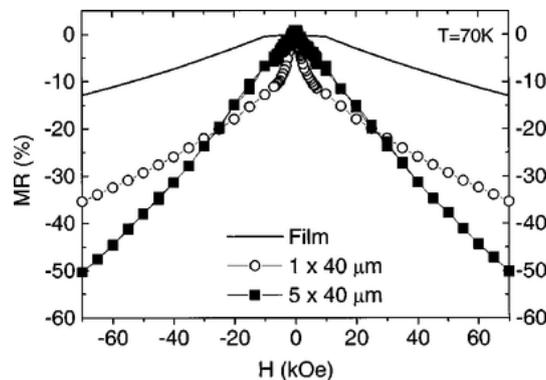


FIGURE 1.8.3. Magnétorésistance à fort champ (jusqu'à ± 7 T) de la couche de LSMO(20 nm)/STO avec 1 ou 5 fissures de 40 μm de largeur à 70 K. Le champ a été appliqué dans le plan de la couche [Bibes *et al.*, 2001].

Le tableau 1.8 récapitule des valeurs de MR à fort champ issues de la littérature.

Matériaux	t (nm)	Propriétés structurales	T (K)	MR planaire	$\Delta\mu_0 H$ (T)	S (%/T)	Réf.
$\text{Nd}_{0,5}\text{Pb}_{0,5}\text{MnO}_3$		monocristal		-99 % à 11 T			[Kusters <i>et al.</i> , 1989]
$\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3 /$ STO	150	couche épitaxiale	300	-60 % à 7 T			[von Helmolt <i>et al.</i> , 1993]
$\text{La}_{0,72}\text{Ca}_{0,25}\text{MnO}_3$	150		220	-52 % à 1T			[Chahara <i>et al.</i> , 1993]
$\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$	400		330	-35 %			[Ju <i>et al.</i> , 1994]
$\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$	massif	monocristal	280	-3 % à 4T	[1;5]	0,75	[Hwang <i>et al.</i> , 1996]
		polycristal à 1700°C		-6 % à 4T		1,5	
		polycristal à 1300°C		-10 % à 4T		2	
$\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3 /$ STO	110	couche épitaxiale	291	-50% à 22T			[Bobo <i>et al.</i> , 2000]
$\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3 /$ STO	60	couche épitaxiale	300			6	[Favre-Nicolin et Ranno, 2004]
$\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3 /$ STO	20	couche épitaxiale	70	-12 % à 7T	[3;7]	1,8*	[Bibes <i>et al.</i> , 2001]
		1 fissure		-35 % à 7T		3*	
		4 fissures		-50 % à 7T		6,8*	

TABLE 1.8. Récapitulatif des ordres de grandeurs de MR et des sensibilités S dans une gamme d'excitation magnétique $\Delta\mu_0 H$ à une température donnée T . Le symbole * signifie que la valeur a été extraite à partir d'un graphe.

1.8.2. Magnétorésistance à faible champ magnétique

Magnétorésistance dans des structures particulières

Dans les manganites, la magnétorésistance à faible champ magnétique (LFMR : *Low field magnetoresistance*), inférieur à 1 T, est principalement observée dans les joints de grains des matériaux polycristallins en couche minces ou en matériaux massifs [Hwang *et al.*, 1996], dans les bicristaux [Isaac *et al.*, 1998, Alejandro *et al.*, 2010], les jonctions tunnel [Viret *et al.*, 1997, Bowen *et al.*, 2003] ainsi que dans les couches présentant des fissures et les nanoconstrictions [Ruotolo *et al.*, 2006, Arnal *et al.*, 2007]. L'interaction entre les effets CMR et AMR contribuent à la magnétorésistance à faible champ (LFMR) [O'Donnell *et al.*, 1997b, Suzuki et Hwang, 1999, Siwach *et al.*, 2008].

Dans la littérature, aucune mesure de MR dans le LSMO vicinal n'a été effectuée, d'où l'intérêt de ce travail de thèse.

Matériaux polycristallins Dans un matériau massif, Hwang *et al.* (1996) ont proposé un modèle pour expliquer la magnétorésistance sous faible champ à haute et basse température dans un LSMO massif polycristallin. La comparaison entre deux structures a montré que la variation de la magnétorésistance à faible champ dans le matériau massif monocristallin est plus petite que dans le matériau polycristallin (voir figure 1.8.4). La raison est liée à plusieurs facteurs : l'effet tunnel polarisé en spin [Hwang *et al.*, 1996], la diffusion dépendante de spin entre les grains [Li *et al.*, 1997] et la présence de domaines magnétiques dans les grains [Wang *et al.*, 1998]. Nous avons estimé les pentes de MR des deux structures à fort champ (entre 1 T et 5 T) à 280 K ; elle vaut dans le cas du LSMO massif polycristallin 2 %/T, c'est plus grand que celle du massif monocristallin (0,75 %/T). L'échelle de la figure 1.8.4 ne nous permet pas de calculer les valeurs à faible champ. Cela dit, une forte sensibilité magnétique est observée à faible champ (<1 T) dans le matériau polycristallin.

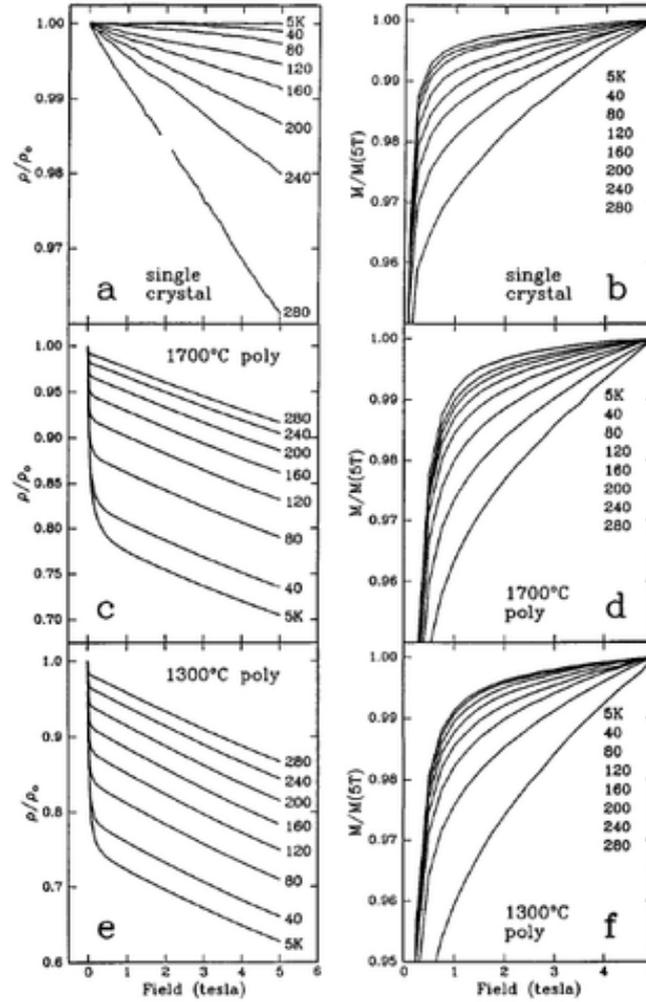


FIGURE 1.8.4. Résistivité normalisée (graphes à droite) et aimantation normalisée à 5 T (graphes à gauche) du LSMO massif (a,b) monocristallin et (c,d,e,f) polycristallin en fonction de la température [Hwang *et al.*, 1996].

Dans une couche mince de LSMO polycristalline, Li *et al.* [Li *et al.*, 1997] ont mesuré la MR sous faible champ à 4,2 K. Deux maxima de MR sont observés au champ coercitif H_c . Ils ont trouvé que $\frac{\Delta\rho}{\rho(H_c)}$ est plus petite ($<0,3\%$ à 150 mT) dans la couche épitaxiale que dans la couche polycristalline ($\approx 15\%$ à 150 mT).

Dans la couche LCMO, Hundley *et al.* [Hundley *et al.*, 1995] ont mesuré la MR à faible champ au voisinage de T_c . Ils ont montré qu'à faible champ, la MR est liée au cycle d'aimantation par la relation suivante : $\rho(H, T) \propto \exp(-\frac{M(H, T)}{M_0})$. L'origine de la MR à basse température est l'effet tunnel polarisé en spin dans les grains. C'est pour cela que le LFMR est plus importante à basse température qu'au voisinage de T_c [Li *et al.*, 2003].

Bicristaux La MR a été mesurée par Gunnarsson *et al.* [Gunnarsson *et al.*, 2004] dans un bicristal LSMO(120 nm)/STO en fonction de l'orientation du champ par rapport à un joint de grain (GB : *Grain Boundary*) (figure 1.8.5). La figure 1.8.5.a montre un schéma de l'orientation de GB dans le micropont de LSMO de largeur 5 μm et de longueur 150 μm . La direction du courant I est perpendiculaire à celle de GB.

- Quand $H \perp \text{GB}$ ($H \parallel I$), la MR à 100 K (figure 1.8.5.b) est lisse et présente deux maxima attribués au retournement cohérent de l'aimantation [Gunnarsson et Hanson, 2006].
- Quand $H \parallel \text{GB}$ ($H \perp I$), l'allure de MR (figure 1.8.5.c) est différente de la précédente et varie en fonction de la température. La forme de MR avec un maximum et des plateaux à 225 K indiquent une nucléation/propagation de paroi et le petit creux s'explique par un faible effet AMR, alors que

la mesure à 300 K montre uniquement un creux dans MR s'expliquant par une forte AMR par rapport à l'effet de parois.

Dans une couche bicristale de LCMO/STO, le retournement de l'aimantation semble différent [Mathur *et al.*, 1997]. Quand $H \perp GB$ à 77 K, la MR est lisse et présente aussi deux maxima à faible champ. Ce cycle irréversible a été expliqué par une nucléation et propagation de paroi dont l'origine est le transport polarisé en spin dans le joint de grain. Quand la température atteint 247 K, l'effet LFMR disparaît, la MR est réversible et la résistance dans le joint de grain augmente.

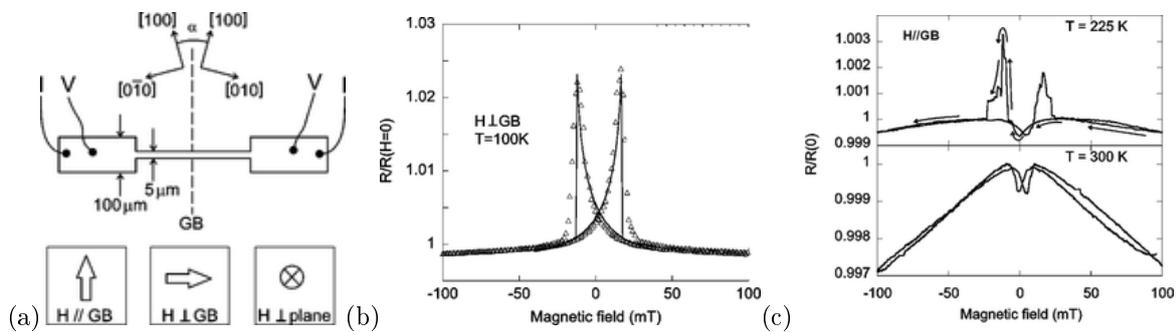


FIGURE 1.8.5. (a) Schéma de micropont LSMO bicristal indiquant l'orientation du joint de grain avec une ligne en pointillés. (b) Représente le rapport $\frac{R(H)}{R(H=0)}$ lorsque $H \perp GB$ ($H \parallel I$) à 100 K. (c) Représente le rapport lorsque le champ H est parallèle au joint de grain $H \parallel GB$ ($H \perp I$) à 225 K et 300 K d'après [Gunnarsson *et al.*, 2004].

Jonctions tunnel De fortes magnétorésistances tunnels TMR ont été attendues dans les électrodes en demi-métaux ferromagnétiques telles que les manganites car leur polarisation en spin est grande. Lu *et al.* [Lu *et al.*, 1996], ainsi que Viret *et al.* [Viret *et al.*, 1997] puis Bowen *et al.*, 2003] ont mesuré une forte augmentation de la MR dans la jonction LSMO/STO/LSMO à basse température. Ensuite, Sun *et al.* [Sun *et al.*, 1998] ont mesuré $MR = 870\%$ à faible champ (10 mT) et à basse température (14 K). Aussi, les mesures de MR dans les structures multicouches (20 couches) de LSMO(2,9 nm)/STO(3,5 nm) ont montré une augmentation de MR à faible champ à basse température 20 K [Dörr *et al.*, 2001]. Bowen *et al.* [Bowen *et al.*, 2003] ont trouvé à 250 K une valeur intéressante de $TMR=30\%$ à faible champ magnétique (inférieur à 12 mT) dans une tricouche épitaxiale LSMO(35 nm)/STO(2,8 nm)/LSMO(10 nm) comme le montre la figure 1.8.6, sachant qu'à basse température 4,2 K la TMR mesurée est très élevée et qu'elle vaut 1850 % à faible champ (inférieur à 50 mT). Cette grande valeur de TMR a été expliquée par la forte polarisation de spin du LSMO au niveau de l'interface LSMO/STO qui dépend de la température. Werner *et al.* [Werner *et al.*, 2011] ont mesuré une magnétorésistance tunnel $TMR = 1900\%$ à 4 K dans une jonction LSMO/STO/LSMO d'une multicouche LSMO(F)/STO/LSMO(F)/LSMO(AF)/STO. Ils montrent que la magnétorésistance tunnel diminue fortement en augmentant la température jusqu'à 300 K car les effets d'anisotropie d'échange disparaissent.

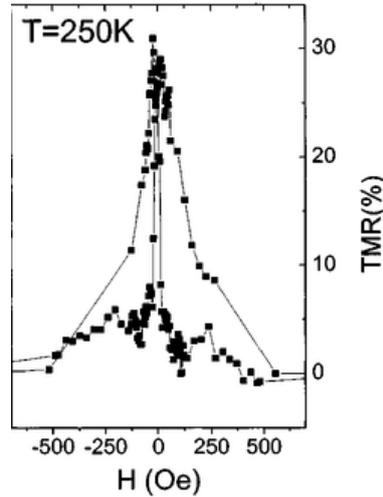


FIGURE 1.8.6. Magnétorésistance tunnel dans une jonction LSMO(35 nm)/STO(2,8 nm)/LSMO(10 nm) à 250 K, d'après [Bowen *et al.*, 2003].

Jonction *step edge* Une étude de la magnétorésistance à faible champ dans une jonction *step edge* (SE) a été réalisée par Bosak *et al.* [Bosak *et al.*, 2003] sur la couche LSMO ($x = 0,3$) d'épaisseur 70 nm déposé chimiquement en phase vapeur (CVD : *Chemical Vapor Deposition*) sur un substrat STO contenant une jonction SE semblable à la jonction dans un bicristal. Lorsque le champ est appliqué parallèlement aux marches, la figure 1.8.7.a montre que la magnétorésistance affiche deux maxima à faible champ (± 50 mT) attribuée aux domaines magnétiques, et dépend de la température. Nous avons estimé la sensibilité magnétique à 299 K entre 50 mT et 200 mT : elle vaut 3 %/T. La figure 1.8.7.b montre que la magnétorésistance à 40 K ne dépend pas de l'orientation du champ parallèlement ou perpendiculairement aux marches SE.

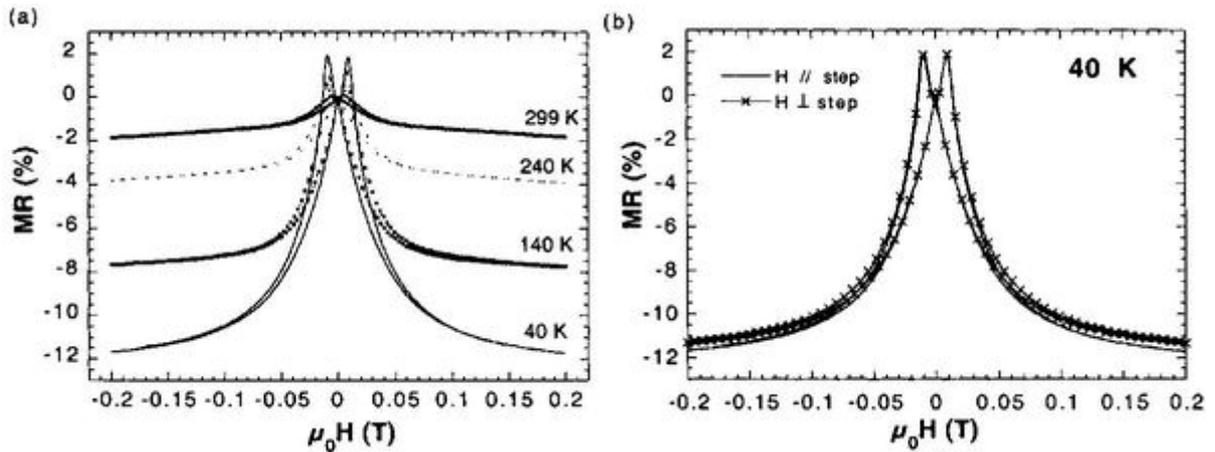


FIGURE 1.8.7. (a)- Magnétorésistance d'une couche de LSMO d'épaisseur 70 nm déposé sur un substrat STO en présence de marches, et en fonction de la température. Le champ magnétique est parallèle aux marches. La magnétorésistance est définie ici comme suit : $MR = -\frac{R(H) - R(H=0)}{R(H=0)}$. (b)- Magnétorésistance à 40 K est mesuré lorsque H est parallèle ou perpendiculaire aux marches SE. Extrait de [Bosak *et al.*, 2003].

Le tableau 1.10 résume les valeurs de MR à faible champ issues de la littérature.

Matériaux	Propriétés structurales	t (nm)	T (K)	Orientation de H	MR planaire	$\Delta\mu_0 H$ (mT)	$ S $ (%/T)	Réf.
La _{0,67} Sr _{0,33} MnO ₃ / /STO	poly-cristalline	100	4,2	$I \parallel H$	5%* à -11mT	[-11 ;0]	0,5*	[Li <i>et al.</i> , 1997]
				$I \perp H$	8%* à -11mT	[-11 ;0]	0,7*	
	couche épitaxiale			$I \parallel H$	-0,02* à -11mT	[-11 ;0]	0,002*	
				$I \perp H$	10 ⁻⁴ %* à 5mT	[-5 ; 0]	~ 0*	
La _{0,7} Sr _{0,3} MnO ₃ / /STO	couche épitaxiale		RT	$I \parallel H$	-0,2% à 50mT	[10 ;50]	2,85*	[Choi <i>et al.</i> , 2001]
					-0,1% à 10mT	[0 ;10]	10*	
La _{2/3} Sr _{1/3} MnO ₃ / /STO	poly-cristalline	massif	5		-14% * à 62,5mT	[62 ; 125]	144*	[Li <i>et al.</i> , 2003]
			320		-13%* à 80mT	[0 ;80]	16*	
La _{0,7} Sr _{0,3} MnO ₃ / /STO	couche bicristale	120	100	$I \parallel H$	+2,5%* à 15mT			[Gunnarsson <i>et al.</i> , 2004]
			100	$I \perp H$	+2%* à 15mT			
			300	$I \perp H$	-0,2%* à 4 mT	[4 ; 12]	23*	
La _{0,7} Sr _{0,3} MnO ₃ / STO/LSMO	Jonction tunnel	25/3/33	4,2		+450% à 10mT			[Viret <i>et al.</i> , 1997]
La _{0,67} Sr _{0,33} MnO ₃ / STO/LSMO		50/3-6/50	4,2		+83% à 1mT			[Lu <i>et al.</i> , 1996]
			14		870%* à 10mT			[Sun <i>et al.</i> , 1998]
La _{2/3} Sr _{1/3} MnO ₃ / /STO/LSMO		35/ 2,8/ 10	4,2		+1850% à 50mT		7 · 10 ⁶	[Bowen <i>et al.</i> , 2003]
			270		+12%			
La _{0,65} Sr _{0,35} MnO ₃ / /STO/LSMO/STO	Jonction tunnel+Multi-couches		4	145°	1900% à 24mT			[Werner <i>et al.</i> , 2011]
La _{0,7} Sr _{0,3} MnO ₃ / /STO	12 Multi-couches	76/ 147	100		-1,6% à 500mT	[250 ; 500]	2	[Wang <i>et al.</i> , 2006]
La _{0,7} Sr _{0,3} MnO ₃ / /STO	Step edge	70	299			[50 ; 200]	3,3*	[Bosak <i>et al.</i> , 2003]

TABLE 1.10. Résumé des ordres de grandeurs de LFMR et des sensibilités S dans une gamme d'excitation magnétique $\Delta\mu_0 H$ à une température donnée T . Le symbole * signifie que la valeur a été extraite à partir d'un graphe

Magnétorésistance anisotrope

L'origine de l'AMR dans les ferromagnétiques est le couplage spin-orbite [McGuire et Potter, 1975]. Dans la majorité des métaux ferromagnétiques (nickel, cobalt, permalloy...), $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$ (AMR > 0) et l'AMR diminue en s'approchant de T_c [McGuire et Potter, 1975]. En revanche, dans les manganites, l'AMR augmente au voisinage de T_c et $\rho_{\perp} > \rho_{\parallel}$ (AMR < 0) [O'Donnell *et al.*, 1997b, O'Donnell *et al.*, 1997a, Ziese et Sena, 1998, Suzuki et Hwang, 1999, Favre-Nicolin et Ranno, 2004, Infante *et al.*, 2006]. En effet, quelle que soit la gamme de température, O'Donnell *et al.* [O'Donnell *et al.*, 1997b] ont montré que la résistance est maximale quand la direction de l'aimantation est perpendiculaire au courant et que celle-ci est plus petite quand la direction de l'aimantation et le courant sont parallèles. Aussi, Ziese *et al.* [Ziese et Sena, 1998] ont montré que la valeur maximale de MR est associée au champ coercitif. À cette valeur, quand $H \parallel I$, MR est maximale lorsque la direction du courant est perpendiculaire à celle de l'aimantation. Inversement, quand $H \perp I$, MR est minimale lorsque la direction du courant est parallèle à celle de l'aimantation.

Dans un LSMO massif polycristallin (céramique), Xu *et al.* [Xu *et al.*, 1999] ont mesuré une forte anisotropie entre 0 et 70 mT. L'origine de la magnétorésistance à faible champ dans une céramique est attribuée au transport intergranulaire des électrons polarisé en spin. La figure 1.8.8 montre une meilleure sensibilité lorsque $H \parallel I$ à 298 K. La différence avec la couche mince polycristalline est l'absence d'hystérésis ainsi que la variation de MR au voisinage de champ coercitif.

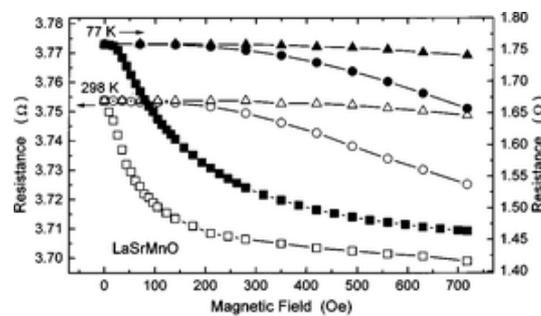


FIGURE 1.8.8. Magnétorésistance à faible champ à 298 K et 77 K dans un LSMO massif polycristallin d'épaisseur 0,14 mm coupé en ligne rectangulaire $8 \times 0,8 \text{ mm}^2$. Les symboles carré, rond et triangle représentent respectivement R_{\parallel} ($H \parallel I$ dans le plan), R_T ($H \perp I$ dans le plan) et R_{\perp} (H est hors plan). LFMR montre une forte anisotropie. R_{\parallel} décroît fortement quand $H > 20$ Oe alors que R_T décroît légèrement en augmentant le champ magnétique et aucune variation de R_{\perp} jusqu'à 150 Oe n'est observée [Xu *et al.*, 1999].

L'étude de Pallecchi *et al.* [Pallecchi *et al.*, 2007] a montré que l'AMR dépend de l'anisotropie magnétique. Une forte AMR est obtenue, si l'anisotropie magnétocristalline domine celle de Zeeman et de forme, et si l'axe facile est aligné avec la longueur du canal ou si l'effet Zeeman domine toutes les autres anisotropies. Alors qu'une faible AMR est obtenue, si l'anisotropie magnétocristalline domine et que l'axe facile est incliné de 45° par rapport à la longueur du canal ou si l'anisotropie de forme est dominante. La magnétorésistance anisotrope a été observée dans les couches minces épitaxiales de LSMO/STO(001) [Choi *et al.*, 2001, Yau *et al.*, 2007]. Suzuki *et al.* [Suzuki et Hwang, 1999] ont montré que l'anisotropie uniaxiale créée par le désaccord de maille entre LSMO ($x = 0,3$) et STO(110) influence la magnétorésistance et le cycle d'hystérésis. À faible champ, la magnétorésistance irréversible est attribuée à l'effet AMR et à la propagation de paroi de domaine.

O'Donnell *et al.* [O'Donnell *et al.*, 1997b, O'Donnell *et al.*, 1997a], ont étudié à 140 K la magnétorésistance planaire de la couche LCMO/STO gravée. Cet échantillon présente une anisotropie magnétocristalline dans la direction [100]. Quand le courant I circule dans la direction [100] soit parallèlement (figure 1.8.9.a) ou perpendiculairement (figure 1.8.9.b) au champ, alors la magnétorésistance irréversible à faible champ (entre ± 10 mT) est attribuée au retournement de l'aimantation. La différence entre les deux magnétorésistances a été expliquée par l'influence de l'effet AMR-CMR combinés quand $H \parallel I$ (figure 1.8.9.a) ou compensés quand $H \perp I$ (figure 1.8.9.b).

Il ont trouvé une interprétation de l'allure de MR (figure 1.8.9.a) dans le LCMO en proposant une configuration de l'aimantation [O'Donnell *et al.*, 1997b]. Lorsque $H \parallel I$, la direction de l'aimantation à fort champ est alignée avec celle du courant, et la résistance varie linéairement (effet CMR). Ensuite, la nucléation de domaines antiparallèlement et transversalement au champ écarte la résistance de sa linéarité

vers une autre pente MR (effet AMR) jusqu'à une valeur maximale. Au delà de cette valeur, la direction de l'aimantation s'aligne avec celle du courant et la résistance relative chute brusquement.

L'anisotropie entre $MR_{H\parallel I}$ et $MR_{H\perp I}$ est repérée par un écart dans la pente de MR par rapport à la linéarité à fort champ soit par une déviation superlinéaire (au dessus de la linéarité, figure 1.8.9.a) ou souslinéaire (en dessous de la linéarité, figure 1.8.9.b). La raison est liée à la nucléation des domaines et aux effets AMR.

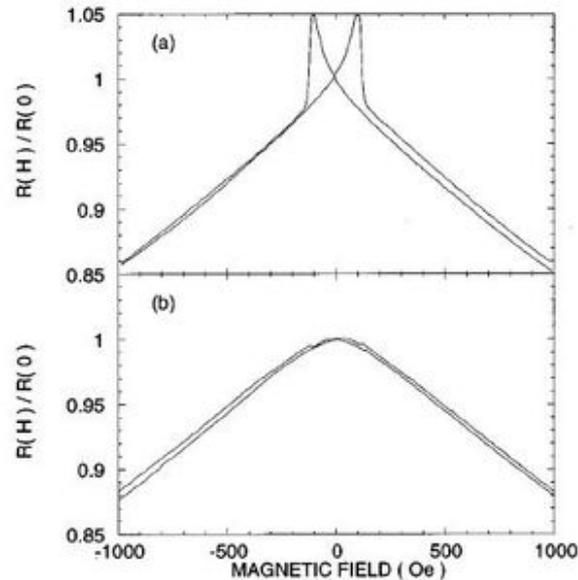


FIGURE 1.8.9. Magnétorésistance à faible champ mesurée à 140 K dans une ligne de largeur 100 μm gravée dans la couche LCMO déposée sur STO lorsque le champ est appliqué dans le plan (a) parallèlement et (b) perpendiculairement à la direction du courant. [O'Donnell *et al.*, 1997a]

Magnétorésistance de paroi de domaine

La magnétorésistance dans les matériaux polycristallins et les structures discontinues présente une forte variation de la résistance à faible champ. En revanche, l'utilisation de ces structures dans les dispositifs tels que les capteurs magnétiques présente un faible rapport signal sur bruit [Venkatesan *et al.*, 1998]. Pour augmenter la MR, Mathur et al. [Mathur *et al.*, 1999] ont étudié une géométrie dans laquelle le nombre de parois a été contrôlé dans une couche mince épitaxiale de LCMO/STO(001). La résistance varie brusquement lors de l'apparition de paroi et présente un maximum à H_c . Le rapport signal sur bruit autour de H_c n'a cependant pas été mesuré. Wu et al. [Wu *et al.*, 1999] ont étudié la magnétorésistance lorsque le champ magnétique est appliqué parallèlement et perpendiculairement au plan d'une couche mince de LSMO/LAO sous contrainte compressive. Avec ce type de contrainte, une compétition entre l'énergie magnétostatique et l'énergie d'anisotropie magnétique crée des lignes de parois de largeur d'environ 30 nm. Dans le plan, quand $H \perp I$, à champ nul la paroi est perpendiculaire à la direction de courant et la résistivité augmente. Dans cette configuration planaire, MR présente deux pentes. L'estimation de la pente liée à l'effet CMR entre [-0,2 T ; -1 T] aboutit à 1,6%/T, alors que celle dans la gamme [-0,2 T ; 0 T] liée à la présence de paroi est égale à 0,5%/T.

Afin d'augmenter la résistance de paroi, la largeur des parois doit être petite [Berger, 1978]. Pour cette raison, Wolfman et al. [Wolfman *et al.*, 2001] ont réalisé des nanoconstrictions gravées dans la couche mince de LSMO(80 nm)/STO(001). Cette structure permet le piégeage de paroi. Il en résulte un cycle irréversible de MR et une forte variation de la résistance liée à une paroi de largeur 38 nm et MR vaut environ 40 % à 77 K. Par contre, cette variation de résistance disparaît à température ambiante. Quand le type de nanoconstriction a été modifié, une MR de 16 % à température ambiante a été observée, ainsi qu'un changement de signe de la MR dont l'origine n'a pas été expliquée.

Arnal et al. [Arnal *et al.*, 2007] ont mesuré la variation de la résistance en fonction du champ magnétique d'une ligne avec deux nano-encoches dans la couche LSMO (10 nm)/STO(001). Le champ magnétique a été appliqué dans le plan parallèlement à la ligne (axe facile). D'après des simulations micromagnétiques, des parois tête-bêche apparaissent dans chaque encoche. La mesure de $R(H)$ à 80 K montre deux maxima

de résistance liés à la présence de parois. Lorsque le champ a été appliqué perpendiculairement à la ligne sans encoche, aucun effet AMR n'a été observé et la résistance varie linéairement sans les deux pics.

Toujours dans l'objectif de piéger la paroi de domaine, Ruotolo et al. [Ruotolo *et al.*, 2007a] ont gravé des nanoconstrictions dans une couche mince de LSMO (100 nm)/STO (110). Les mesures de MR à la figure 1.8.10 ont été réalisées uniquement à basse température (4,2 K). Une forte valeur de MR d'environ 0,5 % a été observé à 20 mT dans la zone de retournement de l'aimantation lors de piégeage de la paroi. Le saut de MR dans l'intervalle [12 mT ;18 mT] a été estimé à 50 %/T.

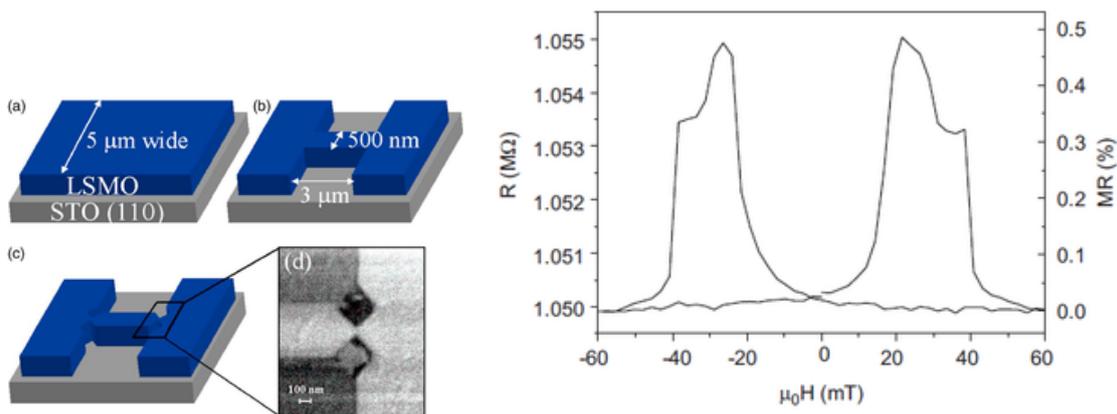


FIGURE 1.8.10. (a,b)- Quatre schémas représentatifs de la fabrication des nanoconstrictions dans une piste de largeur 500 nm et longueur 3 μm. (c)- Image par microscopie FIB (faisceau d'ions focalisé) des nanoconstrictions dans le pont. (d)- Image par microscopie SEM (microscope électronique à balayage) d'une nanoconstriction gravée [Ruotolo *et al.*, 2007b]. À droite, la mesure de résistance et de MR à 4,2 K, lorsque le courant est appliqué dans le plan et parallèle à la piste [Ruotolo *et al.*, 2007a].

Le tableau 1.12 résume les valeurs de MR en présence de paroi de domaine issues de la littérature.

	t (nm)	Propriétés structurales	δ_p (nm)	T (K)	MR planaire	$\Delta\mu_0 H$ (mT)	S (%/T)	Réf.
LSMO /STO (110)	100	couche épitaxiale, nano- constrictions	-	4,2	0,5 % à 20 mT	[12;18]	50*	[Ruotolo <i>et al.</i> , 2007a]
LCMO /STO (001)	200	couche épitaxiale, constrictions	100	293		± 140	0,2	[Mathur <i>et al.</i> , 1999]
				170			36	
LSMO /LAO (100)	80	couche épitaxiale, contrainte compressive	30	RT	1,5 % à 1 T	[200 ; 1000]	1,6*	[Wu <i>et al.</i> , 1999]
						[0 ;200]	0,5*	
LSMO /STO (100)	80	couche épitaxiale, nano- construction	38	77	40 %	-	-	[Wolfman <i>et al.</i> , 2001]
				RT	16 %			
PSMO /LAO (001)	4-15	couche épitaxiale, contrainte compressive	6-8	-	200 %	-	-	[Li <i>et al.</i> , 2001]
LCMO /STO	21	couche épitaxiale, contraintes	-	77	3 % à 10 mT	-	-	[Chou <i>et al.</i> , 2006]

TABLE 1.12. Récapitulatif de la magnétorésistance liée à la paroi dans les manganites. δ_p : largeur de paroi, T : température de mesure de MR, MR planaire : $\frac{R(H)-R(0)}{R(0)}$. $\Delta\mu_0 H$: la gamme de sensibilité magnétique, c'est l'intervalle de champ choisi pour mesurer la pente de MR. La sensibilité magnétique est définie à l'équation 1.6.5. Le symbole * indique que la valeur a été extraite à partir d'une figure de MR de la référence.

1.9. Conclusion du chapitre

Ce travail de thèse concerne l'étude du retournement de l'aimantation par microscopie magnéto-optique Kerr et la magnétorésistance dans les couches minces de LSMO ($x=0,3$) vicinales à température ambiante. Pour cela, nous avons rappelé dans ce premier chapitre quelques éléments concernant les domaines magnétiques, le retournement de l'aimantation (nucléation/propagation de paroi et retournement cohérent), la magnétorésistance (AMR, GMR, TMR, MR de paroi) dans les matériaux ferromagnétiques. Puis, nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux manganites et aux propriétés magnétiques et magnétorésistives du LSMO. Il apparaît notamment, qu'un substrat vicinal influence l'anisotropie magnétique et qu'aucune étude approfondie n'existe concernant la magnétorésistance à faible champ dans les LSMO vicinaux. Nous avons donné des ordres de grandeurs de la magnétorésistance du LSMO et de la sensibilité magnétique à fort et faible champ magnétique (couches épitaxiales, polycristallines, bicristaux, multicouches, jonctions tunnel, jonction *step edge* et les nanoconstrictions) afin de les comparer avec nos résultats présentés au chapitre 3.

Dans le deuxième chapitre nous allons présenter les caractéristiques structurales et les propriétés magnétiques des échantillons étudiés, puis rappeler le principe de l'effet magnéto-optique Kerr et décrire les bancs expérimentaux de microscopie par effet magnéto-optique Kerr et de mesure de magnétorésistance.

Chapitre 2

Techniques expérimentales

2.1. Description des échantillons

2.1.1. Liste des échantillons caractérisés

Les couches de LSMO que nous avons caractérisées ont été déposées sur des substrats SrTiO₃ par ablation laser pulsée au GREYC par L. Méchin et P. Perna [Perna, 2008]. Le tableau 2.2 donne un résumé de leurs conditions de dépôt (pression d'oxygène P_{O_2} , température de substrat T_S et énergie du laser).

Nom	Substrat	t (nm)	P_{O_2} (mbar)	T_S (°C)	Laser : Énergie/Fréquence
G224	STO (001)	40	0,35	720	220 mJ/3Hz
G240	Vicinal STO (001) 10°	15	0,35	720	220 mJ/3Hz
G191	Vicinal STO (001) 10°	70	0,35	720	220 mJ/3Hz

TABLE 2.2. Résumé des conditions de fabrication des films La_{0,7}Sr_{0,3}MnO₃ étudiés.

2.1.2. Caractéristiques structurales des couches non gravées

La qualité cristalline des couches de LSMO non gravées a été étudiée par diffraction de rayons X (DRX) au CRISMAT (SEIFERT 3000p) par L. Méchin et P. Perna. Cette étude permet de déterminer non seulement la texture du film, mais aussi les paramètres de maille et la présence éventuelle de phases parasites. La figure 2.1.1 donne les diffractogrammes de rayons X en configuration $\theta-2\theta$ des trois couches LSMO étudiées. Les mesures ont été réalisées en introduisant un décalage sur θ correspondant à l'angle de vicinalité. La présence du pic (002) indique que pour chaque angle, les couches LSMO sont orientées selon l'axe [001] qui coïncident avec l'axe [001] du substrat, i.e qu'ils reproduisent l'angle de vicinalité du substrat à $\pm 0,05^\circ$. La formule de Bragg (équation 2.1.1) permet de calculer les paramètres de maille hors plan :

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin\theta \quad (2.1.1)$$

où $\lambda = 1,54096 \text{ \AA}$ est la longueur d'onde du rayon X, n est un nombre entier qui représente l'ordre de diffraction, d est la distance entre deux plans cristallographiques et θ est la moitié de l'angle entre le faisceau incident et la direction du détecteur. Le tableau 2.3 affiche les valeurs calculées des paramètres de maille hors du plan du LSMO/STO (001) non vicinal et vicinal qui valent respectivement 0.3856 nm et 0,381 nm. On en déduit d'après l'équation 1.2.10 les valeurs du désaccord de maille avec STO ($a_{\perp} = 0,3905 \text{ nm}$), égales à 1,25 % dans LSMO non vicinal et 2,43 % dans le vicinal. Les largeurs à mi-hauteur des pics (002) en configuration ω -scan sont comprises dans la gamme $[0,23^\circ ; 0,31^\circ]$, indiquant la bonne qualité structurale des trois couches.

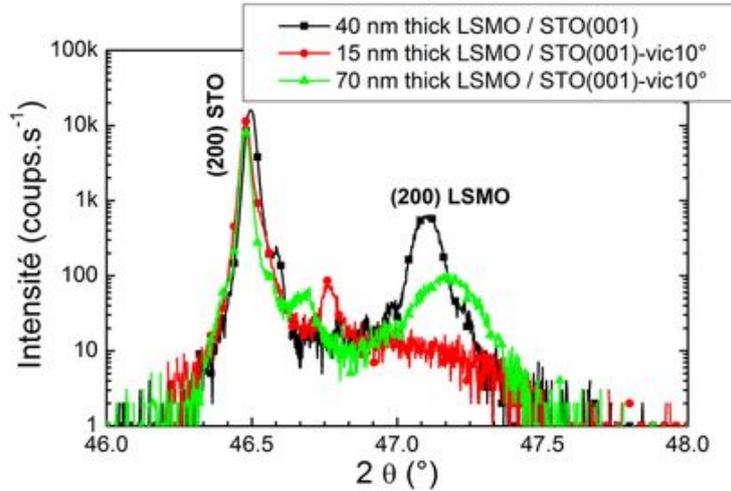


FIGURE 2.1.1. Diffractogramme de rayons X en configuration $\theta - 2\theta$ des 3 films LSMO étudiés.

Couche	t	$2\theta_{(002)LSMO}$	$a_{\perp(002)LSMO}$	δ
LSMO/STO (001)	40 nm	47,104°	0,3856 nm	1,25 %
LSMO/STO vicinal	70 nm	47,176°	0,381 nm	2,43 %

TABLE 2.3. Résumé des paramètres de Bragg extraits à partir de la mesure DRX dans le LSMO / STO (001) non vicinal et LSMO / STO (001) vicinal d'épaisseur 70 nm. L'angle de déviation θ , le paramètre de maille hors plan a_{\perp} et le désaccord de maille δ a été obtenu à partir de l'équation 1.2.10.

2.1.3. Morphologie de surface des couches non gravées

La figure 2.1.2 montre les images AFM (*Atomic Force Microscopy*) en mode tapping et STM (*Scanning Tunneling Microscopy*) réalisées au GREYC par L. Méchin ou P. Perna en utilisant un microscope Nanoscope III (*Digital Instruments*).

La rugosité (rms) mesurée par AFM sur les images de largeur 2 μm (figure 2.1.2(e,h)) vaut 0,45 nm pour la couche sur STO (001) et la couche vicinale d'épaisseur 15 nm, et 0,79 nm pour la couche vicinale d'épaisseur 70 nm.

L'observation STM (figure 2.1.2(h,i)) nous indique la présence de larges terrasses (environ $L = 80$ nm) à la surface de la couche LSMO sur STO (001) à cause de l'angle vicinal existant entre la surface du substrat et la maille cubique du STO. On observe également des terrasses en surface de la couche vicinale d'épaisseur 70 nm de largeur $L = 24$ nm environ, dont les bords sont bien alignés avec les marches du substrat (selon la direction [110]).

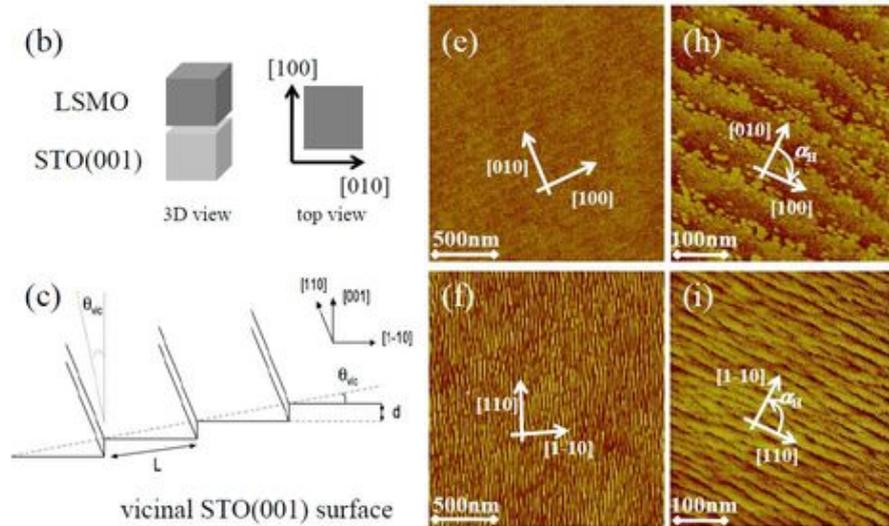


FIGURE 2.1.2. Images AFM (e,f) et STM (h,i) des couches LSMO sur STO(001) (b,e,h) et sur STO(001) vicinales 10° (c,f,i) [Perna *et al.*, 2011].

2.1.4. Propriétés magnétiques des couches non gravées

Aimantation à saturation

L'aimantation des couches de LSMO a été mesurée par un magnétomètre à SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*) au CRISMAT par Ch. Simon. Les échantillons ont été refroidis en champ nul et l'aimantation a été mesurée lors de la montée en température sous un champ de 500 Oe. La valeur d'aimantation à saturation à 10 K est très proche de celle attendue pour LSMO ($3,6 \mu\text{B}/\text{Mn}$). La température de Curie est de l'ordre de 340-350 K, confirmant la bonne qualité des couches étudiées.

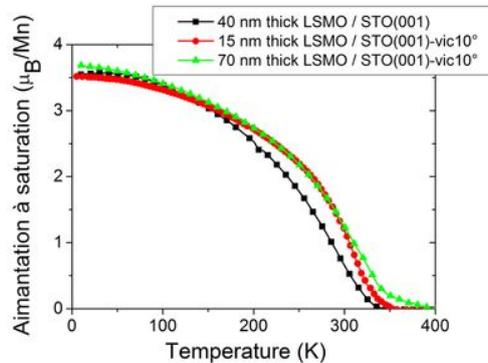


FIGURE 2.1.3. Aimantation à saturation des 3 échantillons de LSMO étudiés.

Anisotropie magnétique planaire

Les cycles d'aimantation ont été mesurés par magnétométrie MOKE vectorielle à 300 K à MADRID au laboratoire IMDEA par P. Perna. La figure 2.1.4 montre les cycles mesurés sur des couches non gravées avec le champ magnétique appliqué dans le plan des couches dans deux directions perpendiculaires par rapport aux axes cristallographiques ou aux marches lorsque le substrat est vicinal. On observe clairement l'existence d'une anisotropie magnétique uniaxiale avec un axe facile parallèle aux marches $[110]$ sur la couche vicinale, alors que sur le substrat STO(001) non vicinal l'anisotropie est très faible. À titre de comparaison, dans la figure 2.1.5, les cycles d'aimantations réalisés par Favre-Nicolin *et al.* [Favre-Nicolin, 2003] dans les directions planaires $[100]$ et $[110]$ montrent également une légère différence entre ces deux directions pour LSMO sur STO. La direction $[110]$ donne un cycle carré avec une aimantation rémanente qui vaut 96 % l'aimantation à saturation indiquant un cycle de facile aimantation, alors que l'aimantation rémanente dans la direction $[100]$ vaut 71 % de l'aimantation à saturation.

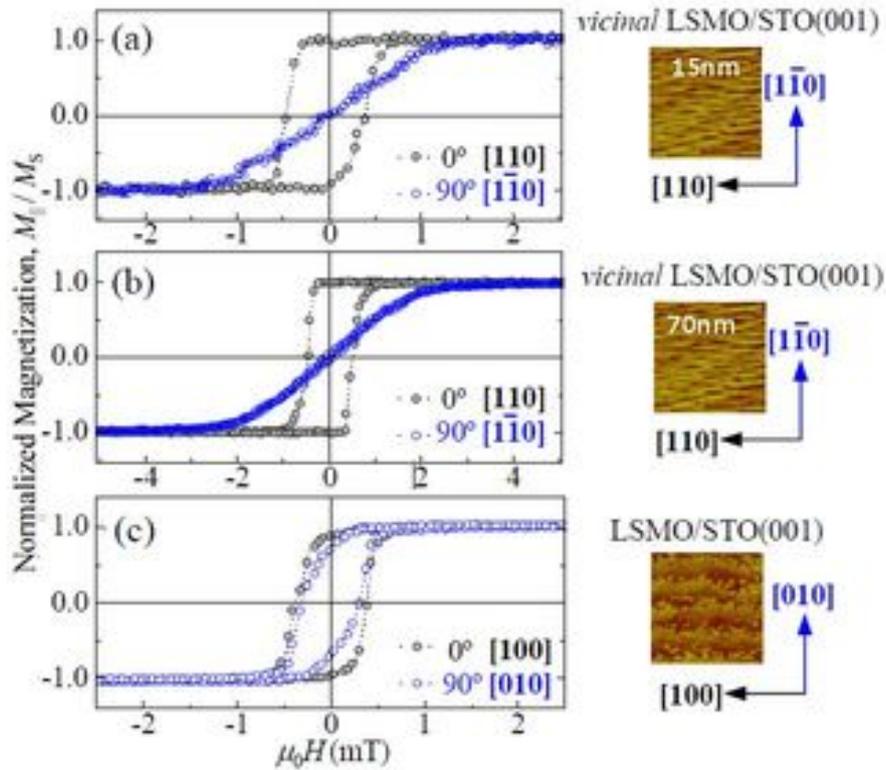


FIGURE 2.1.4. Cycles d'aimantation mesurés sur les 3 couches non gravées par magnétométrie MOKE vectorielle à 300 K avec le champ parallèle au film pour (a) la couche vicinale d'épaisseur 15 nm, (b) la couche vicinale d'épaisseur 70 nm et (c) la couche LSMO sur STO(001) d'après [Perna2011].

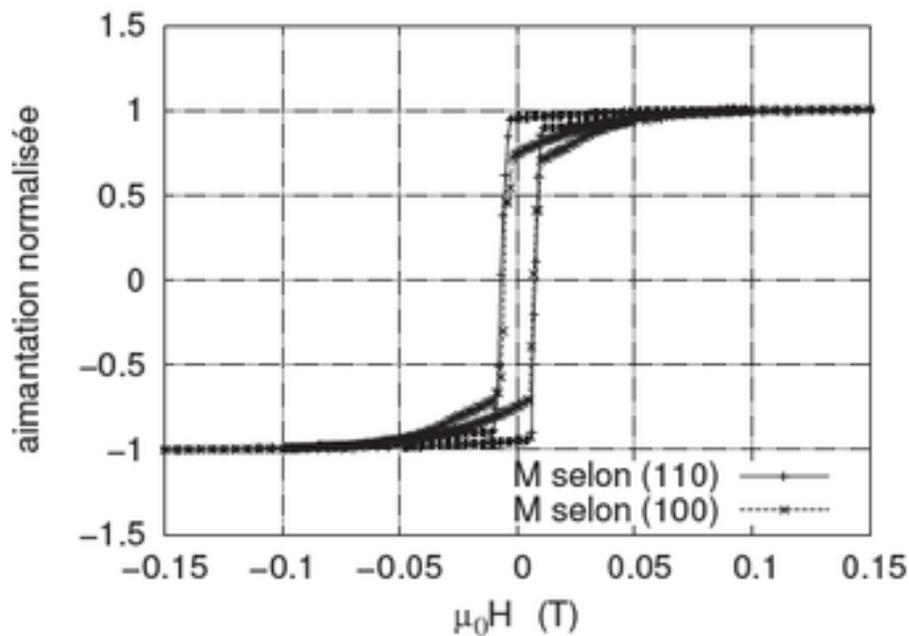


FIGURE 2.1.5. Cycles d'aimantation planaire d'une couche LSMO d'épaisseur 60 nm déposée sur STO(001) uniformément contrainte selon les deux directions cristallographiques [100] et [110]. Le cycle parfaitement carré est celui de la direction [110] [Favre-Nicolin, 2003].

Retournement de l'aimantation

La figure 2.1.6 montre l'évolution angulaire du champ coercitif et du champ de retournement mesurée par magnéto-métrie MOKE vectorielle à 300 K à MADRID au laboratoire IMDEA par P. Perna. Pour les couches vicinales LSMO, on retrouve une anisotropie magnétique uniaxiale avec l'axe facile aligné selon la direction des marches. Le modèle de retournement cohérent de Stoner-Wolfarth (SW) est le plus adapté pour les angles correspondant à la direction difficile dans les trois épaisseurs. Autour de l'axe facile, le retournement observé dans les deux couches les plus épaisses (70 nm et 120 nm) est bien décrit par un modèle de nucléation/propagation de parois avec ou sans piégeage décrit par la loi de Kondorsky décrite précédemment (section 1.3.1) en $|1/\cos(\alpha_H)|$ avec α_H l'angle entre la direction du champ magnétique et celle des marches [Prieto *et al.*, 2008]. Dans le cas de la couche d'épaisseur 16 nm, le retournement semble être intermédiaire entre un retournement cohérent et une nucléation/propagation de parois. La transition d'un modèle de rotation cohérente à un modèle de nucléation/propagation de parois pourrait s'expliquer par l'augmentation du nombre de sites de nucléation (donc une dimension plus petite des domaines magnétiques) lorsque l'épaisseur de la couche diminue, comme cela est prévu dans les systèmes à anisotropie uniaxiale [Kaplan et Gehring, 1993, Perna *et al.*, 2011]. Nous verrons dans le chapitre 3 que l'observation des domaines magnétiques pendant le retournement de l'aimantation confirme cette mesure.

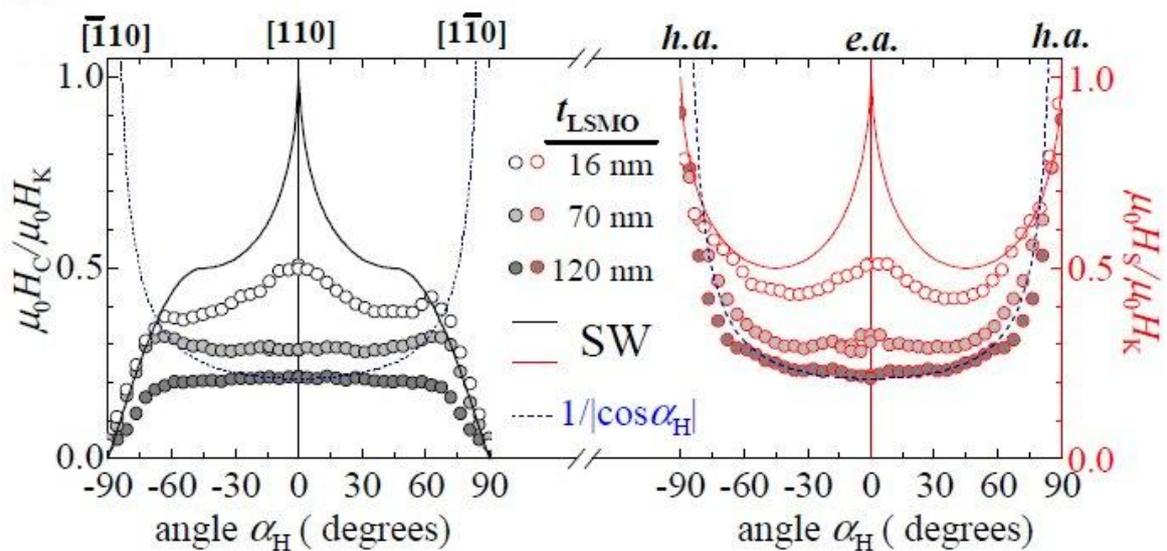


FIGURE 2.1.6. Évolution angulaire α_H du champ coercitif $\mu_0 H_c$ (à gauche, en noir) et du champ de retournement $\mu_0 H_s$ (à droite, en rouge) normalisé avec le champ d'anisotropie $\mu_0 H_K$ d'une couche vicinale d'épaisseur 16 nm, 70 nm ou 120 nm. Les symboles représentent les mesures. Les lignes continues et discontinues représentent respectivement le modèle de rotation cohérente de Stoner-Wolfarth et le modèle $1/\cos\alpha_H$ de nucléation/propagation de paroi de Kondorsky [Perna *et al.*, 2011].

2.1.5. Géométrie des dispositifs étudiés

Après le dépôt des couches de LSMO, la mise en forme des motifs a été effectuée par photolithographie de contact en lumière UV, puis gravure ionique au GREYC par S. Eimer ou L. Méchin. La figure 2.1.7 présente une photographie au microscope optique du masque des échantillons testés. La géométrie comprend des zones de LSMO extérieures au pont (qui permettent de réaliser des mesures de différences de potentiels et seront appelées les "pattes" de LSMO). On visualise à la figure 2.1.7 le pont et les pattes LSMO, le substrat STO sur le fond. Une couche d'or d'épaisseur 200 nm a été déposée sur le LSMO pour réaliser les contacts. Le pont possède deux largeurs 50 μm et 100 μm et différentes longueurs selon les contacts considérés. Entre V1-V2, V2-V3 et V3-V4, les longueurs sont respectivement égales à 100 μm , 50 μm , 150 μm . Dans ce travail, les mesures de MR ont été effectuées sur les contacts V1-V4 de longueur 300 μm .

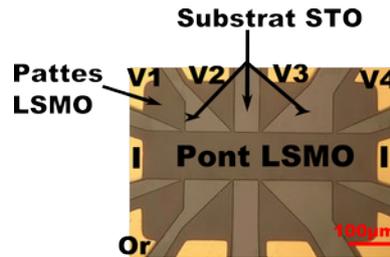


FIGURE 2.1.7. Photographie au microscope optique du motif étudié. Il y a deux contacts de courant (I) et huit contacts de tension (V). La longueur du pont mesurée est celle entre V1 et V4 valant 300 μm .

La figure 2.1.8 donne un schéma avec les orientations des ponts de l'échantillon G224 non vicinal. On voit que les ponts ont été gravés dans la direction diagonale du substrat STO, soit $[110]$ ou perpendiculaire à celle-ci, pour être dans la direction de facile aimantation.

Dans les échantillons vicinaux (G240, G191), la figure 2.1.9 donne un schéma avec l'orientation des marches par rapport à la longueur du pont. Sur un même substrat STO, quatre motifs ont été gravés. Il existe deux orientations du pont perpendiculaires l'une par rapport à l'autre et à chaque fois deux ponts de largeurs $w = 50 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$.

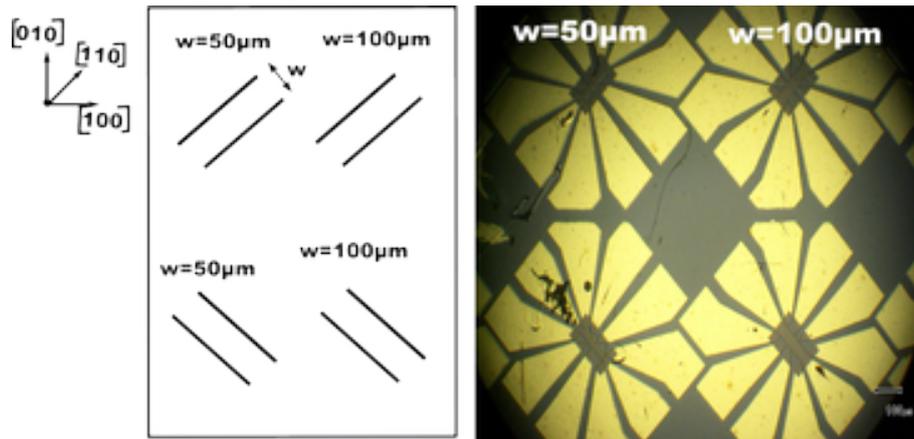


FIGURE 2.1.8. Schéma représentatif de la direction des quatre ponts LSMO gravés dans STO (001) de largeurs $50\ \mu\text{m}$ et $100\ \mu\text{m}$. À droite, une photographie au microscope optique des quatre motifs de l'échantillon G224.

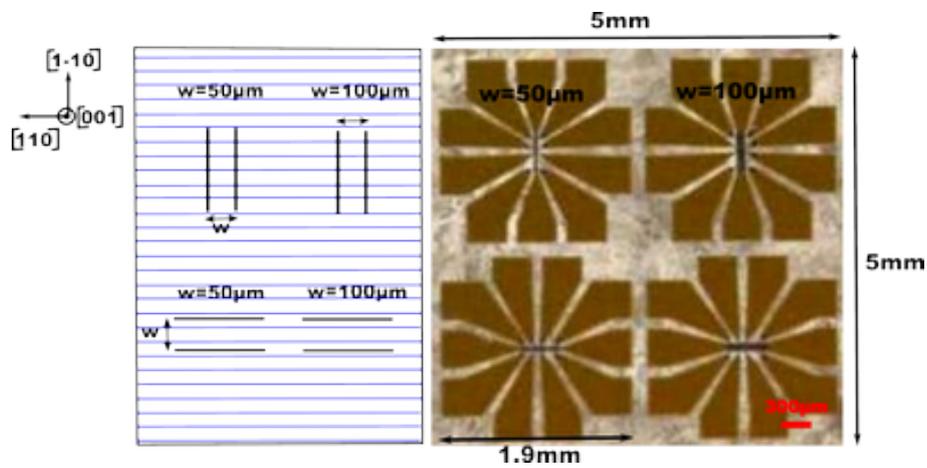


FIGURE 2.1.9. À gauche, schéma représentatif de la direction des marches (traits bleus) par rapport aux quatre ponts LSMO de largeur w de l'échantillon G240 et G191. À droite, une photographie au microscope optique des quatre motifs.

2.1.6. Résumé des propriétés magnétiques des échantillons testés

Le tableau 2.5 résume les propriétés magnétiques des échantillons (G224, G240, G191) non gravés avec lesquels nous allons effectuer les mesures. Nous présentons les valeurs de la rugosité (rms) de l'aimantation à saturation M_s et de la constante d'anisotropie K_1 dans la couche vicinale. La valeur de K_1 pour une couche de LSMO/STO(001) est issue de la littérature [Ziese, 2005].

La largeur de la paroi δ_p a été calculée à partir de l'équation 1.3.2, pour cela, nous avons supposé identiques les constantes d'échange de couches LSMO vicinale et non vicinale. Les valeurs typiques de la constante d'échange et d'anisotropie dans une couche mince de LSMO sur STO à 300 K sont respectivement $1,73 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}^3$ et 350 J/m^3 [Akiyama *et al.*, 2001, Ziese, 2005]. On obtient des largeurs de paroi égales à 145 nm (cas du vicinal, $t = 70 \text{ nm}$), 220 nm (non vicinal, $t = 40 \text{ nm}$) et 226 nm (vicinal, $t = 15 \text{ nm}$). Ces parois sont plus larges que celles de la littérature (tableau 1.12) [Wolfman *et al.*, 2001, Wu *et al.*, 1999]. On remarque que la paroi est plus petite dans l'échantillon le plus épais.

	Description	t (nm)	rms (nm)	M_s (kA/m) à 300 K, 0,5 T	K_1 (kJ/m ³) à 300K	δ_p (nm) à 300K
G224	LSMO/STO (001)	40	0,45	-	0,350*	220
G240	LSMO/STO vic 10°	15	0,45	186	0,135	226
G191	LSMO/STO vic 10°	70	0,79	200	0,329	145

TABLE 2.5. Résumé des propriétés magnétiques des couches non gravées des trois échantillons G224, G240 et G191. Le symbole * signifie que la valeur est issue de la littérature.

2.2. Banc de microscopie magnéto-optique par effet Kerr (MOKE) longitudinal

2.2.1. Introduction

L'effet magnéto-optique Kerr (MOKE : *Magneto Optic Kerr Effect*) a été découvert par John Kerr en 1877 en étudiant la réflexion de la lumière polarisée sur des matériaux magnétiques [Kerr, 1877]. Les effets magnéto-optiques MO résultent de l'interaction de la lumière avec un milieu aimanté, ce qui modifie l'état de polarisation de la lumière. Lorsqu'une onde est polarisée linéairement, on observe une rotation de sa polarisation et un changement de son ellipticité. Les trois états de polarisation de la lumière (linéaire, circulaire et elliptique) sont présentés en annexe.

À l'échelle microscopique, le phénomène magnéto-optique est le couplage entre le champ électromagnétique et le spin de l'électron suite à une interaction spin-orbite qui apparaît dans le milieu magnétique [Argyres, 1955].

Les effets magnéto-optiques les plus connus sont l'effet Faraday (ou effet MO en transmission) et les trois effets Kerr (effet MO en réflexion) : longitudinal, transversal et polaire. L'imagerie magnétique par effet Kerr présente quelques avantages : simplicité, faible coût en comparant avec d'autres techniques, grande sensibilité et bonne résolution spatiale. Souvent la mesure MOKE utilise une source laser permettant d'avoir une intensité plus élevée mais il est aussi possible d'utiliser des diodes électroluminescentes. La microscopie MOKE permet d'imager des domaines magnétiques avec une résolution limitée par le système optique de l'ordre du μm .

Dans cette section, nous présentons le principe de l'effet magnéto-optique Kerr, décrivons ensuite le banc de microscopie MOKE longitudinal utilisé et ses caractéristiques afin de visualiser les domaines magnétiques et de tracer les cycles d'hystérésis. Les échantillons testés sont ceux évoqués précédemment (paragraphe 2.1.5), des couches minces LSMO gravées (G191, G240 et G224) de trois épaisseurs différentes (respectivement 70 nm, 15 nm et 40 nm).

2.2.2. Quelques rappels sur la propagation d'une onde dans un milieu

Propagation dans un milieu magnétique isotrope et homogène

Une onde électromagnétique se propageant selon la direction z s'exprime comme suit :

$$\vec{E} = E_m \cdot e^{-j(\omega t - kz)} \quad (2.2.1)$$

Le vecteur de déplacement \vec{D} dans un milieu isotrope et homogène est relié au vecteur champ électrique \vec{E} dans la direction z par la relation :

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E}$$

avec une permittivité diélectrique complexe $\varepsilon = \varepsilon' + j\varepsilon''$. En utilisant les équations fondamentales de Maxwell suivantes :

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \text{div} \vec{D} &= 0 \\ \text{rot} \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} & \text{div} \vec{B} &= 0 \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

il en résulte la condition suivante :

$$k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega) = 0 \quad (2.2.3)$$

Si ε est complexe, alors k est complexe : $k = n^* k_0$ avec $n^* = n' + jn''$. L'onde est alors absorbée au fur et à mesure de la propagation dans le matériau et son amplitude s'exprime comme suit :

$$E = E_m \cdot e^{-j(\omega t - n^* k_0 z)} = E_m \cdot e^{-(n'' k_0 z)} \cdot e^{j(n' k_0 z)} \quad (2.2.4)$$

Milieu magnétique anisotrope

La propagation de la lumière dans un milieu magnétique anisotrope est régie par les équations de Maxwell en tenant compte des propriétés du matériau qui s'exprime à l'aide d'un tenseur $[\varepsilon]$ [Zvedin et Kotov, 1997] :

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & -\varepsilon_{xz} \\ -\varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{xz} & -\varepsilon_{yz} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}; \text{ avec } \varepsilon_{ij}(M) = \varepsilon_{ij}(-M) \quad (2.2.5)$$

Les coefficients de cette matrice sont tous complexes et dépendent de l'aimantation.

La résolution des équations de Maxwell (équation 2.2.2) conduit à une égalité matricielle qui montre qu'il existe une propagation différente des ondes circulaires positive ou négative [Sugano et Kojima, 1999]. Il en résulte deux indices optiques complexes dépendant de l'état de polarisation de la lumière (circulaire droite ou gauche), appelés indices de réfraction, notés n_+^* et n_-^* :

$$n_{\pm}^{*2} = \varepsilon_{xx} \pm j\varepsilon_{xy} \quad (2.2.6)$$

Par conséquent, une onde polarisée linéairement devient une onde polarisée elliptiquement. L'angle formé par le grand axe de l'ellipse dépend de ε_{xy} et de l'épaisseur.

2.2.3. Principe de la microscopie MOKE

Origine de l'effet Kerr

Le coefficient de réflexion r dépend de l'indice optique. Dans le cas d'une incidence normale, suivant l'état de l'onde incidente circulaire gauche (LCP) ou droite (RCP), r n'est pas le même : $r_+ = \frac{n_+^* - 1}{n_+^* + 1}$ et $r_- = \frac{n_-^* - 1}{n_-^* + 1}$.

Dans le cas général (figure 2.2.1), suivant un angle d'incidence et une direction du champ électrique par rapport au plan d'incidence (plan contenant k et la normale à la surface) et à la direction de M , les coefficients de réflexion ne sont pas les mêmes pour chacune des ondes circulaires gauches et droites.

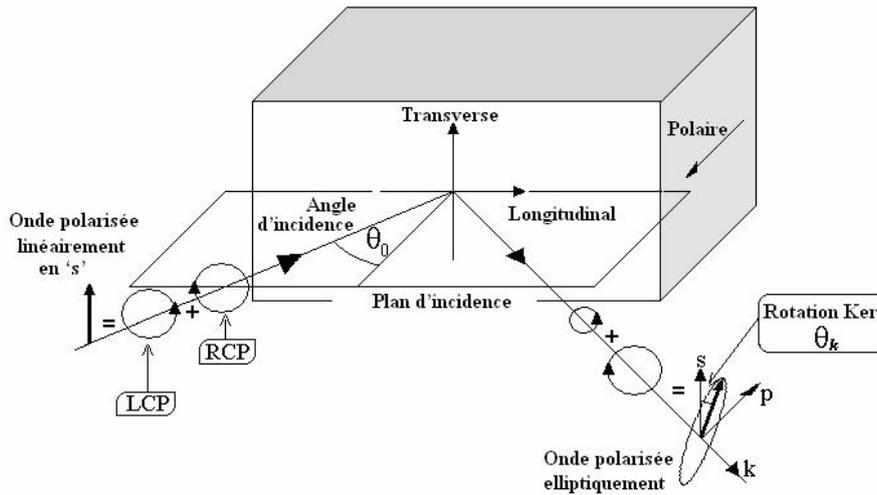


FIGURE 2.2.1. Schéma de la magnéto-optique par effet Kerr. Elle représente une onde incidente polarisée linéairement (somme de deux ondes circulaires gauche LCP et droite RCP de même coefficient de réflexion) puis réfléchi elliptiquement (somme de deux ondes circulaires de coefficients de réflexions différents). D'après [Saïb, 2007].

Définition de l'effet Kerr

L'effet magnéto-optique Kerr conduit à un changement de la polarisation de la lumière incidente. Ce changement se traduit par une rotation d'angle θ_k (partie réelle) et une ellipticité η_k (partie imaginaire) du vecteur champ électrique \vec{E} incident polarisé linéairement puis réfléchi elliptiquement sur une surface magnétique (figure 2.2.1). La rotation de la lumière polarisée est proportionnelle à l'aimantation M ($\theta_k \propto M$) [Freizer, 1968, Qui et Bader, 2000]. L'interaction de l'onde électromagnétique avec un milieu magnétique est décrite par l'équation d'onde suivante [Kubrakov *et al.*, 1998] :

$$\Delta \vec{E} - k_0^2 \cdot [\varepsilon] \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.2.7)$$

où k_0 est l'amplitude du vecteur d'onde et $[\varepsilon]$ le tenseur de permittivité diélectrique du milieu magnétique. Au dessus de la température de Curie T_c , l'aimantation est nulle et le tenseur est purement diagonal. Le milieu apparaît isotrope pour la lumière et aucun effet MO n'est visible. En dessous de T_c , M

est non nulle et change la symétrie du milieu ce qui se traduit par l'apparition des termes non diagonaux dans le tenseur. Sa forme générale est [Hunt, 1967] :

$$[\varepsilon] = n^{*2} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -i \cdot Q \cdot m_z & i \cdot Q \cdot m_y \\ i \cdot Q \cdot m_z & 1 & -i \cdot Q \cdot m_x \\ -i \cdot Q \cdot m_y & i \cdot Q \cdot m_x & 1 \end{bmatrix} \quad (2.2.8)$$

où n^* est l'indice de réfraction complexe, $m_x = \frac{M_x}{M_{sat}}$, $m_y = \frac{M_y}{M_{sat}}$ et $m_z = \frac{M_z}{M_{sat}}$ sont les composantes d'aimantation parallèles aux axes x , y et z , M_{sat} est l'aimantation à saturation, et Q est la constante de Voigt ou coefficient magnéto-optique.

En incidence oblique, une lumière polarisée linéairement peut être décomposée en deux ondes électromagnétiques de polarisation circulaire droite et gauche. La lumière réfléchie devient polarisée elliptiquement avec une rotation du grand axe de l'ellipse d'un angle θ_k et une ellipticité η_k [Freizer, 1968] :

$$\begin{cases} \theta_k = -\frac{1}{2}(\varphi_+ - \varphi_-) \\ \eta_k = -\frac{|r_+| - |r_-|}{|r_+| + |r_-|} \end{cases} \quad (2.2.9)$$

φ_- et φ_+ sont les arguments des coefficients de réflexion de Fresnel complexes associés aux ondes circulaires droite et gauche.

Trois effets Kerr

Trois effets Kerr se distinguent selon l'orientation de l'aimantation à la surface de la couche par rapport au plan d'incidence. On définit le plan d'incidence comme le plan contenant le vecteur de propagation k et la normale à la surface

- Quand la composante de l'aimantation est parallèle au plan d'incidence et perpendiculaire à la surface de la couche magnétique, l'effet Kerr est polaire (figure 2.2.2.a). Pour mesurer la composante d'aimantation polaire (M_{pol}), un faisceau lumineux polarisé rectilignement tombe en incidence normale sur la surface aimantée. Après réflexion, la polarisation tourne d'un angle θ_k , et acquiert une ellipticité η_k . L'inversion de l'aimantation conduit à une rotation dans le sens inverse.
- Quand la composante de l'aimantation est perpendiculaire au plan d'incidence et orientée dans le plan de la couche, l'effet Kerr est transverse (figure 2.2.2.b). Pour mesurer la composante transversale de l'aimantation (M_{trans}), l'incidence oblique est utilisée. Mais dans ce cas il n'y pas d'effet de rotation pour la polarisation s . L'inversion de l'aimantation conduit, si la polarisation incidente est p , à une variation de l'intensité réfléchie [De Lacheisserie, 1999a].
- Quand la composante de l'aimantation est parallèle au plan d'incidence et orientée dans le plan de la surface magnétique, l'effet Kerr est longitudinal (figure 2.2.2.c). Pour mesurer la composante longitudinale de l'aimantation (M_{long}), un faisceau lumineux polarisé arrive sur la surface aimantée en incidence oblique. Après réflexion, la polarisation tourne d'un angle θ_k , et d'une ellipticité η_k . L'inversion de l'aimantation conduit à une rotation dans le sens inverse.

Dans ce travail de thèse, l'aimantation est confinée dans le plan de la couche, nous avons mis en place un banc de microscopie Kerr longitudinal.

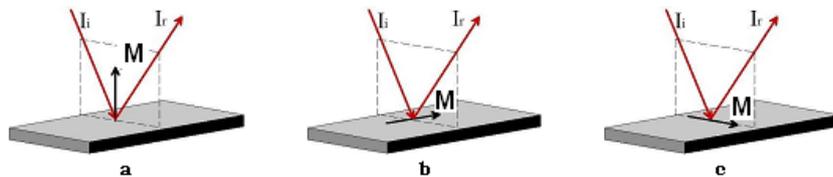


FIGURE 2.2.2. Trois configurations Kerr : (a) polaire ($M \in$ plan d'incidence et $M \perp$ plan de la surface), (b) transverse ($M \perp$ plan d'incidence et $M \parallel$ plan de la surface) et (c) longitudinale ($M \in$ plan d'incidence et $M \parallel$ plan de la surface) [Warsito, 2003].

Équations Kerr

Après avoir traversé le polariseur (figure 2.2.1), l'onde incidente polarisée linéairement s'exprime sous la forme de deux composantes orthogonales E_p^i et E_s^i perpendiculaires au vecteur d'onde k . E_p et E_s sont

respectivement la composante parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence du faisceau lumineux. La réflexion de cette onde polarisée sur une couche magnétique donne les composantes E_p^r et E_s^r s'exprimant en fonction des coefficients de réflexion (coefficients de Fresnel) complexes r_{ij} de la manière suivante :

$$\overrightarrow{E_{out}} = \begin{bmatrix} E_p^r \\ E_s^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} = f(M_{pol}, M_{long}) \\ r_{sp} = f(M_{pol}, M_{long}) & r_{ss} = f(M_{trans}) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_p^i \\ E_s^i \end{bmatrix} \quad (2.2.10)$$

Les indices p et s représentent le type de polarisation. Les coefficients r_{ij} dépendent des propriétés optiques de la couche mesurée tels que l'indice de réfraction n^* , l'angle d'incidence, l'angle de transmission du faisceau lumineux, la constante de Voigt Q et les composantes de l'aimantation longitudinale m_x , polaire m_y , et transversale m_z . Les expressions de ces coefficients et leurs calculs ont été détaillés dans quelques thèses [Freizer, 1968, Ebels, 1995]. Ils montrent que seules les polarisations en configuration PS (paragraphe 2.2.3) et SP (paragraphe 2.2.3) permettent de récupérer l'aimantation longitudinale.

L'intensité de la lumière mesurée par la caméra est égale au carré du module du vecteur d'onde électrique :

$$I = \overrightarrow{E_{out}} \cdot \overrightarrow{E_{out}^*} = \left| \overrightarrow{E_{out}} \right|^2 \quad (2.2.11)$$

Effet Kerr longitudinal

Détaillons l'expression 2.2.10 dans les cas des configurations PS ou SP.

Dans la configuration PS : la lumière incidente E^i est polarisée en p (E_p^i) et l'angle θ_p que fait le polariseur avec le plan d'incidence (figure 2.2.3) est nul.

La lumière réfléchie E^r est proportionnelle à la composante longitudinale et à la composante transverse de l'aimantation :

$$\begin{bmatrix} E_p^r \\ E_s^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{pp} = f(M_{trans}) & r_{ps} = f(M_{pol}, M_{long}) \\ r_{sp}(M_{pol}, M_{long}) & r_{ss} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_p^i \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{pp} = f(M_{trans}) \\ r_{sp}(M_{pol}, M_{long}) \end{bmatrix} \cdot E_p^i \quad (2.2.12)$$

L'angle θ_a que fait l'analyseur avec la direction p du polariseur permet d'obtenir la composante longitudinale de l'aimantation si θ_a vaut 90° . D'après l'équation 2.2.12, on détecte :

$$E_s^r = r_{sp} \cdot E_p^i \quad (2.2.13)$$

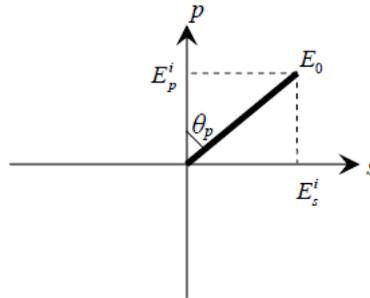


FIGURE 2.2.3. Représentation dans la nouvelle base PS de l'onde incidente E_0 polarisée linéairement et forme un angle θ_p avec le plan d'incidence de la lumière. L'onde est polarisée en p si $\theta_p = 0^\circ$. L'onde est polarisée en s si $\theta_p = 90^\circ$.

Dans la configuration SP : la lumière incidente E^i est polarisée en s (E_s^i) et l'angle $\theta_p = 90^\circ$. La lumière réfléchie E^r est proportionnelle à la composante longitudinale et à la composante transverse de l'aimantation :

$$\begin{bmatrix} E_p^r \\ E_s^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{pp} = f(M_{trans}) & r_{ps} = f(M_{pol}, M_{long}) \\ r_{sp}(M_{pol}, M_{long}) & r_{ss} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ E_s^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{ps} = f(M_{pol}, M_{long}) \\ r_{ss} \end{bmatrix} \cdot E_s^i \quad (2.2.14)$$

Dans le cas de l'effet Kerr longitudinal, on trouve que le coefficient $r_{ps} = -r_{sp}$ quand la composante de l'aimantation polaire M_{pol} est nulle [Ebels, 1995]. Le coefficient de réflexion est alors proportionnel au coefficient magnéto-optique Q [Yang et Scheinfein, 1993] :

$$r_{sp} = -r_{ps} = A \cdot Q \cdot m_y \quad (2.2.15)$$

avec A un coefficient de proportionnalité complexe.

L'intensité de la lumière mesurée par la caméra ($I = |E^r|^2$, équation 2.2.11) est alors proportionnelle au carré de l'aimantation longitudinale :

$$I \propto m_y^2 \quad (2.2.16)$$

2.2.4. Banc de microscopie MOKE longitudinale

Dans le laboratoire GREYC a été développé un banc de microscopie MOKE longitudinale permettant l'étude des propriétés magnétiques dans le plan des couches minces avec des outils optiques relativement simples [Saïb, 2007]. Dans le cadre de ma thèse, le banc de mesure d'imagerie Kerr a été modifié pour faciliter l'alignement optique, permettre l'utilisation d'un système de refroidissement cryogénique dans une plus large gamme de valeurs. Le banc est maintenant positionné horizontalement (contrairement à l'ancien banc où le chemin optique était dans un plan vertical). Le cryostat permet de baisser la température de l'échantillon jusqu'à 4,2 K. Dans notre cas, il a été utilisé pour maintenir la température à 295 K. Une nouvelle optique a été utilisée qui limite les perturbations due à la lumière ambiante.

Description du banc de microscopie MOKE

Le schéma et la photographie du microscope MOKE longitudinal sont présentés à la figure 2.2.4. La source lumineuse associée au polariseur émet de la lumière polarisée qui traverse le hublot du cryostat et est réfléchiée avec un angle de 45° sur la surface de l'échantillon soumis à un champ magnétique dans le plan. La lumière réfléchiée passe à travers un analyseur et un tube optique puis l'image est capturée avec une caméra CCD. D'après la section précédente, le changement de la polarisation et le changement de l'intensité lumineuse capturée par la caméra est liée à l'aimantation longitudinale confinée dans la couche magnétique. Le résultat est obtenu sous forme d'une différence de contraste exprimée en niveau de gris.

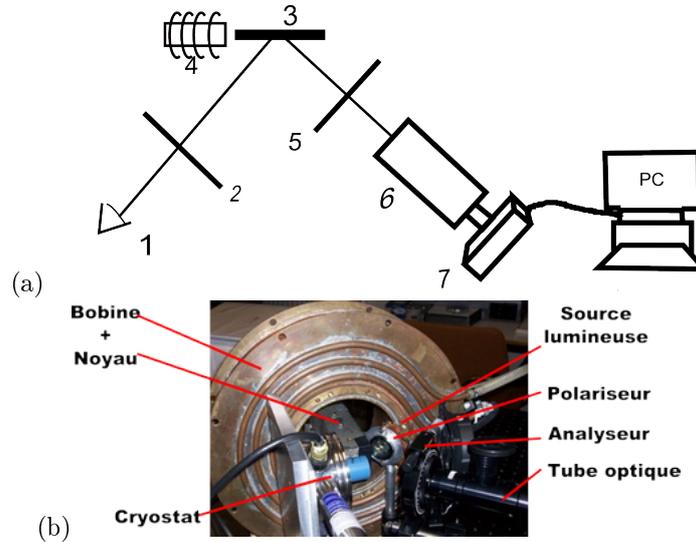


FIGURE 2.2.4. (a) Schéma du banc d'imagerie Kerr. 1 : source lumineuse, 2 : polariseur, 3 : porte échantillon dans un cryostat vitré, 4 : bobine avec un concentrateur, 5 : analyseur, 6 : tube optique, 7 : caméra CCD. (b) Photographie du banc.

Caractéristiques du microscope MOKE

Source lumineuse de puissance C'est une diode électroluminescente LED (Luxeon Star) bleu roi de longueur d'onde $\lambda = 450 \text{ nm}$ et de puissance radiométrique égale à 700 mW . Elle est alimentée par une alimentation régulée en courant qui stabilise l'intensité lumineuse au cours du temps. Un collimateur est directement collé sur la LED et la source a été placée le plus proche possible de l'échantillon afin d'augmenter le flux lumineux sur l'échantillon et réduire le temps d'acquisition.

Polariseur-Analyseur Le polariseur est positionné après la source et maintenu en polarisation s (perpendiculaire au plan d'incidence). L'analyseur est rotatif, il est positionné dans la partie réfléchiée avant

l'objectif. La position parfaitement croisée de l'analyseur est déterminée lorsque l'intensité lumineuse observée par la caméra devient minimale.

Un polariseur est caractérisé par son taux d'extinction T :

$$T = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \quad (2.2.17)$$

où T_{\perp} et T_{\parallel} sont respectivement les coefficients de transmission de la lumière lorsque le polariseur et l'analyseur sont perpendiculaires et parallèles.

Dans le cas idéal, le taux d'extinction caractérisant le polariseur est nul et la paire PA est parfaitement croisée. Ceci permet de ne récupérer que l'information utile et d'obtenir un bon contraste. En pratique, le contraste dépend de l'angle de décroisement de l'analyseur. Dans notre cas et d'après le fabricant, la paire présente un taux d'extinction égal à 1/600 pour une longueur d'onde de 430 nm et le taux de transmission optique est de l'ordre de 83 % du signal incident.

Tube optique Le tube optique est de type *Edmund optics*. Il est situé après l'analyseur dans la partie réfléchissante de la lumière polarisée. Il a une distance de travail variable de 13 mm à 89 mm, est équipé d'un objectif zoom et d'un iris d'ouverture numérique de 0,036 à 0,12. Son traitement antireflet améliore le contraste et augmente la transmission afin d'éviter la lumière parasite non polarisée. Les caractéristiques de l'imageur sont un grossissement variable de 2 à 3,5 et une profondeur de champ de 3,4 mm.

Caméra La caméra CCD (CCD : *Charge Coupled Device*) sert à l'acquisition et l'enregistrement des images. C'est une caméra 14 bits de type Hamamatsu C4880-80. Elle assure une surface d'observation rectangulaire de $6.52 \times 4.89 \text{ mm}^2$, composée de 656×494 pixels carrés de taille $9.9 \times 9.9 \text{ }\mu\text{m}^2$. La caméra est pilotée par un boîtier de commande contrôlé par un ordinateur utilisant le logiciel Hipic (*High Performance Image Control System*) permettant l'acquisition et le traitement arithmétique de ces images (accumulation d'images, opérations arithmétiques, moyennage, profils...). L'acquisition des images est sous 14 bits et les résultats de moyennage des images avec Hipic sont enregistrés sous 15 bits.

Bobine La source de champ magnétique est une bobine circulaire. Elle possède des diamètres intérieur et extérieur égaux à 15 cm et 30 cm respectivement et une résistance $R = 2 \Omega$. Elle possède un tuyau de refroidissement utilisé dans le cas où le courant appliqué dépasse 10 A. À l'intérieur de cette bobine est fixé un noyau magnétique doux désaimanté d'une section $4 \times 3,8 \text{ cm}^2$ pour concentrer les lignes de champ magnétique. Il permet d'avoir des valeurs de champ dans l'axe du noyau et à quelques centimètre du noyau quatre fois plus élevées qu'en absence de noyau. La figure 2.2.5 représente la droite de transfert en champ de la bobine avec le noyau lorsqu'un capteur Hall est collé au noyau. En appliquant un courant dans la bobine entre $\pm 4 \text{ A}$, on voit qu'autour de faibles valeurs de courant les deux droites à l'aller et au retour se superposent. Cela indique que le noyau n'apporte aucun hystérésis. Dans le banc, le noyau est situé à 2 cm du centre de l'échantillon. À cette distance, le calibrage de la bobine avec un capteur Hall donne un transfert de $5,2 \text{ mT/A}$. La bobine est alimentée en continu par une alimentation de puissance stabilisée type hp6264B (0 - 20 A / 0 - 20 V). L'alimentation est commandée manuellement en externe par un générateur de fonction Hewlett Packard 33120A qui permet d'imposer le pas de mesure. En champ, le pas minimal vaut $5,2 \text{ }\mu\text{T}$ et le champ maximal pouvant être appliqué vaut 52 mT (à 2 cm du noyau).

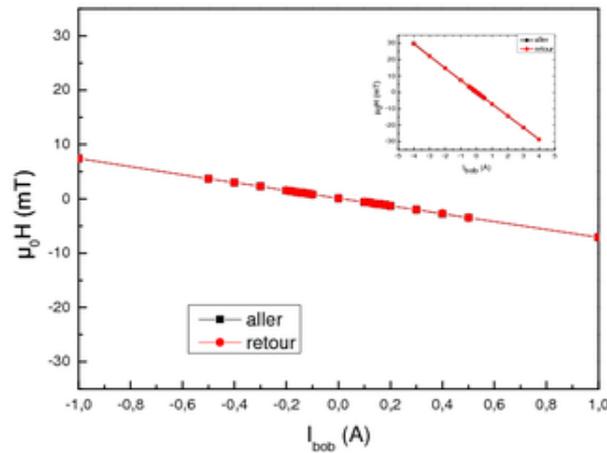


FIGURE 2.2.5. Courbe de transfert de la bobine en présence du noyau mesuré avec un capteur Hall collé au noyau. Le graphe en encadré représente la mesure dans une gamme de ± 4 A

Ce banc de mesure ne comportant qu'une bobine, le champ magnétique appliqué n'est pas uniforme sur tout le porte échantillon. Nous allons évaluer la variation du champ magnétique $H = H_z$ imposé par l'ensemble bobine-noyau en fonction de la distance qui sépare le noyau de l'échantillon en utilisant un logiciel de simulation femm (*Finite Element Method Magnetics*). Ce logiciel effectue un maillage automatique et résout les problèmes de magnéto-statique non linéaire en deux dimensions. Il permet d'une part de visualiser les lignes de champ magnétique (figure 2.2.6.a) et d'autre part de tracer des profils de variation de H (figure 2.2.6.b et c). La figure 2.2.6.a présente une cartographie des lignes de champ de l'ensemble noyau-bobine. Uniquement la moitié du noyau et de la bobine sont représentées par raison de symétrie. Le noyau est considéré cylindrique de rayon 2 cm comme présenté à la figure 2.2.6.a alors que dans notre cas il est carré de demi-longueur 2 cm. Sur la cartographie nous avons noté les dimensions du noyau et de la bobine. Le tableau 2.6 résume les valeurs caractéristiques considérées pour chaque élément. On observe bien évidemment que le champ est plus intense au centre de la bobine. Afin d'évaluer la variation du champ en fonction de la position sur le porte échantillon, nous avons considéré deux profils : un profil suivant z (figure 2.2.6.b) pour prendre en compte les deux ponts séparés de presque 1 mm (dans le cas du G240 et G191) et de 1,5 mm (dans le cas du G224) du centre du porte échantillon. Le deuxième profil a été considéré suivant x situé à 2 cm de l'extrémité du noyau pour prendre en compte les deux ponts séparés d'environ 1 mm (G240 et G191) et de 1,5 mm (G224) du centre du porte échantillon comme le montre la figure 2.2.6.c. Nous avons constaté une différence des valeurs absolues du champ entre les valeurs simulées et les valeurs mesurées. Cela s'explique probablement par les différences entre le système réel (noyau parallélépipédique) et celui simulé (noyau cylindrique) ainsi que l'épaisseur de l'enroulement des fils de la bobine. Nous avons alors utilisé la valeur mesurée à 2 cm pour normaliser les valeurs simulées. La figure 2.2.6.b est obtenue en fixant le transfert à 2 cm de l'extrémité du noyau égal à 5,2 mT/A (au centre du porte échantillon).

Le tableau 2.7 résume les positions de chaque pont par rapport à l'extrémité du noyau et la valeur du transfert correspondant. Les ponts de l'échantillon G240 et G191 (vicinaux) sont situés soit à 2,1 cm, soit à 1,9 cm de l'extrémité du noyau. On obtient dans le cas d'un déplacement suivant Z et X un transfert égal respectivement à $5,2 \pm 0,2$ mT/A et $5,2 \pm 0,001$ mT/A. Les ponts de l'échantillon G224 sont situés soit au centre au porte échantillon, soit à 1,85 cm soit à 2,15 cm de l'extrémité du noyau. On obtient pour le déplacement suivant Z et X un transfert égal respectivement à $5,2 \pm 0,3$ mT/A et $5,2 \pm 0,003$ mT/A. On constate que la variation du champ H_z est négligeable pour un déplacement suivant X . Le déplacement suivant Z donne une erreur sur le transfert de ± 4 % dans les échantillons vicinaux et au maximum de 6 % dans le non vicinal par rapport à la valeur mesurée avec le capteur Hall au centre du porte échantillon.

Propriétés de la bobine	
Nombre de spires de la bobine	343
Conductivité électrique	58.10^5S.m^{-1}
Valeur du courant électrique	1 A
Propriétés du noyau	
Permittivité relative	10^5
Conductivité électrique (acier)	$10,12.10^5 \text{S.m}^{-1}$

TABLE 2.6. Tableau récapitulatif des paramètres considérés pour la simulation du noyau et de la bobine.

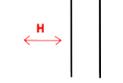
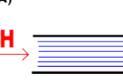
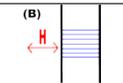
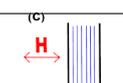
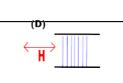
Échantillons	Ponts	w (μm)	Position du pont par rapport à l'extrémité du noyau (cm)	Correction apportée au transfert mesuré au centre du porte échantillon (mT/A)	Transfert pour chaque pont (mT/A)
G224 (non vicinal)		50	2	-	5,2
		100	2,15	-0,3	4,9
		50	1,85	+0,3	5,5
		100	2	-	5,2
G240 et	^(A) 	50	2,1	-0,2	5
		100	1,9	+0,2	5,4
G191 (vicinaux)	^(B) 	50	2,1	-0,2	5
		100	1,9	+0,2	5,4
	^(C) 	50	1,9	+0,2	5,4
		100	1,9	+0,2	5,4
^(D) 	50	2,1	-0,2	5	
	100	2,1	-0,2	5	

TABLE 2.7. Tableau récapitulatif des valeurs du transfert associées à chaque pont pour les trois échantillons.

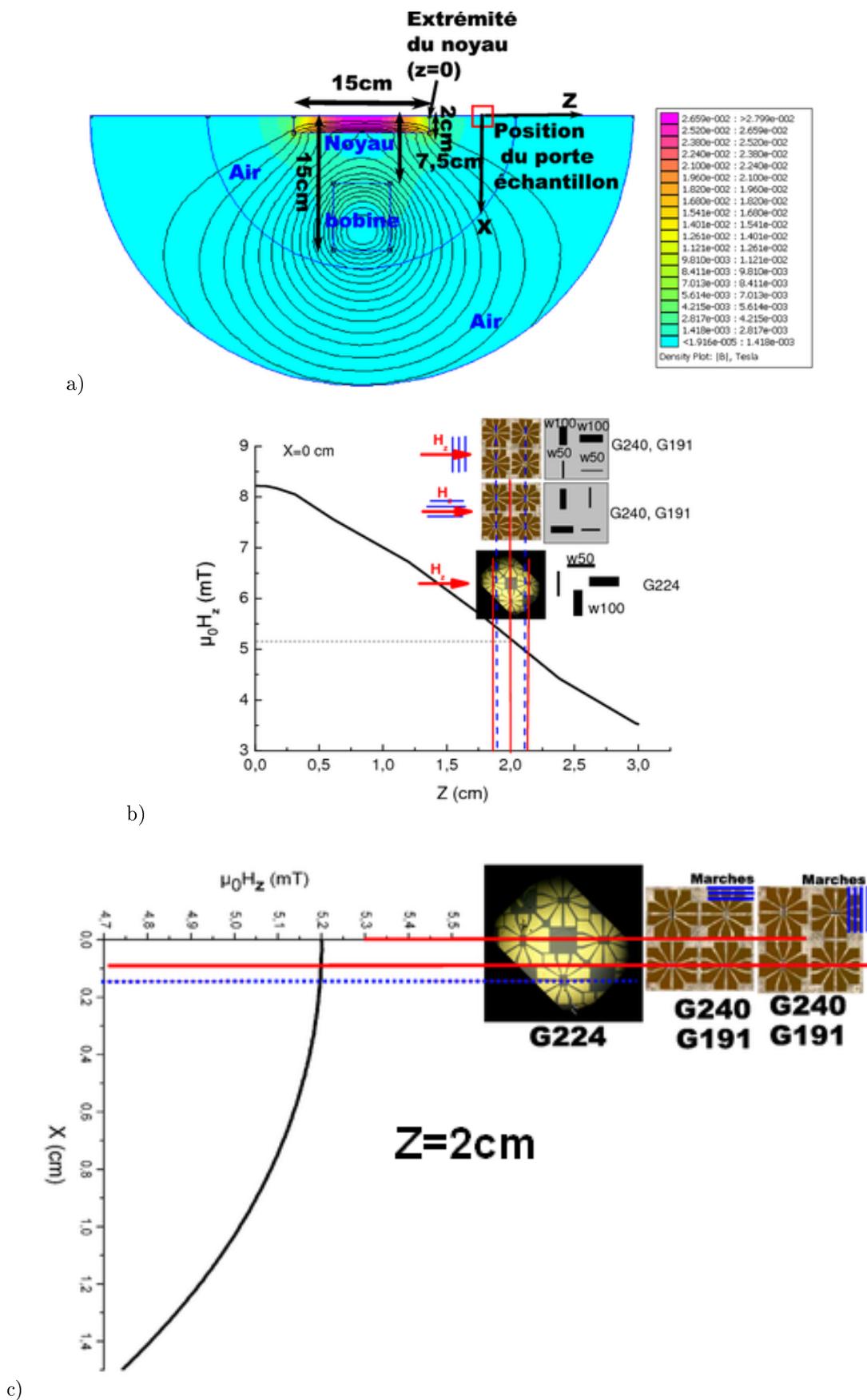


FIGURE 2.2.6. a) Cartographie des lignes de champ de l'ensemble bobine-noyau. b) Variation de la composante du champ magnétique suivant Z en fonction d'un déplacement suivant Z . $Z = 0$ représente la position à l'extrémité du noyau. c) Variation de la composante de champ suivant Z en fonction de la distance X pour $Z = 2$ cm (à 2 cm de l'extrémité du noyau).

Cryostat Le cryostat est un système de refroidissement cryogénique d'Oxford Instruments, refroidi à l'azote ou à l'hélium liquide. Il permet de baisser la température jusqu'à 4,2 K en utilisant l'hélium. L'échantillon est collé avec une laque d'argent sur un porte échantillon en cuivre de 1,5 cm de diamètre et est placé sous vide. Le froid est transmis par contact. Le cryostat est fermé par une fenêtre située à 3,5 mm de l'échantillon. Le vide permet de maintenir la température de l'échantillon à l'aide du contrôleur de température à une température imposée de 295 K.

Limites du banc et des évolutions envisagées

Ce système présente encore des limites :

- La résolution spatiale du banc est estimée à une dizaine de μm .
- La vitre absorbe la lumière et provoque des réflexions et peut avoir un effet dépolarisant. Si un objectif possède une petite distance de travail, la présence de la vitre devient encombrante.
- Dans le cas des échantillons de faible épaisseur, afin d'amplifier la rotation Kerr polaire, il est conseillé de déposer une couche magnéto-optique [Dourlat, 2008]. Gourdan et al. [Gourdon *et al.*, 2003] ont utilisé une hétérostructure de $\text{Cd}_{0,94}\text{Mn}_{0,06}\text{Te}/\text{Cd}_{0,85}\text{Mn}_{0,15}\text{Te}$ déposée sur GaAs pour augmenter la rotation Faraday. Cette solution n'est pas intéressante dans notre étude car l'aimantation est dans le plan.
- L'incidence oblique provoque une déformation de la taille de l'image.

Le bruit est une énorme contrainte de mesure. Les sources de bruit existantes dans notre système de mesure sont [Hubert, 1998] : le bruit de photon (bruit Schottky) lié à la nature quantique de la lumière qui varie avec la racine carrée du nombre de photons dans l'image et proportionnel à la racine carrée du niveau de gris de l'image, la fluctuation de l'intensité de la source lumineuse dans le chemin optique puis dans l'échantillon, proportionnelle à l'intensité de l'image, et la fluctuation du gain de la caméra liée aux fluctuations de la température générées par le système de refroidissement de la caméra. Le bruit lié à la fluctuation de l'intensité lumineuse et celui de la caméra sont affranchi par l'opération de division des images décrite dans le paragraphe suivant.

Réalisation des images MOKE

Grâce à la caméra et au logiciel associé, il a été possible d'acquérir des images, de les moyenner, de les enregistrer et de faire des opérations arithmétiques. Un exemple d'acquisition d'une image optique de l'échantillon G191 par la caméra est présentée à la figure 2.2.7.a. La comparaison de cette dernière avec la figure 2.2.7.b prise par un microscope optique montre que les dimensions verticales sont modifiées. Cela s'explique par un schéma géométrique présenté à la figure 2.2.7.c. En effet, l'incidence à 45° de la lumière sur l'échantillon provoque une réduction des dimensions horizontales vues par la caméra ($d_{\text{caméra}}$) par rapport à la dimension réelle ($d_{\text{réelle}}$) d'un facteur $\sqrt{2}$ (figure 2.2.7.a).

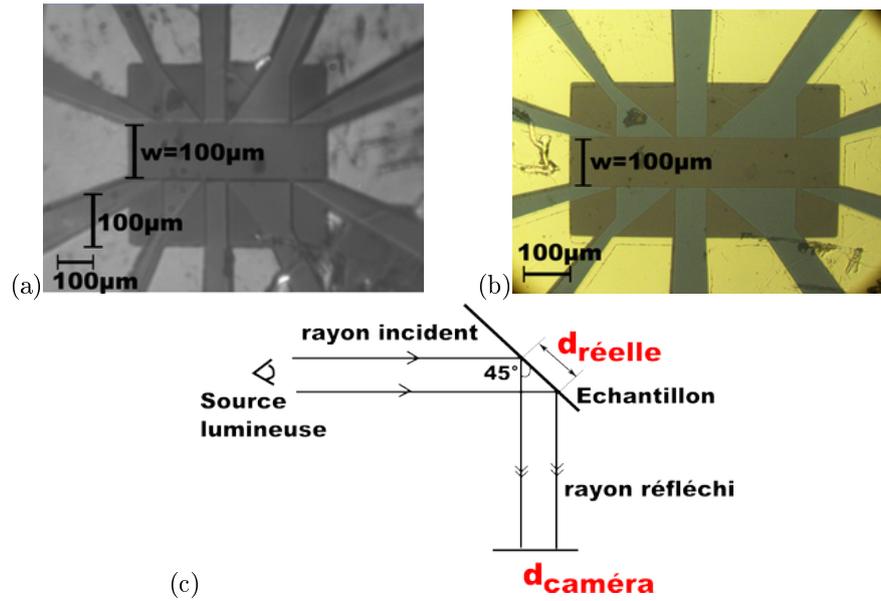


FIGURE 2.2.7. (a)- Image optique capturée par la caméra CCD du banc MOKE de l'échantillon G191 en incidence 45° . (b)- Photographie au microscope optique en incidence normale d'un motif semblable. (c)- Schéma représentant l'incidence à 45° de la lumière sur un échantillon. $d_{\text{caméra}} = \frac{d_{\text{réelle}}}{\sqrt{2}}$.

Toutes les images acquises résultent d'une moyenne de plusieurs images prises pendant l'application d'un même champ magnétique. Ce moyennage permet d'améliorer le rapport signal/bruit sans augmenter le temps d'acquisition [Saïb, 2007]. Afin de visualiser la variation de l'aimantation associée à la rotation Kerr, les images acquises im_x ont été divisées par une image de référence correspondant à un état magnétique saturé de l'échantillon, noté im_{sat} . Ainsi, dans l'image obtenue $im = \frac{im_x}{im_{\text{sat}}}$, on repère grâce à un contraste noir (figure 2.2.8.a) ou blanc (rotation Kerr dans le sens inverse) les zones où l'aimantation a été retournée par rapport à celle de l'aimantation à saturation. Cette division permet d'éliminer les termes parasites constants. Aussi, pour centrer les images im autour d'une même valeur, celles-ci ont été multipliées par un facteur multiplicatif.

Pour qualifier expérimentalement cette image finale im , un profil rectangulaire a été tracé dans deux zones (voir figure 2.2.8.a) : une zone non magnétique, en l'occurrence le substrat, et une zone magnétique de l'échantillon. Le signal mesuré est l'intensité de im . La figure 2.2.8.b présente le résultat du profil en niveau de gris, la zone non magnétique est centrée autour de 20000 pour une pleine échelle de 2^{15} . On relève pour l'échantillon G191 une différence de niveau de gris (ng) entre le substrat et la zone magnétique d'environ 130 ng.

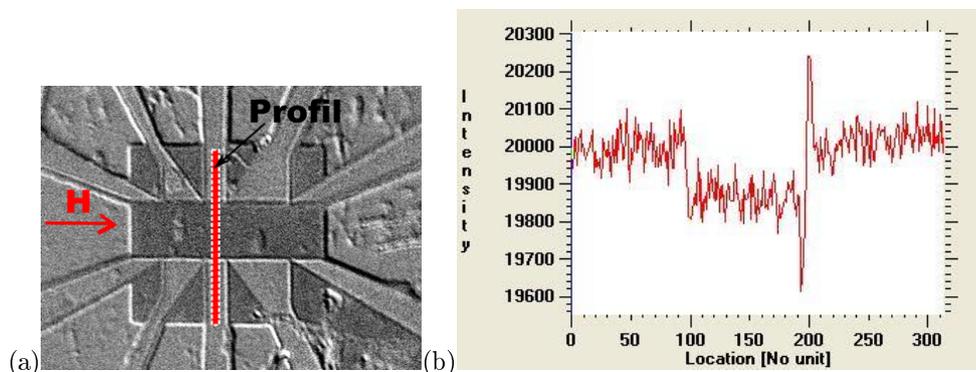


FIGURE 2.2.8. (a)- Profil représenté sur une image MOKE de l'échantillon G191 d'épaisseur 70 nm. Le champ magnétique est parallèle à la longueur du pont. La zone noire indique que la direction de l'aimantation est à l'opposé de l'état initial. La zone grise est non magnétique. (b)- Intensité du profil rectangulaire tracé en (a) en niveaux de gris. La différence d'intensité relevée entre la zone grise et noire est d'environ 130 ng.

Effet de l'angle de décroisement sur l'intensité de l'image magnétique

Expression de l'intensité de l'image magnétique en fonction de l'angle de décroisement

La qualité d'une image magnétique est déterminée par la qualité du polariseur et de l'analyseur utilisé. Ces éléments sont spécifiés par leur taux d'extinction T (défini à l'équation 2.2.17) [Davis et Waring, 1992]. Considérons deux images im_1 et im_2 soumises à deux valeurs de champ magnétique différentes. Elles correspondent respectivement à une intensité lumineuse I_1 et I_2 dépendantes des paramètres suivant : T_{acq} temps d'acquisition, ζ angle de décroisement par rapport au croisement total (90°) entre le polariseur et l'analyseur, θ_k rotation Kerr entre les deux conditions de champ magnétique et I_p intensité parasite. On peut les exprimer de la manière suivante :

$$I_1 = T_{\text{acq}} \cdot [T_{\parallel} \cdot \sin^2 \zeta + T_{\perp} \cdot \cos^2 \zeta + I_p] \quad (2.2.18)$$

$$I_2 = T_{\text{acq}} \cdot [T_{\parallel} \cdot \sin^2(\zeta + \theta_k) + T_{\perp} \cdot \cos^2(\zeta + \theta_k) + I_p] \quad (2.2.19)$$

À partir de ces équations (équation 2.2.18 et équation 2.2.19), et en supposant que θ_k et ζ sont petits, on peut donc réaliser un développement limité :

$$I_1 = T_{\text{acq}} \cdot [\zeta^2 \cdot (T_{\parallel} - T_{\perp}) + T_{\perp} + I_p] \quad (2.2.20)$$

$$I_2 = T_{\text{acq}} \cdot [(\zeta^2 + \theta_k^2) \cdot (T_{\parallel} - T_{\perp}) + 2 \cdot \zeta \cdot \theta_k \cdot (T_{\parallel} - T_{\perp}) + T_{\perp} + I_p] \quad (2.2.21)$$

Le rapport s'exprime comme suit :

$$\frac{I_2}{I_1} = 1 + \frac{(\theta_k^2 + 2 \cdot \zeta \cdot \theta_k) \cdot (T_{\parallel} - T_{\perp})}{\zeta^2 \cdot (T_{\parallel} - T_{\perp}) + T_{\perp} + I_p} \quad (2.2.22)$$

Sachant que $T_{\parallel} \gg T_{\perp}$ et supposant que $I_p = 0$, alors l'équation 2.2.22 devient à θ_k fixé,

$$\frac{I_2}{I_1} \simeq 1 + \frac{\theta_k^2}{\zeta^2 + \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}} + 2 \cdot \theta_k \cdot \frac{\zeta}{\zeta^2 + \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}} \quad (2.2.23)$$

si $\zeta^2 \ll \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}$,

$$\frac{I_2}{I_1}(\zeta) \simeq 1 + \frac{\theta_k^2}{\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}} + 2 \cdot \theta_k \cdot \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} \cdot \zeta \quad (2.2.24)$$

alors la variation de l'intensité $\frac{I_2}{I_1}$ est proportionnelle à l'angle de décroisement ζ .
si $\zeta^2 \gg \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}$,

$$\frac{I_2}{I_1}(\zeta) \simeq 1 + 2 \cdot \theta_k \cdot \frac{1}{\zeta} + \frac{\theta_k^2}{\zeta^2} \quad (2.2.25)$$

Expression du temps d'acquisition en fonction de l'angle de décroisement

Avant une excitation magnétique, l'intensité de l'image I_0 peut s'exprimer comme suit :

$$I_0 = T_{\text{acq}} \cdot [T_{\parallel} \cdot \sin^2 \zeta + T_{\perp} \cdot \cos^2 \zeta] \quad (2.2.26)$$

et

$$T_{\text{acq}} = \frac{I_0}{T_{\parallel} \cdot \sin^2 \zeta + T_{\perp} \cdot \cos^2 \zeta} \quad (2.2.27)$$

en supposant ζ petit, on applique un développement limité au dénominateur de l'équation 2.2.27, on obtient :

$$T_{\text{acq}} = \frac{I_0}{T_{\parallel} \cdot [\zeta^2 + \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \cdot (1 - \frac{\zeta^2}{2})]} \quad (2.2.28)$$

pour $\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}$ négligeable,

$$T_{\text{acq}}(\zeta) = \frac{I_0}{T_{\parallel} \cdot [\zeta^2 + \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}]} \quad (2.2.29)$$

L'allure expérimentale du temps d'acquisition (figure 2.2.9.a) est conforme à l'équation 2.2.29.

Mesure de l'intensité en fonction de l'angle de décroisement de l'analyseur

En pratique, dans la configuration SP, en supposant que le polariseur et l'analyseur sont parfaitement croisés, l'intensité lumineuse obtenue et le niveau de gris de l'image im sont très faibles. Afin de définir l'angle de décroisement optimal pour lequel un niveau de gris maximum est obtenu, l'intensité de la lumière polarisée a été étudiée expérimentalement pour chaque échantillon en variant l'angle de décroisement autour de l'angle de croisement total. La figure 2.2.9 présente la différence de niveau de gris et le temps d'acquisition en fonction de l'angle de décroisement. L'allure expérimentale de la différence d'intensité est conforme à l'équation 2.2.22.

i)- Caractéristiques du temps d'acquisition

La durée d'acquisition d'une image est fonction de trois éléments : son temps d'acquisition par la caméra T_{acq} , le temps de transfert et le temps de stockage sur l'ordinateur. Lorsqu'on fait par exemple le moyennage de 10 images de taille 656×494 pixels avec un temps d'acquisition de 1 s, la durée d'acquisition vaut 22 s. Ceci dépend de la mémoire vive de l'ordinateur, de sa fréquence d'horloge et de la taille de l'image. Si cette dernière est grande, c'est le temps de transfert qui domine. En diminuant la taille de l'image, on diminue la durée d'acquisition.

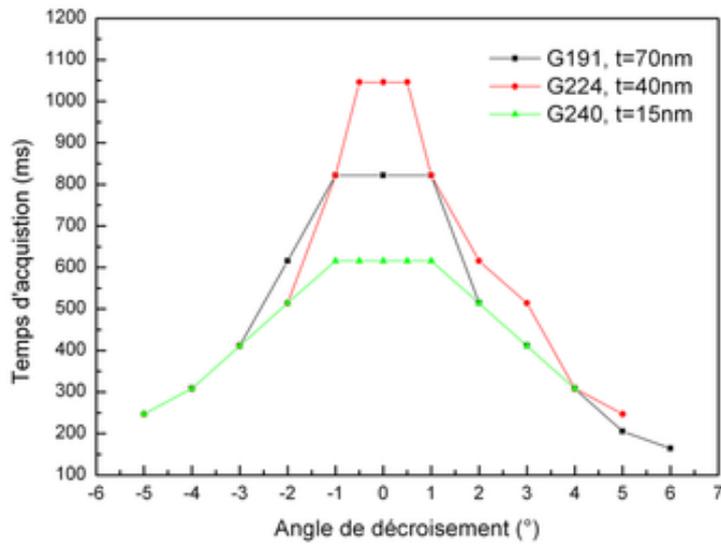
ii)- Protocole de mesure de l'intensité de l'image magnétique en fonction de l'angle de décroisement

Afin de mesurer l'intensité d'une image 14 bits de taille 656×494 pixels en fonction du décroisement de l'analyseur, nous avons procédé comme suit.

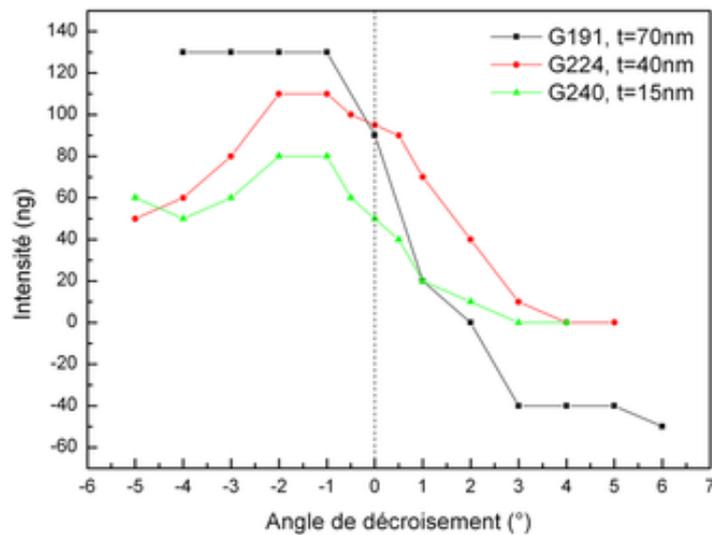
La première étape consiste à déterminer le temps d'acquisition (avant excitation magnétique) pour lequel toutes les images ont la même intensité moyenne, à la moitié de la dynamique de l'image 2^{14} . la figure 2.2.9.a et l'équation 2.2.29 montrent que le temps d'acquisition dépend de l'inverse de l'angle de décroisement.

Pour un angle ζ donné, deux images moyennées im_1 et im_2 correspondantes à deux valeurs de champ magnétiques à saturation opposées ont été enregistrées. Le niveau de gris représenté à la figure 2.2.9.b correspond à l'image divisé $\frac{im_1}{im_2}$ à partir d'un profil comme celui de la figure 2.2.8.a.

Dans la figure 2.2.9.a, la plus grande valeur de temps d'acquisition présente un plateau autour d'une position donnée. Celle-ci a été considérée comme étant la position du croisement total de l'analyseur par rapport au polariseur. Par conséquent, la figure 2.2.9.b montre que le niveau de gris des images est sensible au degré de décroisement de l'analyseur. On note qu'en décroisant d'un petit angle, la variation de l'intensité est linéaire, ce qui semble cohérent avec l'équation 2.2.24 qui montre que $\frac{I_2}{I_1}$ est linéairement proportionnelle à ζ . Au-delà, l'intensité présente un maximum (ou minimum) puis une décroissance (croissance), ce qui semble cohérent avec l'équation 2.2.25 qui montre que $\frac{I_2}{I_1}$ dépend de ζ^{-2} . Nous avons finalement choisi un décroisement de l'analyseur de -1° à -2° permettant d'obtenir le maximum de niveau de gris.



(a)



(b)

FIGURE 2.2.9. (a) Évolution du temps d'acquisition d'une image 14 bits en fonction de l'angle de décroisement de l'analyseur dans trois échantillons de taille 656×494 pixels. (b) Niveau de gris dans les images divisées en fonction de l'angle de décroisement de l'analyseur.

Effet de l'épaisseur des échantillons sur l'intensité mesurée

La figure 2.2.10 montre la différence de niveau de gris entre la zone magnétique saturée (LSMO) et la zone non magnétique (STO) dans les trois échantillons d'épaisseurs différentes. Le substrat non magnétique (STO) est fixé à 20000 ng. On relève les valeurs de la variation de niveau de gris entre la zone saturée et la zone non magnétique dans les échantillons d'épaisseur 70 nm, 40 nm et 15 nm, et on trouve respectivement 130, 110 et 40 ng. Cette diminution de niveau de gris en fonction de l'épaisseur est liée à la diminution de la rotation Kerr.

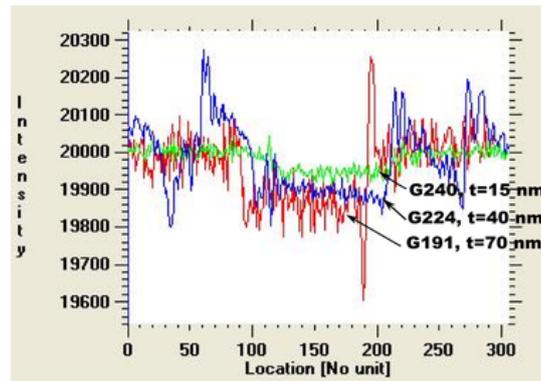


FIGURE 2.2.10. Comparaison des niveaux de gris entre la zone saturée et la zone non magnétique dans les trois échantillons d'épaisseurs 15 nm (échantillon G240), 40 nm (G224) et 70 nm (G191).

Conséquence sur le rapport signal/bruit Le niveau de gris de l'échantillon d'épaisseur 15 nm est faible. Pour remédier à ce problème, la taille de l'image a été réduite en éliminant la zone des contacts. En conséquence, le temps de transfert diminue, ainsi que la durée d'acquisition. Afin de garder la même durée d'acquisition (dans notre cas 22 s) pour tous les échantillons, le nombre d'image moyenné a été augmenté et donc le rapport signal/bruit.

À titre d'exemple, l'intensité d'un profil rectangulaire dans une zone non magnétique d'une image sans moyennage et d'une image obtenue par moyennage de 100 images est présentée à la figure 2.2.11. Elle montre que la moyenne de N images permet de réduire le bruit de fond d'un facteur \sqrt{N} .

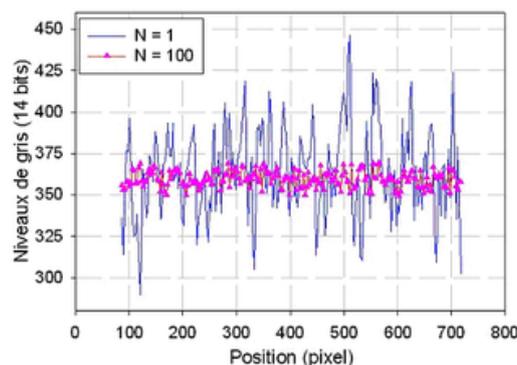


FIGURE 2.2.11. Niveaux de gris d'un profil rectangulaire dans une zone non magnétique. La courbe où $N=100$ correspond à une image obtenue par moyennage de 100 images. la courbe où $N=1$ correspond à une image sans moyennage [Warsito, 2003].

Réalisation d'un cycle d'hystérésis

Après avoir repéré la valeur du champ magnétique correspondant au début du retournement d'aimantation, on enregistre manuellement à chaque valeur de champ appliqué une image MOKE. Le cycle d'hystérésis est réalisé en balayant le champ d'une manière continue d'un état saturé $-H_{\text{sat}}$ jusqu'à $+H_{\text{sat}}$ puis de $+H_{\text{sat}}$ jusqu'à $-H_{\text{sat}}$ en passant par les valeurs de champ de retournement magnétique.

L'intensité dans la zone non magnétique de l'image n'est pas stable au cours de la mesure à cause des fluctuations de gain de la caméra, en partie liées à son instabilité thermique de la caméra, et des fluctuations de la source lumineuse. Pour corriger ce problème, avant de tracer le cycle d'hystérésis des images, il a été indispensable d'égaliser l'intensité dans la surface non magnétique (le substrat) de toutes les images enregistrées en utilisant un programme d'égalisation des images sous Matlab, réalisé en collaboration avec l'équipe Image du GREYC. Ainsi, le niveau de gris des zones non magnétiques de l'échantillon (le substrat) est normalisé et identique pour chaque image. Dès lors, les différences de niveaux de gris relevés dans les différentes images, dans les zones magnétiques, sont uniquement liées à la variation d'aimantation et pas aux fluctuations d'intensité reçues.

L'aimantation d'après l'équation 2.2.11 est directement proportionnelle à la racine carrée de l'intensité

moyenne dans l'aire d'un rectangle donné. Le cycle d'aimantation dépend de l'aire du rectangle dans la zone magnétique, comme le montre la figure 2.2.12. L'image de l'échantillon G191 à 0,73 mT montre que la nucléation commence d'abord dans la zone extérieure au pont (figure 2.2.12, pointillé vert) par comparaison avec celle à l'intérieur du pont (figure 2.2.12, pointillé rouge), ce qui explique la différence entre les cycles.

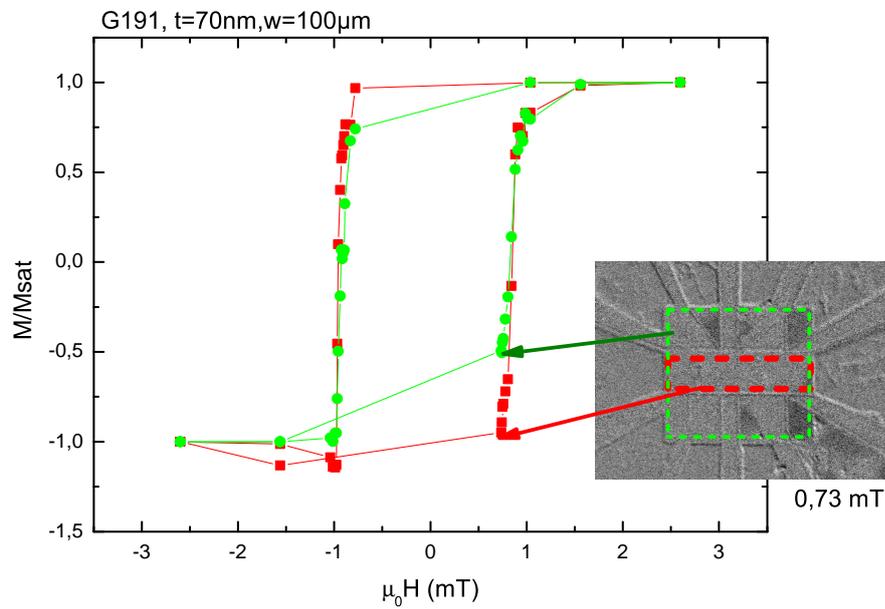


FIGURE 2.2.12. Cycles d'hystérésis de l'échantillon G191 d'épaisseur 70 nm calculés dans deux aires de la zone magnétique. Le rectangle intérieur (rouge) contient uniquement la zone magnétique. Le rectangle extérieur contient les zones magnétique et non magnétique.

2.3. Banc de mesure de magnétorésistance (MR)

2.3.1. Description du banc MR

Le banc de magnétorésistance a été réalisé au cours de ma thèse avec la collaboration de J.M. Routoure, S. Lebargy et J. Gasnier. Il permet de mesurer la résistance en fonction du champ magnétique appliqué et d'enregistrer les valeurs de la résistance, du champ magnétique et de la température.

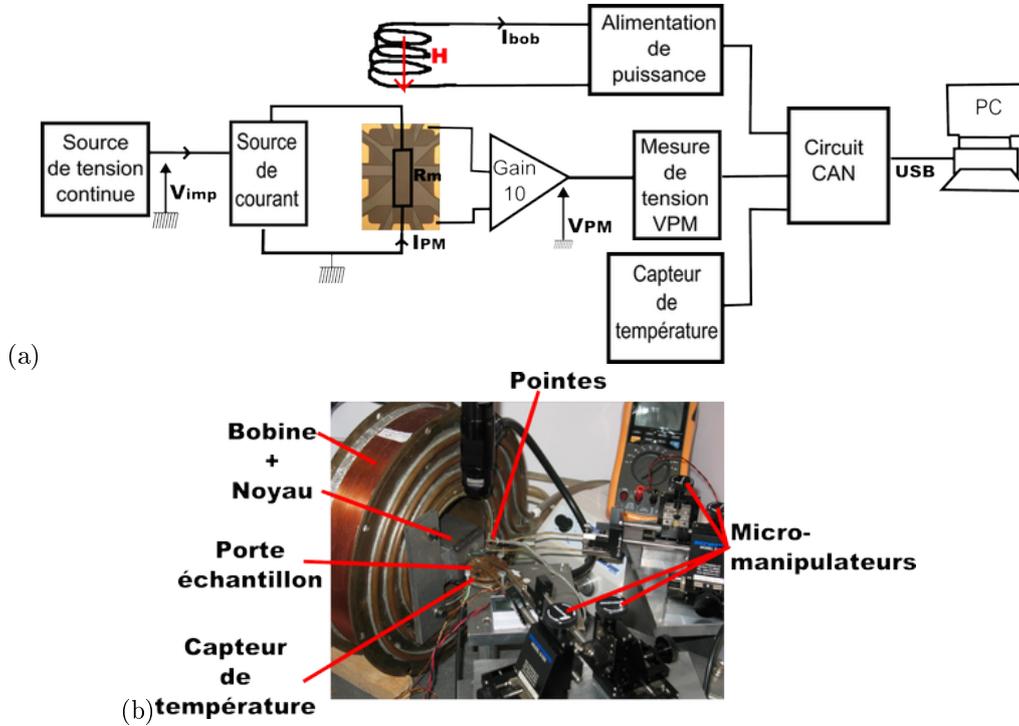


FIGURE 2.3.1. (a) Schéma du banc sous pointes de la mesure de magnétorésistance à température ambiante. La source de courant a été développée dans notre laboratoire. L'alimentation de puissance Kepco modèle BOP 1000 W fonctionne dans la gamme $\pm 50 V$ et $\pm 20 A$. La tension V_{imp} est appliquée à l'entrée de la source de courant. Le courant appliqué à l'échantillon est $I_{PM} = \frac{V_{imp}}{R_{pol}}$, la résistance de l'échantillon est $R_m = \frac{V_{PM}}{10 \cdot I_{PM}}$. (b) Photographie des éléments du banc MR

La figure 2.3.1.a présente un schéma simplifié du banc de mesure MR. Il est composé de :

- Une source de courant continue réalisée au laboratoire GREYC permettant d'appliquer un courant I_{PM} ne dépassant pas 10 mA aux bornes de l'échantillon. Elle est caractérisée par une forte impédance de sortie et un faible niveau de bruit [Routoure *et al.*, 2007]. La valeur du courant de sortie dépend d'une résistance R' et de la tension appliquée V_{imp} . Afin de s'affranchir du bruit des contacts, on impose $R' = 10 \cdot R_m$. Le compromis est que plus la résistance R' est grande, plus I_{PM} est petit et le bruit des contacts diminue. La valeur limite du courant I_{PM} est contraint par le courant de saturation des amplificateurs opérationnels et par la résistance de l'échantillon R_m , plus elle est grande plus le courant de saturation est petit. La couche mince de LSMO de conductance thermique G ($G = 10^{-3} W/K$) et de coefficient en température $TCR = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT}$ ($TCR = 2 - 3 \%/K$) est limitée par le courant d'emballement de la couche, calculé à partir de l'expression suivante :

$$I_{lim} = \sqrt{\frac{0,3 \cdot G}{dR/dT}} \simeq \frac{0,1}{\sqrt{R}} \quad (2.3.1)$$

On peut quantifier à partir d'une valeur typique $TCR \sim 2 \%/K$ dans le LSMO la variation maximale de température ΔT permettant de mesurer une variation de $\frac{dR}{R(0)} \sim 0,01 \%$. On obtient une variation $\Delta T \sim 5 \cdot 10^{-3} K$ sur la durée de la mesure.

- Une alimentation de puissance bipolaire "Kepco" modèle BOP 1000 W fonctionnant dans la gamme $\pm 50 V$ et $\pm 20 A$ est appliqué à la bobine. Un signal triangulaire quasi-statique de fréquence 0,01 Hz

a été appliqué aux bornes de la bobine soit avec une amplitude $\pm 1,25 A$ pour les mesures à très faible champ $\pm 6 mT$, ou d'une amplitude $\pm 20 A$ pour les mesures à $\pm 97 mT$. Le courant dans la bobine est limité à 5 A, à cause de la présence d'un capteur de courant de type ACS712 de sensibilité 185 mV/A. Au dessus de 5 A, on abaisse le courant qui circule dans le capteur par un shunt. Le capteur de courant permet de fournir une tension équivalente à la carte d'acquisition CAN. Cependant, il rajoute une tension de décalage de 40 mV, équivalente à 0,9 mT sur la mesure de champ magnétique. Cette alimentation présente des limites : une fréquence minimale de 0,01 Hz et une résolution d'une dizaine de milliampères.

- Une bobine circulaire (figure 2.3.1.b) de résistance 2Ω est traversée par un courant I_{bob} . Elle comporte un diamètre intérieur et extérieur égales respectivement à 15 cm et 30 cm. Elle possède un circuit de refroidissement à eau pour éviter son échauffement. À l'intérieur a été fixé un noyau magnétique doux désaimanté d'une section $5 \times 5 cm^2$ pour concentrer les lignes de champ magnétique. Le courant appliqué I_{bob} peut aller jusqu'à 20 A, équivalent à 110 mT si l'échantillon est collé au noyau. En revanche, le centre de l'échantillon est situé à 0,7 cm du noyau, la valeur maximale de champ mesuré est 97 mT. A cette distance, le calibrage de la bobine avec un capteur Hall donne un transfert en champ égal à 4,85 mT/A.

Comme dans le cas du banc de microscopie MOKE (section 2.2.4), nous allons évaluer l'écart en champ magnétique entre la distance 0,7 cm située à l'extrémité de l'échantillon avec celle des quatre ponts. La figure 2.3.2.a présente la cartographie de l'ensemble noyau-bobine réalisé avec le logiciel femm. Les valeurs caractéristiques du noyau et de la bobine sont identiques à celle de la microscopie MOKE (tableau 2.6). Les bobines sont identiques par contre la dimension du noyau est différente. La figure 2.3.2.b montre que le champ à 0,7 cm de l'extrémité du noyau donne un transfert égal à 4,85 mT/A.

Le tableau 2.8 montre la position de chaque pont par rapport à l'extrémité du noyau et les valeurs de transfert associées. Les ponts de l'échantillon G240 et G191 (vicinaux) sont situés soit à 0,6 cm soit à 0,8 cm de l'extrémité du noyau. On obtient dans le cas d'un déplacement suivant Z et X un transfert égal respectivement à $4,85 \pm 0,08 mT/A$ et $4,85 \pm 0,015 mT/A$. Dans les ponts de l'échantillon G224, les ponts sont situés à $\pm 0,15 cm$ du centre du porte échantillon. On obtient dans le cas d'un déplacement suivant Z et X un transfert égal respectivement à $4,85 \pm 0,1 mT/A$ et $4,85 \pm 0,014 mT/A$. On constate que la variation du champ suivant X (figure 2.3.2.c) peut être négligée et que celle suivant Z donne une erreur sur le transfert de $\pm 1,6 \%$ dans les échantillons vicinaux et de 2 % au maximum dans le non vicinal.

Échantillons	Ponts	w (μm)	Position du pont par rapport à l'extrémité du noyau (cm)	Correction apportée au transfert mesuré au centre du porte échantillon (mT/A)	Transfert pour chaque pont (mT/A)
G240 et		50	0,8	-0,08	4,77
		100	0,6	+0,08	4,93
G191 (vicinaux)		50	0,8	-0,08	4,77
		100	0,6	+0,08	4,93
		50	0,6	+0,08	4,93
		100	0,6	+0,08	4,93
		50	0,8	-0,08	4,77
		100	0,8	-0,08	4,77

TABLE 2.8. Tableau récapitulatif des valeurs de transfert associées à chaque pont deux échantillons vicinaux.

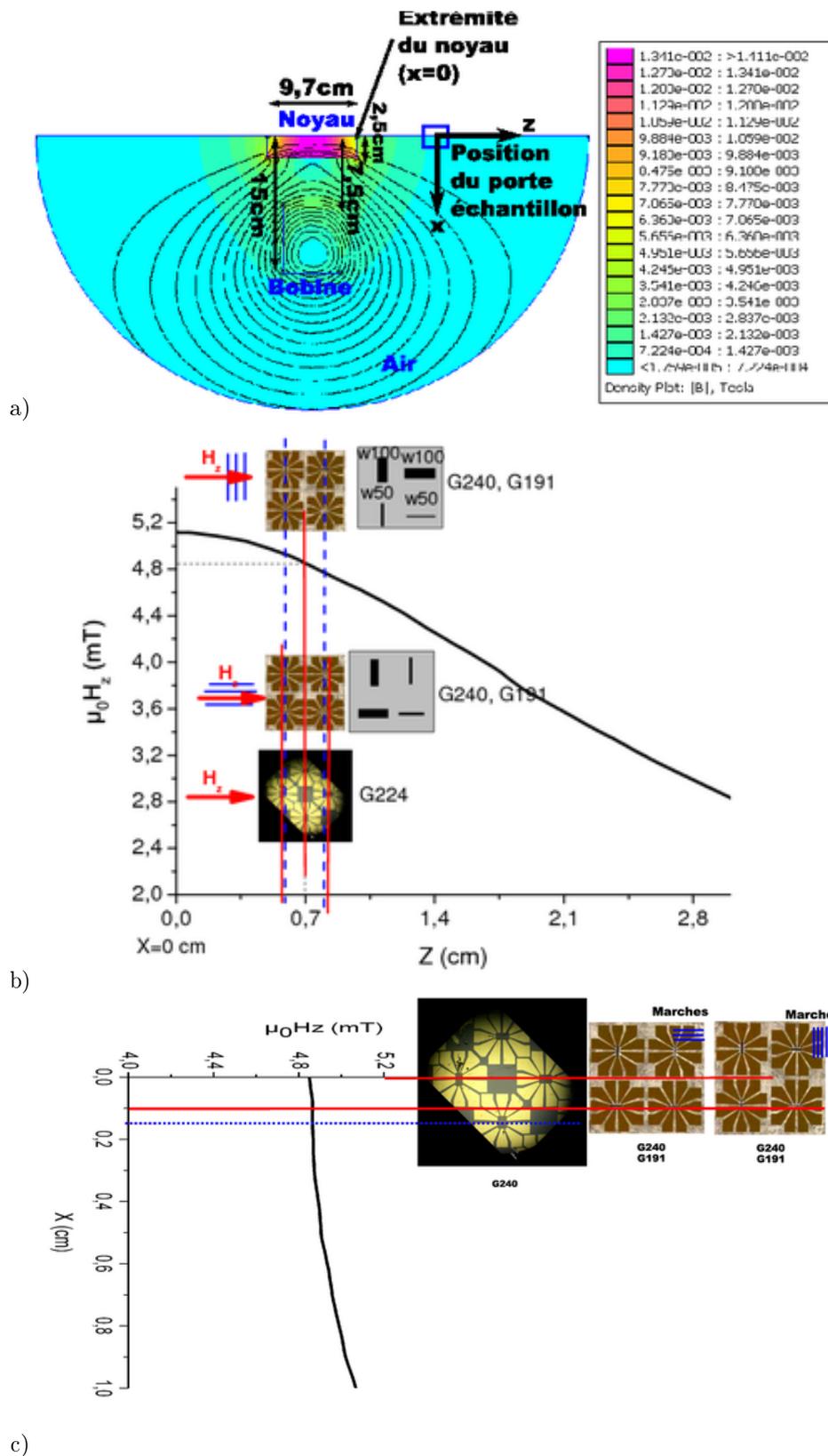


FIGURE 2.3.2. a) Cartographie des lignes de champ de l'ensemble bobine-noyau. La position du porte échantillon n'est pas mise à l'échelle. b) Variation de la composante du champ magnétique suivant Z en fonction d'un déplacement suivant Z. Z = 0 représente la position à l'extrémité du noyau. c) Variation de la composante de champ suivant Z en fonction d'un déplacement suivant X pour Z = 0,7 cm (à 0,7 cm de l'extrémité du noyau).

- Un capteur de température LM35 (figure 2.3.1.b) a été collé sur le porte échantillon. Il permet de mesurer la température de l'échantillon durant la mesure.
- L'échantillon est caractérisé par sa résistance R_m . Il a été mesuré par la technique traditionnelle de mesure sous pointes (figure 2.3.1.b). La couche a été collée avec de la laque d'argent sur un porte échantillon en cuivre. Dix plots d'or sont prévus ; deux contacts sont prévus pour appliquer du courant I_{PM} et huit autres pour mesurer la tension V_{PM} aux bornes de R_m pour différentes longueurs L .
- Une carte électronique permet l'acquisition de la tension correspondant au courant I_{bob} et celle de la tension V_{PM} amplifié. Un convertisseur analogique numérique permet via le port USB de transmettre les données à l'ordinateur. Ce dernier grâce à un programme Labview enregistre les données tous les 400 ms (période d'échantillonnage).

2.4. Conclusion du chapitre

Nous avons décrit les dispositifs expérimentaux de microscopie magnéto-optique Kerr longitudinal et de magnétorésistance. Ces deux techniques nous permettront d'une part d'identifier les différents processus de retournement de l'aimantation et de traînage magnétique et d'autre part de mesurer la magnétorésistance des échantillons LSMO.

En résumé, nous avons à notre disposition un banc de mesure MOKE présentant une résolution spatiale d'une dizaine de micromètre, un grossissement de 2 à 3,5 et une profondeur de champ de 3,4 mm. Il permet de mesurer des échantillons sous vide entre 4,2 K et 295 K dans une gamme de champ magnétique maximal de ± 52 mT avec un pas au minimum de ± 5 μ T. Nous avons évalué l'écart sur la valeur de champ magnétique appliqué de $\pm 0,2$ mT/A ou $\pm 0,3$ mT/A pour les échantillons vicinaux et non vicinaux selon la position en Z du pont testé par rapport à l'extrémité du noyau. Le temps d'acquisition d'une seule image est d'environ 1 s. L'amélioration du rapport signal sur bruit des images requiert une accumulation d'images et un traitement de ces images. Le temps nécessaire à l'imagerie d'un état magnétique dans la zone de retournement est de 22 s.

Le banc de mesure MR permet de mesurer en statique la variation de la résistance en fonction du champ magnétique appliqué. Le maximum du champ est 97 mT. L'échantillon étant situé à 0,7 cm du noyau. L'erreur sur la mesure du champ est au maximum égale à 2 %. L'erreur sur la sensibilité magnétique sera de même ordre de grandeur que celle sur le champ magnétique.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux

3.1. Introduction

Ce chapitre présente les résultats des mesures par microscopie MOKE et de magnétorésistance sur les couches minces de LSMO décrits dans la section 2.1. Nous allons montrer que les trois échantillons étudiés présentent des mécanismes de retournement de l'aimantation différents (tableau 3.1) selon leurs tailles et les directions du champ par rapport aux marches et à la longueur du pont (ou au courant).

	Échantillons	w (μm)	Orientations de H par rapport aux marches
* Retournement par nucléation et propagation de parois	(G224)	50 et 100	-
	(G191)	50 et 100	$H \parallel$ marches
	(G240)	50	$H \parallel$ marches
* Retournement cohérent	(G191)	50 et 100	$H \perp$ marches
	(G240)	50 et 100	$H \perp$ marches
* Retournement mixte	(G240)	100	$H \parallel$ marches

TABLE 3.1. Résumé des trois mécanismes de retournement de l'aimantation observés dans les échantillons étudiés.

Le champ magnétique H est appliqué dans le plan suivant deux orientations parallèle ou perpendiculaire par rapport au courant électrique appliqué I (figure 3.1.1.b). Dans le cas des échantillons vicinaux, on définit également les directions du champ par rapport aux marches ; les différentes configurations sont résumées dans la figure 3.1.1.a.

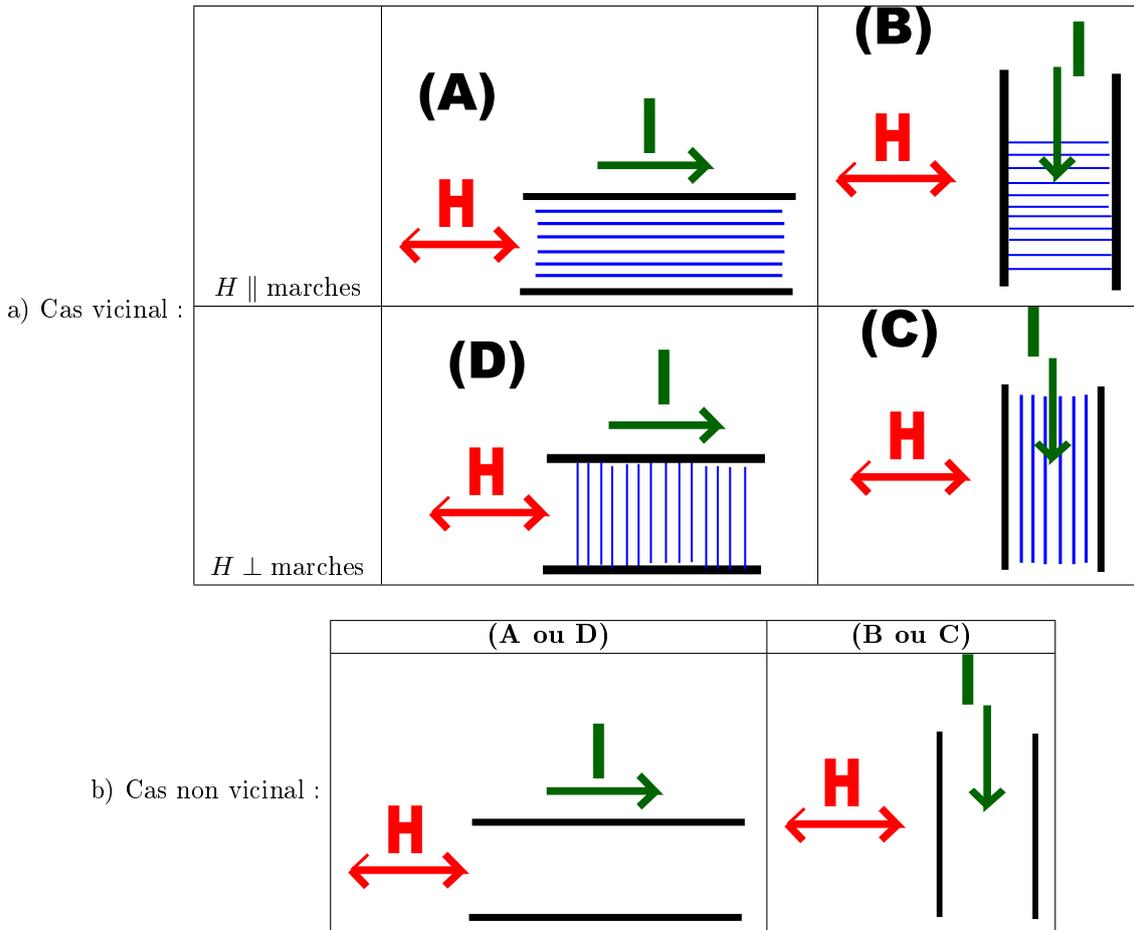


FIGURE 3.1.1. a)- Schéma des orientations du champ magnétique H et du courant électrique I par rapport aux marches dans les ponts dans le cas vicinal. Le pont est représenté par deux barres à l'intérieur desquelles la direction des marches est représentée.

(A) : la direction du champ est parallèle aux marches et au courant.

(B) : la direction du champ est parallèle aux marches et perpendiculaire au courant.

(C) : la direction du champ est perpendiculaire à celle des marches et du courant.

(D) : la direction du champ est perpendiculaire aux marches et parallèle au courant.

b)- Un schéma des orientations du champ magnétique H et du courant électrique I dans le cas non vicinal.

Notre premier objectif a été de présenter les mesures de magnétorésistance à ± 97 mT dans la couche monodomaine (section 3.2). J'ai choisi de présenter ensuite la magnétorésistance à très faible champ ± 6 mT suivant le processus de retournement de l'aimantation (sections 3.3, 3.4 et 3.5).

3.2. Magnétorésistance à ± 97 mT

Introduction

Dans la gamme fort champ (> 1 T), la magnétorésistance colossale domine quelle que soit l'orientation du champ magnétique appliqué [Kusters *et al.*, 1989, Jin *et al.*, 1994, von Helmholt *et al.*, 1993, Tokura *et al.*, 1996]. Ce paragraphe s'intéresse à la magnétorésistance dans la gamme ± 97 mT c'est à dire à faible champ (LFMR).

Les mesures de magnétorésistance ont été réalisées en effectuant un cycle (aller-retour) dans la gamme ∓ 97 mT en passant par zéro. Un cycle dure 100s, contient 250 points de mesures, le pas en champ est $1,5$ mT $\pm 0,1$ mT. Dans les légendes des figures, la valeur de la température T indiquée est la température moyenne durant la mesure. Le courant I de densité J qui parcourt la couche mince est parallèle à la longueur du pont.

Notre premier objectif est d'étudier à température ambiante l'influence des marches, de l'épaisseur, de la taille du motif et de l'orientation du champ sur la MR dans la zone linéaire pour laquelle la couche est monodomaine. Pour cela, nous allons présenter d'abord les résultats de MR dans le cas non vicinal et ensuite les comparer avec le cas vicinal. Les valeurs de MR et de sensibilité magnétique sont rassemblées dans le tableau 3.3.

3.2.1. LSMO non vicinal (G224)

Effet de la direction du champ par rapport au courant

L'échantillon de référence (G224) est la couche de LSMO d'épaisseur 40 nm et de vicinalité 0° déposée sur un substrat STO(001). Le pont étudié est de dimension $w = 100 \mu\text{m}$ et $L = 300 \mu\text{m}$.

Le cycle de magnétorésistance lorsque $H \parallel I$ et $H \perp I$ est présenté à la figure 3.2.1. On observe une magnétorésistance négative et des différences entre les deux cas :

- À très faible champ magnétique (± 6 mT), le comportement entre les deux configurations $H \parallel I$ et $H \perp I$ est différent. On observe deux maxima de MR lorsque $H \parallel I$, alors qu'ils sont absents lorsque $H \perp I$. Une étude plus détaillée des mesures à très faible champ sera traitée ultérieurement. L'effet AMR entre en jeu dans les métaux ferromagnétiques [Mcguire et Potter, 1975] et la différence entre les courbes de MR lorsque $H \parallel I$ et $H \perp I$ peut s'expliquer par l'effet AMR dans le LSMO [O'Donnell *et al.*, 1997a].
- Dans la gamme à faible champ (± 97 mT), la variation de MR est réversible et linéaire, et s'explique par l'effet intrinsèque CMR dans le LSMO. En revanche, la valeur de MR et la sensibilité magnétique S (équation 1.6.5) sont différentes entre $H \parallel I$ et $H \perp I$. Cette différence est liée à une combinaison de l'effet AMR qui donne $MR_{M \perp I} > MR_{M \parallel I}$ [Suzuki et Hwang, 1999] et l'effet CMR qui donne une variation linéaire et réversible [O'Donnell *et al.*, 1997a]. Notons $S_{H \parallel I}$ et $S_{H \perp I}$ les valeurs respectives de la sensibilité lorsque $H \parallel I$ et $H \perp I$. Nous obtenons une valeur de $|S_{H \perp I}| = 8 \%/T$ supérieure à $|S_{H \parallel I}| = 7 \%/T$. Ces valeurs sont supérieures à celles d'un LSMO massif [Hwang *et al.*, 1996], mais de même ordre de grandeur qu'une couche LSMO d'épaisseur 60 nm déposée sur STO(001) [Favre-Nicolin, 2003].

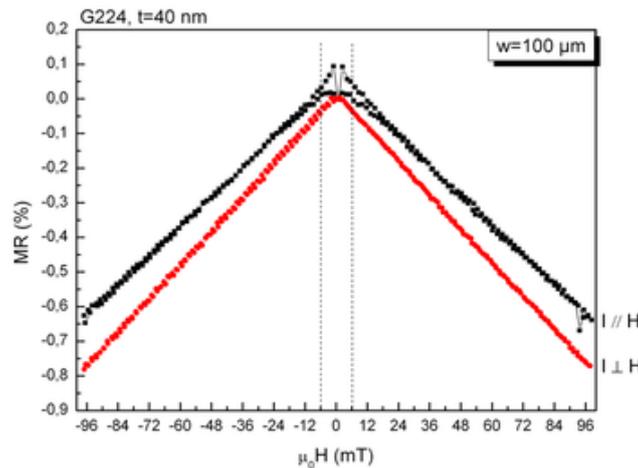


FIGURE 3.2.1. Magnétorésistance à l'air ambiant de l'échantillon de référence du pont $w = 100 \mu\text{m}$ et $L = 300 \mu\text{m}$ gravé dans LSMO déposé sur un substrat STO(001) non vicinal. La densité du courant dans le pont est $J = 34.10^6 \text{ A.m}^{-2}$. Lorsque $H \parallel I$: $T = 21,6^\circ\text{C}$ et $R_{\parallel}(0) = 3 \text{ k}\Omega$. Lorsque $H \perp I$: $T = 20,6^\circ\text{C}$ et $R_{\perp}(0) = 3,9 \text{ k}\Omega$.

Effet de la largeur

La mesure de la magnétorésistance à température ambiante est présentée à la figure 3.2.2 pour deux ponts de largeurs $50 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$ gravés dans LSMO non vicinal d'épaisseur 40 nm sur STO(001).

Dans la figure 3.2.2.a, le champ magnétique est appliqué parallèlement au courant ($H \parallel I$). On retrouve

les deux maxima à très faible champ. La valeur de la sensibilité S dans la zone linéaire et réversible varie en fonction de la largeur avec $S_{H\parallel I}(w100) > S_{H\parallel I}(w50)$ (voir les valeurs dans le tableau 3.3).

Les courbes de MR pour les deux largeurs lorsque $H \perp I$ sont représentées à la figure 3.2.2.b. Elles ont la même allure sans les maxima de MR. On trouve encore que $S_{H\perp I}(w100) > S_{H\perp I}(w50)$ (voir les valeurs dans le tableau 3.3).

La différence observée entre la MR des deux ponts 50 μm et 100 μm est étonnante. Nous observons également une différence de résistivité qui révèle certainement une différence de qualité du matériau selon le pont testé. La plus grande valeur de MR est mesurée pour le pont le plus résistif ce qui rejoint les études de MR en fonction de la qualité cristalline du LSMO [Gupta *et al.*, 1996].

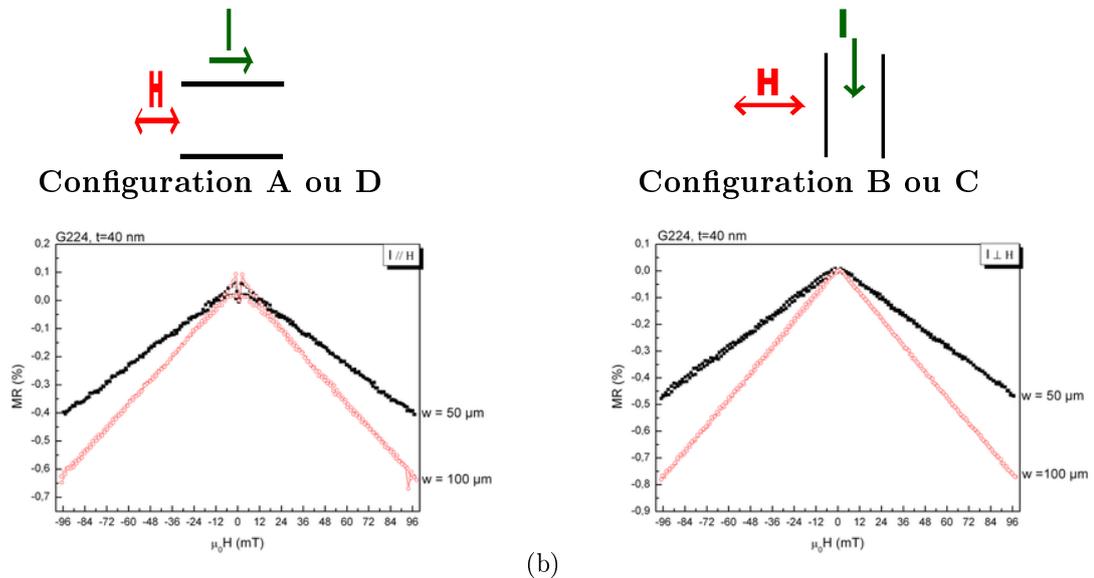


FIGURE 3.2.2. Magnétorésistance à l'air ambiant de l'échantillon de référence G224 des ponts $w = 50 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$ et $L = 300 \mu\text{m}$ gravés dans LSMO déposé sur un substrat STO(001) non vicinal. (a)- $H \parallel I$, $T(w50) = 22,3^\circ\text{C}$, $T(w100) = 21,6^\circ\text{C}$, $\rho_{H\parallel I}(w50) = 2,4 \text{ m}\Omega\cdot\text{cm}$, $\rho_{H\parallel I}(w100) = 5 \text{ m}\Omega\cdot\text{cm}$. (b)- $H \perp I$, $T(w50) = 21,4^\circ\text{C}$, $T(w100) = 20,6^\circ\text{C}$, $\rho_{H\perp I}(w50) = 2,4 \text{ m}\Omega\cdot\text{cm}$, $\rho_{H\perp I}(w100) = 5 \text{ m}\Omega\cdot\text{cm}$.

3.2.2. LSMO vicinal 10° (G191 et G240)

Effet des marches

La figure 3.2.3 montre les cycles de magnétorésistance mesurés dans deux échantillons de LSMO déposés sur un substrat STO vicinal (G240) et non vicinal (G224) sur des ponts de même dimension $w = 100 \mu\text{m}$ et $L = 300 \mu\text{m}$.

La figure 3.2.3 montre que la magnétorésistance est plus importante en présence des marches quelle que soit l'orientation du champ par rapport aux marches ou par rapport au courant. On relève un plus fort écart d'environ 1,4 % à 97 mT de l'échantillon vicinal par rapport au non vicinal lorsque le courant est parallèle aux marches et au champ (configuration A).

Dans la figure 3.2.3.a ($H \parallel I$), la différence entre la configuration (A) et (D) est l'orientation du courant et du champ par rapport aux marches, on relève une plus grande sensibilité lorsque la direction du courant est parallèle aux marches $|S_{H\parallel I}^A| = 20\%/T$ par rapport à celle perpendiculaire aux marches $|S_{H\parallel I}^D| = 16\%/T$ ($S_{H\parallel I}^A > S_{H\parallel I}^D$).

Dans les configurations (B) et (C) présentées à la figure 3.2.3.b ($H \perp I$), la sensibilité est plus grande lorsque la direction du courant est parallèle aux marches $|S_{H\parallel I}^C| = 19\%/T$ par rapport à celle perpendiculaire aux marches $|S_{H\perp I}^B| = 15\%/T$ ($S_{H\perp I}^B < S_{H\perp I}^C$).

En conclusion, la présence des marches dans la couche mince de LSMO augmente la sensibilité de MR à

± 97 mT d'environ 2 à 3 fois. Ce résultat fait penser à celui de Sofin et al. [Sofin *et al.*, 2005] qui ont observé une augmentation de la magnétorésistance deux fois plus élevée à 125 mT dans la couche épitaxiale et vicinale de Fe_3O_4/MgO comparé la couche non vicinale. Ils ont expliqué cette augmentation de MR dans les vicinaux par la diffusion de spin créée par un défaut cristallin (*Antiphase Boundaries*) au niveau des marches.

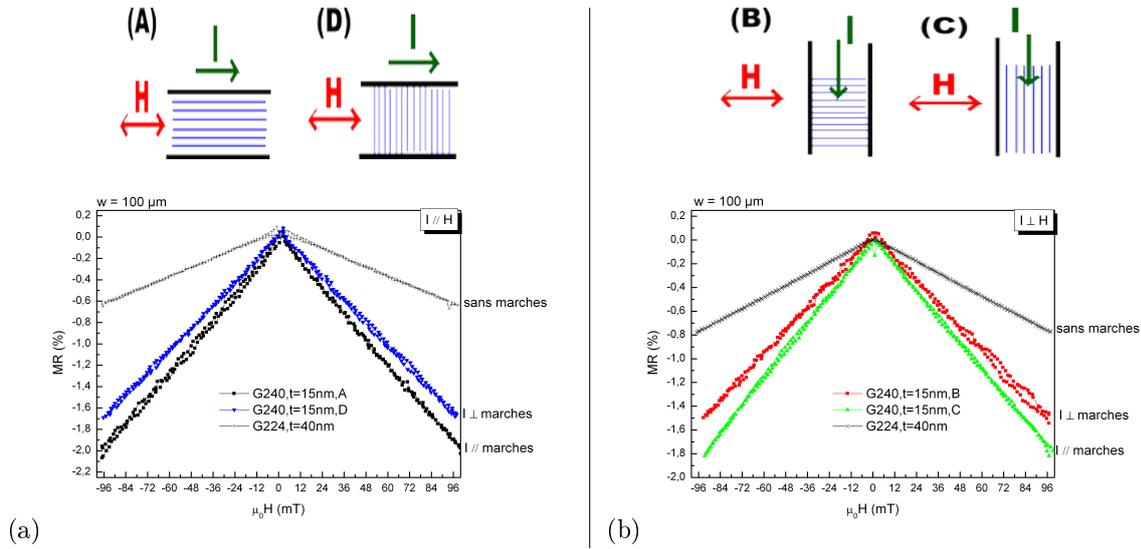


FIGURE 3.2.3. Mesures de magnétorésistance à l'air ambiant de deux échantillons. Échantillon G224 : le pont est gravé dans LSMO de dimension ($w = 100 \mu\text{m}$, $L = 300 \mu\text{m}$) déposé sur un substrat STO (001) non vicinal. Échantillon G240 : le pont est gravé dans LSMO $t = 15 \text{ nm}$ de dimension ($w = 100 \mu\text{m}$, $L = 300 \mu\text{m}$) déposé sur un substrat STO vicinal 10° . Les valeurs de la température lors de chaque mesure sont $T_A = 23^\circ\text{C}$, $T_B = 23,2^\circ\text{C}$, $T_C = 22,2^\circ\text{C}$ et $T_D = 22,6^\circ\text{C}$. Au-dessus de chaque graphe la configuration de mesure correspondante est rappelée.

- (A) : $H \parallel$ marches, $I \parallel$ marches, $I \parallel H$.
- (B) : $H \parallel$ marches, $I \perp$ marches, $I \perp H$.
- (C) : $H \perp$ marches, $I \parallel$ marches, $I \perp H$.
- (D) : $H \perp$ marches, $I \perp$ marches, $I \parallel H$.

Effet de la largeur

La figure 3.2.4 illustre l'effet de la largeur sur la MR mesurée dans la couche vicinale. Les mesures dans les quatre configurations (A,B,C,D) des deux largeurs $50 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$ ont été superposées afin de visualiser l'effet de la largeur.

On retrouve comme dans la couche non vicinale que la sensibilité dans le pont le plus large est plus importante ($S(w100) > S(w50)$) quelle que soit la configuration des marches. La plus forte pente est obtenue dans la configuration (A) où le courant et le champ sont parallèles aux marches alors que la plus faible pente est obtenue lorsque le courant est perpendiculaire aux marches (B,D). On constate également une différence dans les valeurs de résistivité entre les ponts de largeur $50 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$ dû éventuellement à une inhomogénéité de la qualité cristalline du matériau. Cela pourrait expliquer l'écart de MR entre les différents ponts.

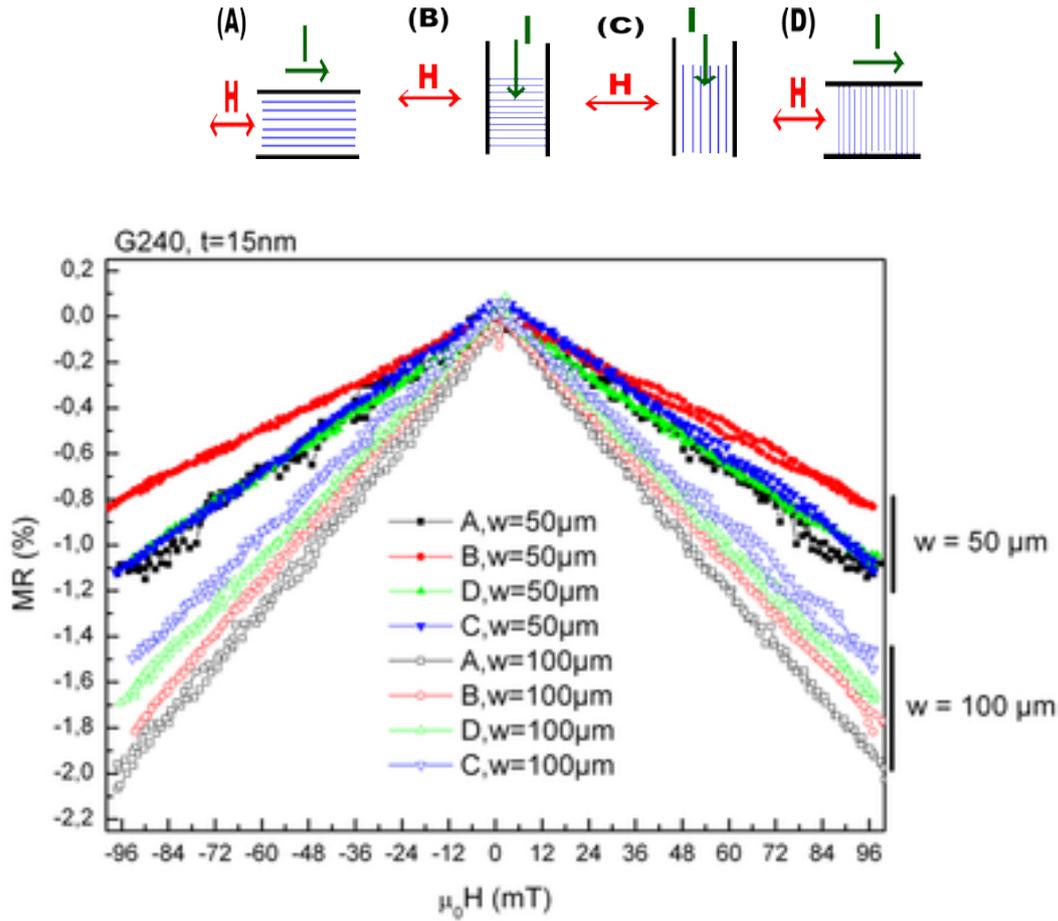


FIGURE 3.2.4. Courbes de magnétorésistance de l'échantillon G240 dans les quatre configurations (A,B,C,D) et pour les deux largeurs du pont de LSMO vicinal 110° ($w = 50 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$), $t = 15 \text{ nm}$ et $L = 300 \mu\text{m}$. Dans les ponts de largeur $50 \mu\text{m}$ les valeurs de résistivité pour chaque configuration sont égales à $\rho_A = 4 \text{ m}\Omega.\text{cm}$, $\rho_B = 4 \text{ m}\Omega.\text{cm}$, $\rho_C = 5 \text{ m}\Omega.\text{cm}$, $\rho_D = 3,5 \text{ m}\Omega.\text{cm}$. Dans le pont de largeur $100 \mu\text{m}$ la résistivité pour chaque configuration est égale à $\rho_A = 7,5 \text{ m}\Omega.\text{cm}$, $\rho_B = 7,5 \text{ m}\Omega.\text{cm}$, $\rho_C = 8,5 \text{ m}\Omega.\text{cm}$, $\rho_D = 7,5 \text{ m}\Omega.\text{cm}$

Effet de l'épaisseur

Après l'étude de l'effet de la largeur et de la présence des marches, nous cherchons à voir si l'épaisseur contribue elle aussi à l'amélioration de la sensibilité de MR à $\pm 97 \text{ mT}$. De ce fait, nous comparons deux échantillons vicinaux de même géométrie ($w = 100 \mu\text{m}$, $L = 300 \mu\text{m}$) et d'épaisseurs différentes 15 nm et 70 nm .

Les courbes de la figure 3.2.5 montrent que quelle que soit la configuration des marches, la couche la plus fine est celle dont la sensibilité est la plus grande. On relève un plus fort écart de sensibilité lorsque la configuration (A) est mesurée : (G240 : $S_{H\parallel I}^A = 20 \text{ \%}/\text{T}$) et (G191 : $S_{H\parallel I}^A = 6 \text{ \%}/\text{T}$).

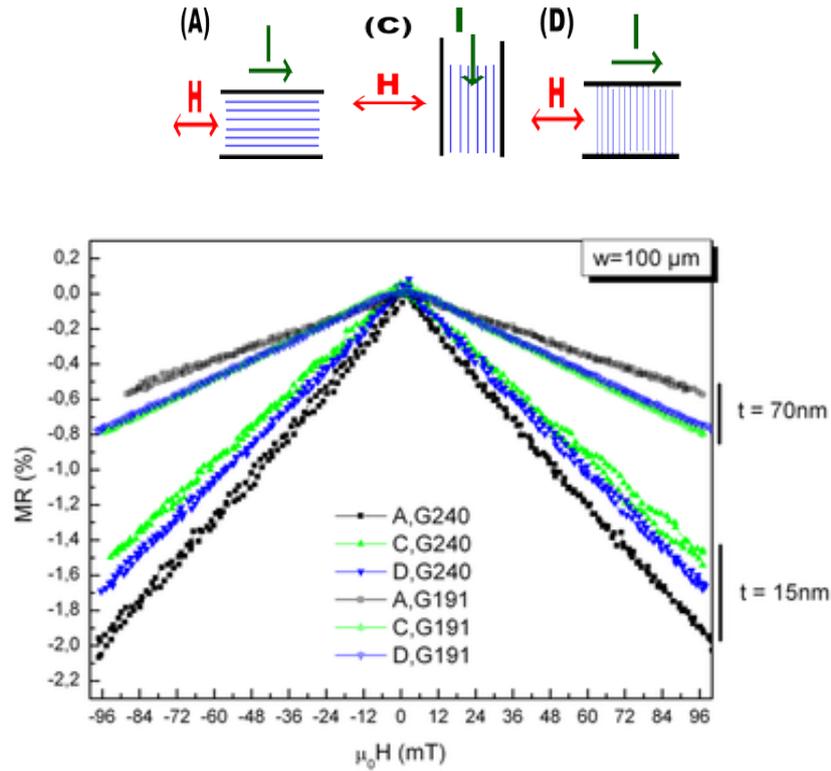


FIGURE 3.2.5. Courbes de magnétorésistance des ponts ($w = 100 \mu\text{m}$, $L = 300 \mu\text{m}$) gravés dans les couches LSMO vicinales 10° en fonction de l'épaisseur 15 nm (G240) et 70 nm (G191) mesurées dans trois configurations (A,C,D) comme indiqué au dessus des graphes.

Effet de la direction du champ ou du courant par rapport aux marches

Afin d'étudier l'effet de la direction du champ sur la magnétorésistance à ± 97 mT, nous avons choisi l'échantillon G240 d'épaisseur 15 nm et de largeur $100 \mu\text{m}$. Nous avons comparé les $MR_{H\parallel I}$ et $MR_{H\perp I}$ pour une direction de champ fixée par rapport aux marches (figure 3.2.6.a et figure 3.2.6.b) ou une direction du courant fixée par rapport aux marches (figure 3.2.6.c et figure 3.2.6.d).

Les figures 3.2.6.a et 3.2.6.b montrent un faible écart de MR de 0,1 % (figure 3.2.6.b) à 0,2 % (figure 3.2.6.a) entre $H \parallel I$ et $H \perp I$. On observe que $MR_{H\parallel I}$ est faiblement supérieure à $MR_{H\perp I}$ à 97 mT, probablement à cause de la dominance de l'effet CMR sur l'effet AMR.

Quand la direction du courant est fixée par rapport à celle des marches, les figures 3.2.6.c et 3.2.6.d montrent un écart de 0,1 à 0,4 % entre $H \parallel I$ et $H \perp I$.

Contrairement au cas non vicinal, il se peut que la présence des marches perturbe l'effet AMR dans le LSMO à ± 97 mT puisque l'écart entre $MR_{H\parallel I}$ et $MR_{H\perp I}$ n'est pas significatif.

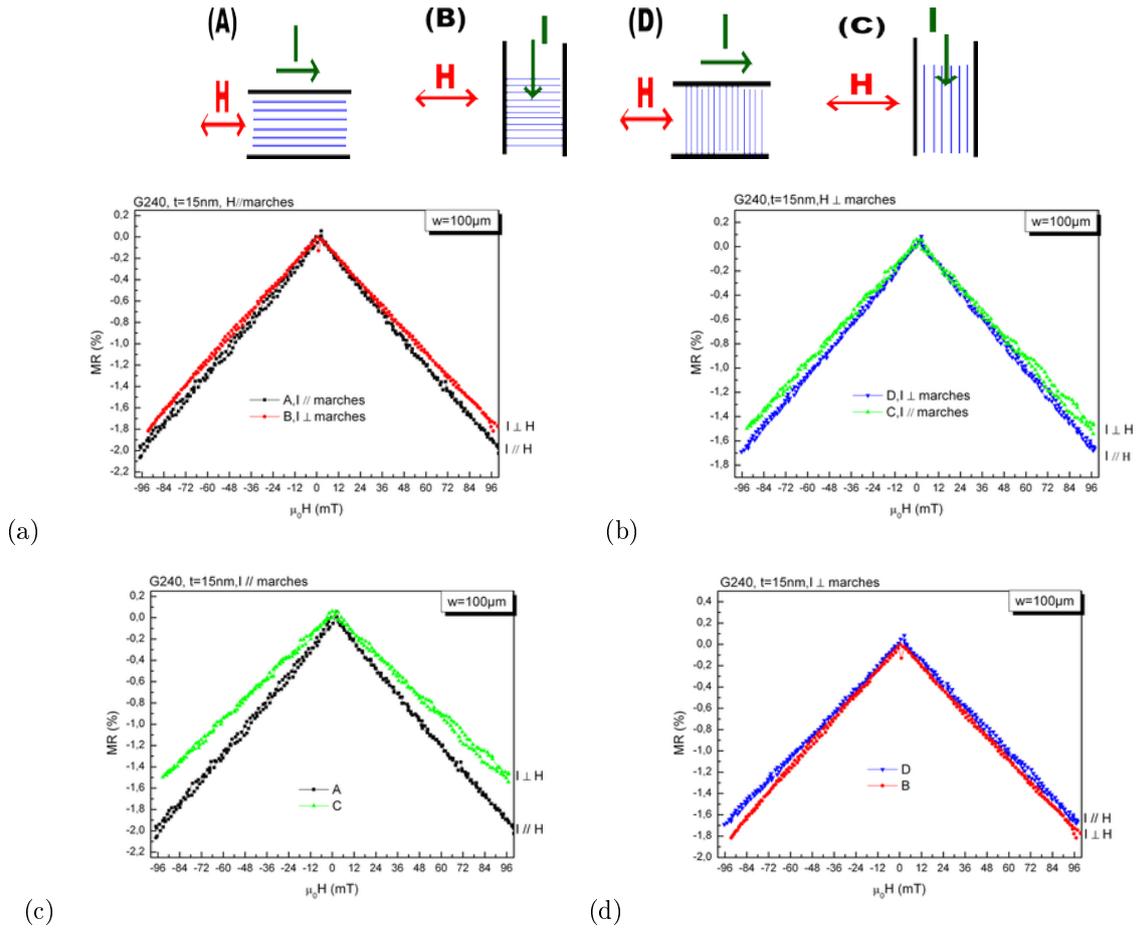


FIGURE 3.2.6. Courbes de magnétorésistance du LSMO G240 d'épaisseur 15 nm et de largeur 100 μm dans les quatre configurations de mesure (A,B,C,D). Configuration (A) : $J_A = 32.10^6 \text{ A.m}^{-2}$, $T_A = 23^\circ\text{C}$, $R_A(0) = 4.4 \text{ k}\Omega$. Configuration (B) : $J_B = 30.10^6 \text{ A.m}^{-2}$, $T_B = 23.2^\circ\text{C}$, $R_B(0) = 16 \text{ k}\Omega$. Configuration (C) : $J_C = 32.10^6 \text{ A.m}^{-2}$, $T_C = 22, 2^\circ\text{C}$, $R_C(0) = 10 \text{ k}\Omega$. Configuration (D) : $J_D = 32.10^6 \text{ A.m}^{-2}$, $T_D = 22, 6^\circ\text{C}$, $R_D(0) = 17 \text{ k}\Omega$.

Conclusion

L'étude des différentes pentes de MR dans la zone linéaire a montré que celles-ci dépendent de la taille du pont, de l'épaisseur de la couche et de l'orientation du champ par rapport au courant. Dans l'échantillon non vicinal, les effets AMR et CMR sont présents. L'écart observé entre la MR dans les ponts de largeurs 50 μm et 100 μm peuvent éventuellement s'expliquer par une différence de qualité du matériau entre les deux ponts, situés à des endroits différents du substrat. En général, il semble que les marches améliorent la sensibilité magnétique et affaiblit l'effet AMR à plus fort champ. On relève une plus forte sensibilité (20 %/T) dans la couche vicinale la moins épaisse (15 nm) et la plus large (100 μm).

Le tableau 3.3 présente un récapitulatif des valeurs de résistivité, de magnétorésistance à 97 mT et de sensibilité dans la zone linéaire jusqu'à 97 mT. On remarque une différence dans les valeurs de résistivité entre le pont de largeur 50 μm et 100 μm qui s'expliquerait par une inhomogénéité de la qualité cristalline. On remarque également que pour un même pont, la résistivité est différente probablement à cause d'un problème aux contacts de tensions. En comparant les valeurs de sensibilité avec celles de la littérature (tableau 1.10), la sensibilité magnétique de l'échantillon G224 (non vicinal) semble être comparable à celle trouvée dans une couche mince de LSMO/STO épitaxiale à température ambiante [Choi *et al.*, 2001]. La sensibilité dans les couches vicinales (G240 et G191) est supérieure à celle d'une multicouche ou d'une structure *step edge* [Bosak *et al.*, 2003, Wang *et al.*, 2006], mais inférieure à celle d'une jonction tunnel [Bowen *et al.*, 2003].

Echantillons	t (nm)	w (μm)		ρ ($m\Omega.\text{cm}$)	MR (%) à 97mT	S (%/T)
G224	40	50	$I \parallel H$	2,4	-0,4	5
			$I \perp H$	2,4	-0,4	5
		100	$I \parallel H$	5	-0,6	7
			$I \perp H$	5	-0,7	8
G191	70	50	A	3,5	-0,8	8
			C	4,6	-0,7	7
			D	4,6	-0,9	9
		100	A	4,6	-0,6	6
			C	4,6	-0,8	8
			D	12	-0,7	8
G240	15	50	A	4	-1,1	10
			B	4	-0,8	8
			C	5	-1,1	10
			D	3,5	-1,1	10
		100	A	7,5	-2	20
			B	7,5	-1,5	15
			C	8,5	-1,8	19
			D	7,5	-1,6	16

TABLE 3.3. Tableau récapitulatif des valeurs de la sensibilité magnétique S dans la gamme $\pm(6 - 97)$ mT évaluées à partir de la pente de MR pour différents configurations (A, B, C et D) de mesure dans les trois échantillons G224, G240 et G191.

3.3. Magnétorésistance à ± 6 mT dans le cas d'un retournement par nucléation et propagation de parois

3.3.1. Introduction

L'étude de la magnétorésistance à très faible champ (quelques mT) a connu un intérêt pendant ces dix dernières années. Cet effet a été obtenu dans les couches de manganites polycristallines, les jonctions tunnel, les bicristaux, ou encore les multicouches en majorité à basse température [Siwach *et al.*, 2008]. L'objectif de cette section consiste d'une part à mesurer la magnétorésistance de la couche LSMO/STO(001) vicinale à très faible champ ± 6 mT à température ambiante, et d'autre part à interpréter les résultats en se basant sur l'arrangement des domaines magnétiques pendant le retournement de l'aimantation.

Le retournement de l'aimantation a été étudié avec le banc de microscopie MOKE longitudinal décrit dans le chapitre 2.2. Il permet de visualiser le processus de retournement de l'aimantation par acquisition de plusieurs images à des champs magnétiques différents et de construire le cycle d'aimantation correspondant. L'échantillon est placé à l'intérieur d'un cryostat sous vide primaire et maintenu à température fixe $T = 295$ K. On rappelle que chaque point du cycle d'aimantation est calculé à partir de l'intensité moyenne d'une surface rectangulaire à l'intérieur du pont de l'image MOKE. Il est acquis en 22 s. Si un cycle contient 40 points, la durée d'acquisition d'un cycle est d'environ 15 min. Le calcul de la largeur de paroi a révélé une plus petite valeur dans la couche mince d'épaisseur 70 nm ($\delta_{70} = 145$ nm) que dans la couche d'épaisseur 15 nm ($\delta_{15} = 226$ nm). Ce résultat nous a permis d'en déduire à partir des équations 1.3.3 et 1.3.4 que les parois sont de type Néel (retournement de l'aimantation dans le plan de la couche) dans les trois couches.

Nous allons étudier la MR à très faible champ (dans la gamme ± 6 mT) pour les différentes configurations A, B, C et D. Le cycle dure 100 s et contient 250 points. La gamme de variation du champ magnétique est plus petite, ce qui permet d'avoir une meilleure résolution ($0,09 \pm 0,01$ mT) et donc plus de détails sur la variation de MR autour de zéro, c'est-à-dire lors du retournement de l'aimantation. Le temps entre chaque point est 0,4 s, ce qui est 50 fois plus rapide que lors de la mesure MOKE.

La magnétorésistance à ± 97 mT a montré une variation linéaire et réversible au dessus de 6 mT alors qu'autour de zéro des comportements différents semblent apparaître. Nous allons présenter les mesures de MR dans la gamme ± 6 mT dans les mêmes ponts que précédemment. Le champ magnétique est appliqué dans le plan parallèlement et perpendiculairement au courant et, dans le cas des vicinaux, parallèlement et perpendiculairement aux marches selon les mêmes configurations que celles décrites en figure 3.1.1. L'objectif de cette section est de relier les mesures de MR à très faible champ dans les couches LSMO vicinales et non vicinales aux cycles magnétiques et aux images de microscopie magnéto-optique par effet Kerr (MOKE). Pour cela, nous allons présenter sur chaque figure de MR, le cycle d'aimantation associé et une image extraite de la zone du retournement de l'aimantation.

Le tableau 3.5 récapitule les caractéristiques des échantillons et les conditions de mesures électriques de MR à ± 6 mT. On remarque une différence dans les valeurs de résistivité entre le pont de largeur 50 μm et 100 μm qui s'expliquerait par une inhogénéité de la qualité cristalline. On remarque également que pour un même pont, la résistivité est différente probablement à cause d'un problème aux contacts de tensions.

	t (nm)	L (μm)	Configurations	w (μm)	T (K)	J ($\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$)	$R(H=0)$ ($k\Omega$)	$\bar{\rho}$ ($m\Omega\cdot\text{cm}$)
G240	15	300	(A)	50	295	$7 \cdot 10^7$	17	4
			(B)		293,7	$8 \cdot 10^7$	17	4
			(C)		295	$4,5 \cdot 10^7$	20	5
			(D)		294	$4 \cdot 10^7$	14	3,5
			(A)	100	295,5	$4 \cdot 10^7$	15	7,5
			(B)		295,4	$2,7 \cdot 10^7$	15	7,5
			(C)		295	$2,4 \cdot 10^7$	17	8,5
			(D)		294,3	$2 \cdot 10^7$	15	7,5
G224	40	300	$H \parallel I$	50	297	$5,5 \cdot 10^7$	3,6	2,4
			$H \perp I$		299,6	$4,5 \cdot 10^7$		2,4
			$H \parallel I$	100	296,3	$6 \cdot 10^7$	4	5
			$H \perp I$		296			5
G191	70	300	(A)	50	296	$6 \cdot 10^7$	3	3,5
			(B)		297,6	$6 \cdot 10^7$	4	4,6
			(C)		295,1	$8 \cdot 10^7$	4	4,6
			(D)		295,4	$6,6 \cdot 10^7$	4	4,6
			(A)	100	296	$3 \cdot 10^7$	2	4,6
			(B)		297,6	$3 \cdot 10^7$	1,4	3
			(C)		295	$5 \cdot 10^7$	2	4,6
			(D)		295	$3 \cdot 10^7$	5	12

TABLE 3.5. Tableau récapitulatif des valeurs de résistance R , résistivité ρ et densité de courant J pour chaque configuration des échantillons G224, G240 et G191 d'épaisseur t , de longueur $L=300$ μm et de largeur w à température moyenne T pendant 100 s de mesure.

3.3.2. Processus de retournement de l'aimantation

Nous présentons les configurations pour lesquelles le retournement de l'aimantation dans les couches de LSMO vicinale et non vicinale à température ambiante s'effectue par nucléation et propagation de paroi. Les ponts mesurés sont de largeurs 50 μm et 100 μm .

LSMO non vicinal (G224)

Les figures 3.3.1 et 3.3.2 présentent les cycles d'hystérésis résultant des images MOKE acquises sur deux ponts de largeurs 50 μm et 100 μm de la couche LSMO non vicinale déposée sur substrat STO (001). Le champ magnétique est appliqué dans le plan parallèlement ou perpendiculairement à la longueur du pont, comme l'indique le schéma au dessus de chaque cycle (figures 3.3.1 et 3.3.2).

Champ parallèle à la longueur du pont

- Dans le pont de largeur 50 μm , la figure 3.3.1.a montre un cycle carré indiquant un axe de facile aimantation dans la direction [110] comme l'ont observé Lecoer et al. [Lecoer *et al.*, 1997]. On note un début de renversement de l'aimantation dans les pattes-LSMO (voir paragraphe 2.1.5) à +0,4 mT puis une nucléation à l'extrémité gauche du pont à +0,468 mT (-0,34 mT). Le contraste noir est de faible intensité à +0,468 mT car la paroi est en mouvement pendant le temps d'acquisition de 22 s. La paroi est inclinée et les domaines sont orientés tête-bêche (c'est-à-dire à 180° les uns par rapport aux autres) à +0,47 mT [McMichael et Donahue, 1997, Kläui, 2008]. Autour de cette valeur de champ, la paroi reste piégée (voir le paragraphe 3.3.2 sur le piégeage de paroi). Nous

observons aussi à l'extrémité droite du pont la nucléation d'une paroi perpendiculaire à la longueur du pont. L'orientation des domaines perpendiculairement à L pourrait être due à l'accrochage des domaines sur des défauts causés par la gravure sur les bords du pont [Warin, 1999]. Ensuite, les deux parois se propagent et le pont est entièrement saturé à $+0,52$ mT ($-0,47$ mT dans l'autre sens de balayage du cycle).

- Dans le pont de largeur $100\ \mu\text{m}$ présenté à la figure 3.3.1.b, la forme du cycle ressemble à celle du pont $50\ \mu\text{m}$ mais est plus arrondie (figure 3.3.1.a). Les images montrent un début de nucléation des domaines au centre du pont à $0,36$ mT. Comme dans le pont $50\ \mu\text{m}$, les domaines sont tête-bêche. On observe des parois inclinées et des parois horizontales se propageant dans les deux sens du pont à $+0,39$ mT et $+0,44$ mT jusqu'à la saturation du pont.

Champ perpendiculaire à la longueur du pont

- Dans le pont de largeur $50\ \mu\text{m}$, les images de la figure 3.3.2.a montrent une nucléation de parois à $+0,218$ mT faisant apparaître deux domaines dans deux endroits espacés du pont. Puis, une propagation et plusieurs nucléations sont observées avec des parois moins inclinées que précédemment à $+0,228$ mT et $+0,239$ mT et peu espacées dans le pont. On observe également l'ancrage d'une paroi au milieu du pont (images $+0,218$ mT, $0,228$ mT, $0,239$ mT). La situation avant la nucléation et la propagation des domaines magnétiques est représentée par la figure 3.3.3. L'image à $-2,6$ mT (figure 3.3.3.a) représente l'aimantation à saturation, alors qu'à partir de 0 mT, on observe un faible contraste sur le bord et à l'intérieur du pont (figure 3.3.3.b) indiquant que les domaines magnétiques ne sont pas retournés directement de 180° , puis le contraste s'accroît à $0,182$ mT (figure 3.3.3.c) avant le début d'une nucléation à $+0,208$ mT (figure 3.3.3.d). Le cycle magnétique peut être considéré comme carré mais avec une pente au début de la transition ($0 < H < 0,208$ mT) correspondant au début du retournement décrit par la figure 3.3.3. On considère alors, que le retournement principal dans cet échantillon est la nucléation et la propagation de domaines magnétiques.
- Dans le pont de largeur $100\ \mu\text{m}$, la figure 3.3.2.b montre que la nucléation commence dans les bords du pont à $+0,21$ mT ; puis, à $+0,26$ mT, un ensemble de parois horizontales et inclinées sont créées. Les formes de ces parois sont différentes de celle du pont de largeur $50\ \mu\text{m}$. Au delà de $+0,36$ mT, l'aimantation est entièrement retournée dans le pont. Avant la nucléation à $+0,21$ mT, un contraste faible apparaît également à partir de 0 mT et avant $0,21$ mT, indiquant que les domaines magnétiques dans quelques régions près du bord du pont n'ont pas été retournés directement de 180° .

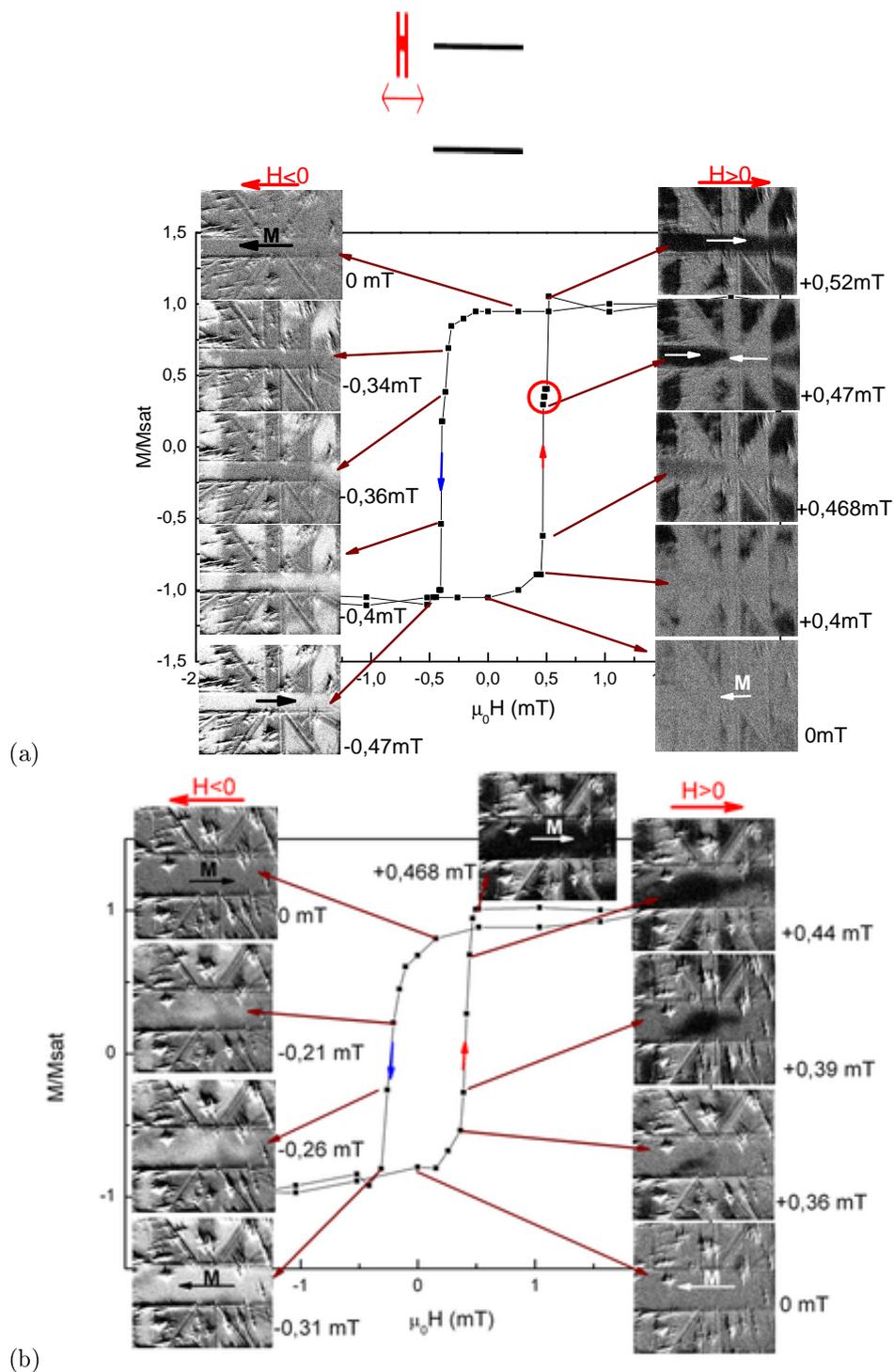
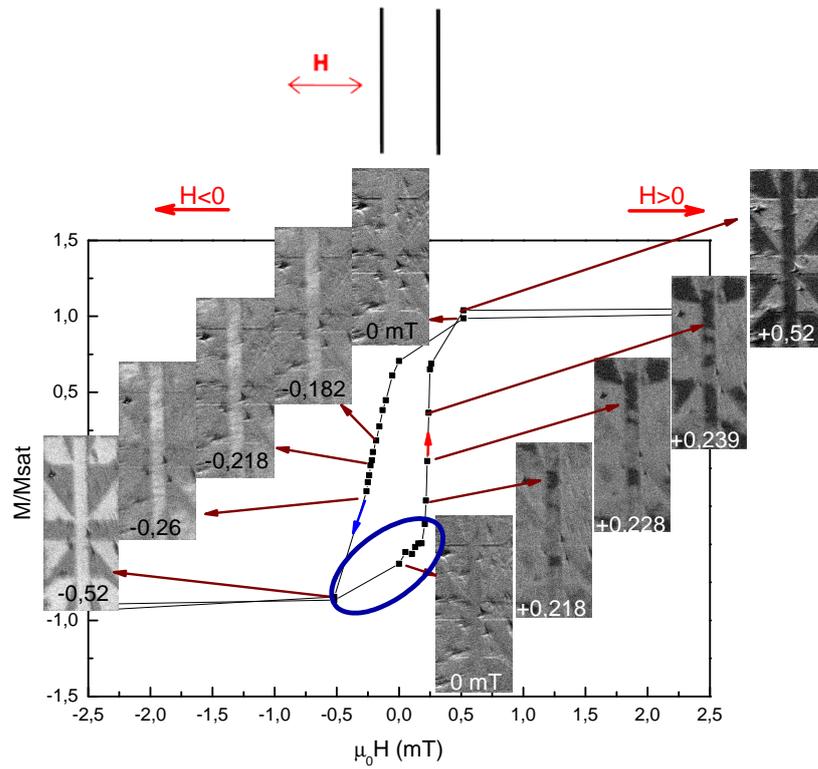
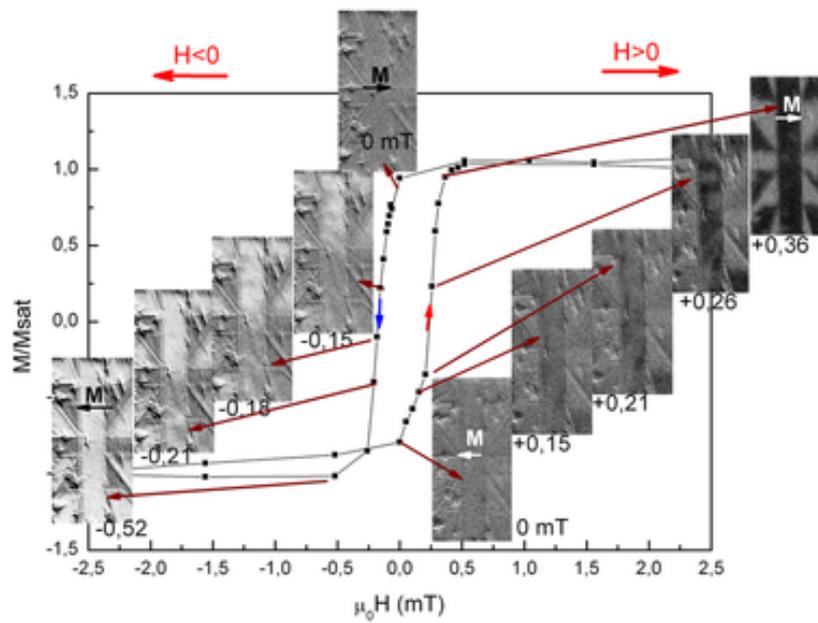


FIGURE 3.3.1. Cycles d'aimantation normalisés extraits des images MOKE à $T = 295$ K des ponts gravés dans la couche LSMO d'épaisseur 40 nm déposé sur substrat STO (001) non vicinal. Le champ est parallèle à la longueur du pont de largeur : (a) $w = 50$ μm , (b) $w = 100$ μm . La flèche sur le cycle indique le sens de parcours du cycle allant d'un champ négatif à positif (flèche rouge) et de positif à négatif (flèche bleue). Le cercle indique une zone de piégeage de paroi (voir paragraphe 3.3.2).



(a)



(b)

FIGURE 3.3.2. Cycles d'aimantation normalisés extraits des images MOKE à $T = 295$ K des ponts gravés dans la couche LSMO d'épaisseur 40 nm déposé sur substrat STO(001) non vicinal. Le champ est perpendiculaire à la longueur du pont de largeur : (a) $w = 50 \mu\text{m}$, (b) $w = 100 \mu\text{m}$. Le cercle indique la partie du cycle représentée à la figure 3.3.3

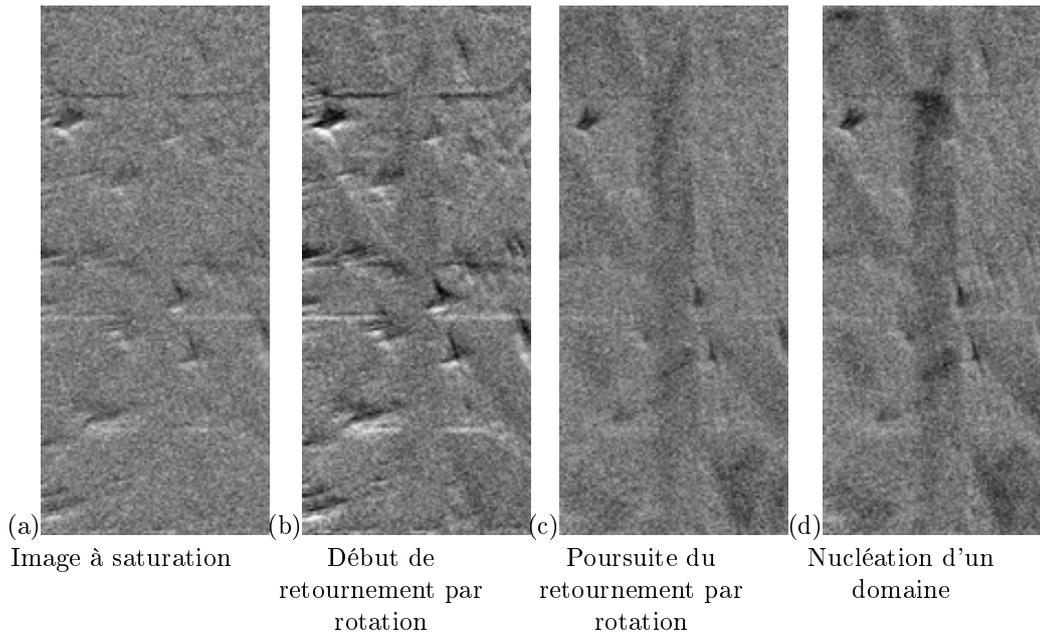


FIGURE 3.3.3. Images MOKE extraites de la zone entourée par un cercle à la figure 3.3.2.a du pont $w=50$ μm de l'échantillon G224 LSMO sur STO (001) non vicinale lorsque $H \perp L$. (a) $H = -2,6$ mT, (b) $H = 0$ mT, (c) $H = 0,182$ mT (d) $H = 0,208$ mT.

LSMO vicinal 70 nm (G191)

Comme dans le cas de la couche non vicinale, nous allons présenter le processus de retournement par nucléation et propagation des domaines magnétiques dans la couche mince de LSMO d'épaisseur 70 nm déposée sur un substrat STO vicinal. Le champ magnétique est appliqué parallèlement aux marches, seule la direction du champ par rapport à la longueur du pont change.

Champ parallèle à la longueur du pont (configuration A)

- Dans le pont de largeur 50 μm , la figure 3.3.4.a montre que le processus de retournement d'aimantation est régi uniquement par une nucléation et propagation des domaines magnétiques. La nucléation commence d'abord dans les pattes-LSMO à +0,837 mT (-0,925 mT) puis dans une extrémité du pont à +0,842 mT (-0,93 mT). On observe un faible contraste noir à +0,842 mT car la paroi est en mouvement pendant le temps d'acquisition de 22 s. La paroi est inclinée, elle se déplace jusqu'à atteindre l'autre extrémité du pont à +1,56 mT (-1,56 mT). On constate un piégeage de paroi entre 0,847 mT et 1,56 mT lorsque la nucléation continue à se propager dans les pattes-LSMO (voir le détail dans le paragraphe 3.3.2). Le cycle est carré indiquant que la direction parallèle aux marches est la direction de facile aimantation. Les largeurs du cycle ($\Delta\mu_0 H_c = 1,79$ mT) et de la zone de retournement (entre 0,63 et 0,72 mT) sont supérieures à celles de la couche non vicinale.
- Dans le pont de largeur 100 μm , la figure 3.3.4.b montre que le retournement n'est pas très différent de celui du pont 50 μm . On observe d'abord une nucléation dans les pattes-LSMO à 0,73 mT (-0,88 mT) avec une petite nucléation à l'extrémité du pont puis une propagation le long du pont. La paroi est inclinée comme dans le pont 50 μm et se déplace quasiment à la moitié du pont à +0,84 mT (-0,96 mT) et arrive à l'autre extrémité du pont à $\pm 1,56$ mT. On constate également le piégeage de paroi entre 0,73 mT et 0,8 mT ainsi qu'après 0,84 mT et avant 1,56 mT (voir le détail dans le paragraphe 3.3.2). Le cycle est carré, indiquant que la direction des marches est celle de facile aimantation.

Champ perpendiculaire à la longueur du pont (configuration B)

- Dans le pont de largeur 50 μm , la figure 3.3.5.a présente les étapes du retournement de l'aimantation. La nucléation commence dans les pattes-LSMO à +0,77 mT puis dans le pont à +0,87 mT. Des parois nucléent à plusieurs endroits du pont à 0,93 mT puis certaines se propagent comme dans la couche non vicinale (image 0,239 mT de figure 3.3.2.a). Ces résultats sont comparable avec nos précédents travaux [Saïb, 2007, Perna *et al.*, 2010]. On constate également que certaines

parois restent ancrées (images 0,87 mT et 0,93 mT) dans la partie supérieure du pont séparant les pattes-LSMO et le pont-LSMO alors que d'autres nucléations apparaissent dans le pont. Le cycle est carré, indiquant que la direction des marches est celle de facile aimantation.

- Dans le pont de largeur 100 μm , le début de retournement d'aimantation apparaît dans une patte-LSMO à +0,52 mT puis dans le pont à +0,53 mT comme le montre la figure 3.5.2.b. Les parois sont plus inclinées que dans le pont de largeur 50 μm . Elles nucléent à plusieurs endroits du pont. On remarque que le nombre maximum de parois est inférieur à ceux retrouvés dans le pont 50 μm . La paroi se propage ensuite, comme le montrent les images à +0,53 mT et +0,65 mT. La forme de la paroi qui se propage est différente de celle de la couche non vicinale (figure 3.3.2.b). On constate un piégeage de paroi autour de 0,65 mT. Le cycle est carré, indiquant que la direction des marches est celle de facile aimantation.

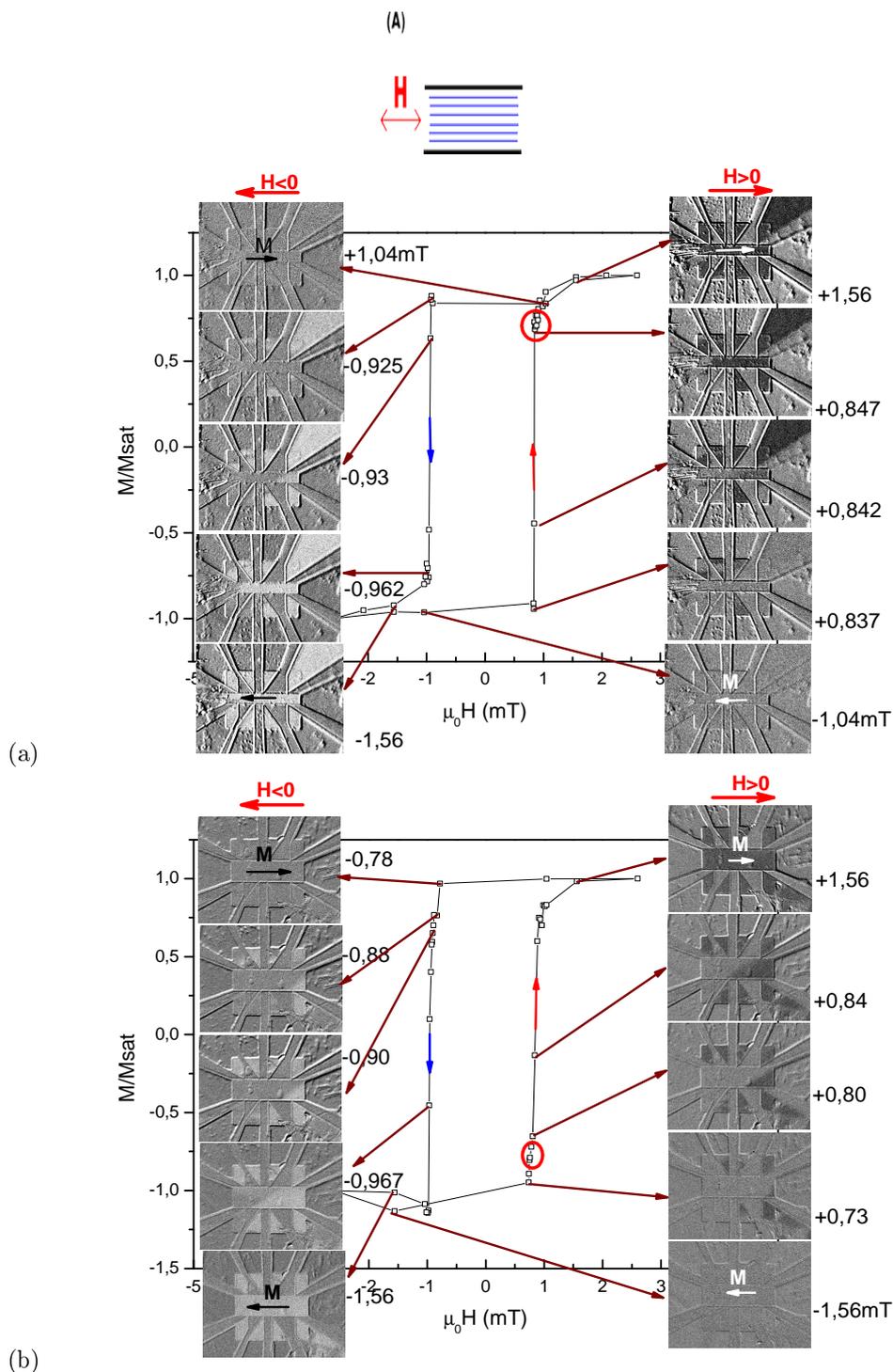


FIGURE 3.3.4. Cycles d'aimantation normalisés extraits des images MOKE à $T = 295$ K des ponts gravés dans la couche du LSMO d'épaisseur 70 nm déposé sur substrat STO (001) vicinal (échantillon G191). $H \parallel$ marches et $H \parallel L$ et (a) $w = 50 \mu\text{m}$, (b) $w = 100 \mu\text{m}$. Les cercles indiquent une zone de piégeage de paroi (voir paragraphe 3.3.2).

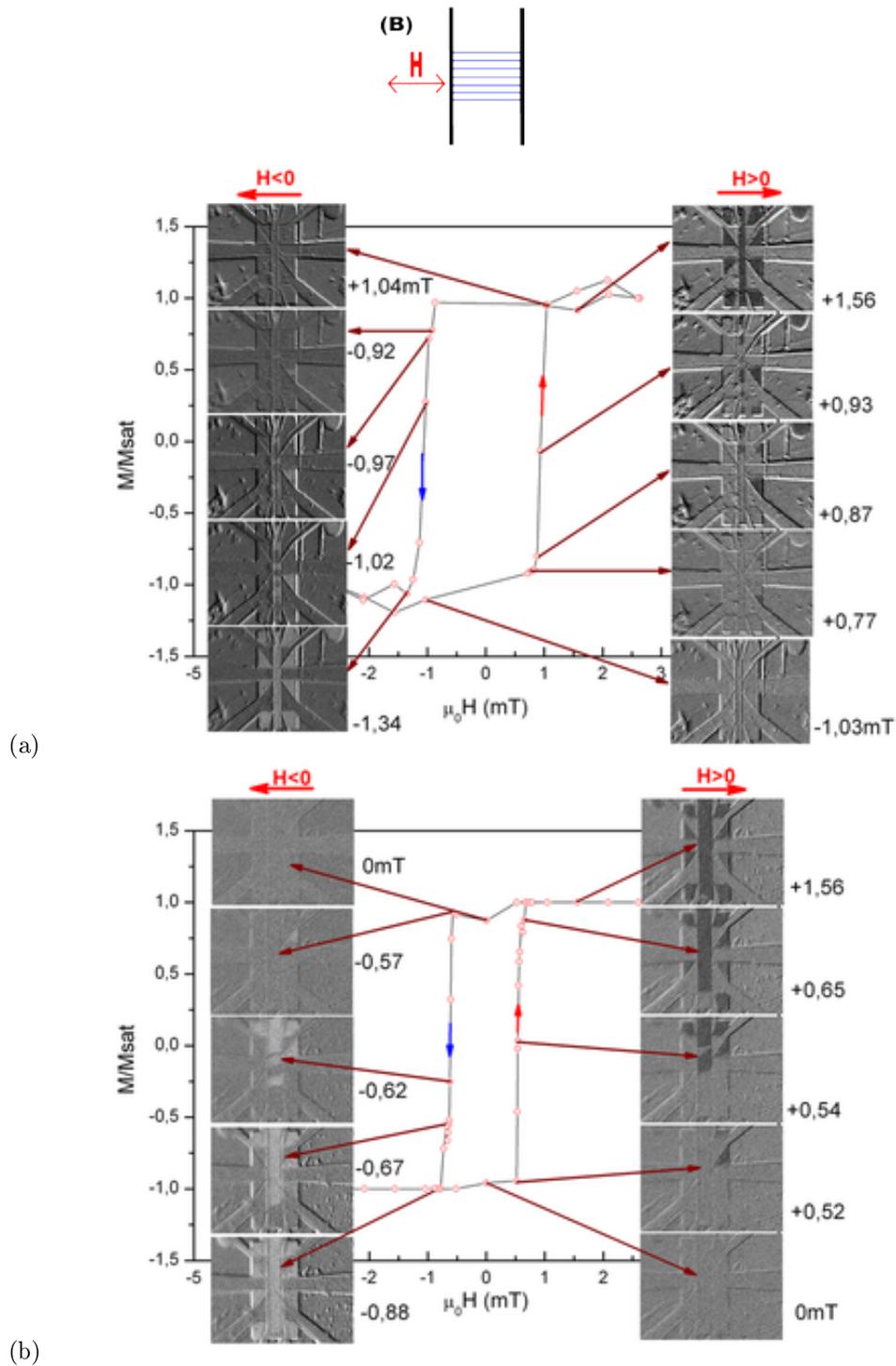


FIGURE 3.3.5. Cycles normalisés d'aimantation extraits des images MOKE à $T = 295$ K des ponts gravés dans la couche du LSMO d'épaisseur 70 nm déposée sur substrat STO (001) vicinal (échantillon G191). $H \parallel$ marches et $H \perp L$ (a) $w = 50 \mu\text{m}$, (b) $w = 100 \mu\text{m}$.

LSMO vicinal 15 nm (G240, $w = 50$ μm)

Nous ne présentons ici que le cas $w = 50$ μm . Dans le cas $w = 100$ μm , nous avons observé un retournement mixte qui sera présenté séparément dans la section 3.5.

Champ parallèle à la longueur du pont (configuration A) Dans le pont de largeur 50 μm , le retournement d'aimantation est présenté à la figure 3.3.6.a. La nucléation commence dans une extrémité du pont à +0,28 mT (-0,34 mT), puis elle se déplace par propagation en augmentant H , jusqu'à atteindre l'autre extrémité du pont à +0,34 mT (-0,40 mT). La paroi est inclinée comme dans la couche 70 nm. Ce processus de retournement ressemble à celui de la couche vicinale 70 nm.

Champ perpendiculaire à la longueur du pont (configuration B) Dans le pont de largeur 50 μm , le renversement d'aimantation présentée en figure 3.3.7.a commence dans une patte-LSMO à +0,33 mT (-0,36 mT) puis un domaine apparaît au milieu du pont à +0,34 mT (-0,37 mT). Le nombre de parois créés est plus petit que dans le pont de la couche 70 nm (figure 3.3.5.a), et la couche non vicinale (figure 3.3.2.a). Ces résultats sont confirmés par nos précédents travaux [Saïb, 2007, Perna *et al.*, 2010]. On observe de plus que certaines parois se propagent dans les pattes-LSMO puis dans le pont à +0,37 mT (-0,40 mT et -0,41 mT). À +0,41 mT (-0,44 mT), l'aimantation est complètement retournée dans le pont. D'un autre côté, on observe que la paroi au milieu du pont (images 0,33 mT, 0,34 mT et 0,37 mT) reste piégée, ce qui laisse penser que les points d'attache des plots de tension séparant les pattes-LSMO et le pont-LSMO sont des lieux d'ancrage de paroi.

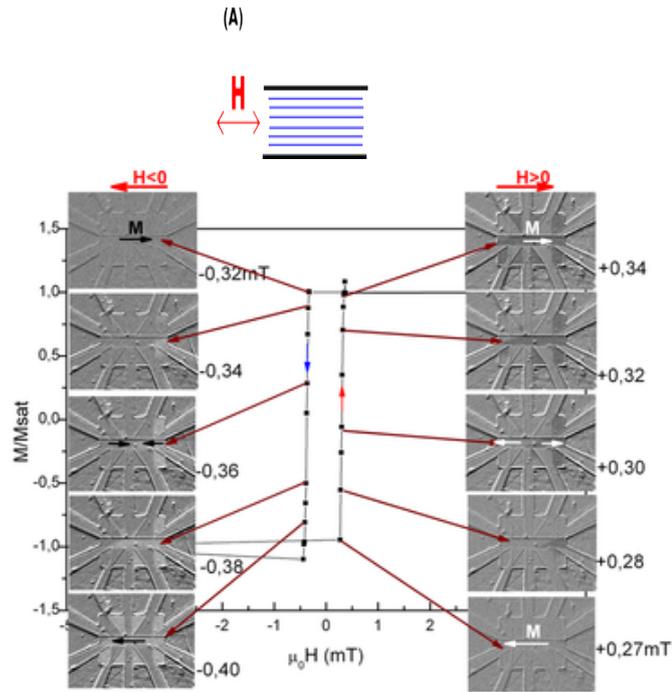


FIGURE 3.3.6. Cycles normalisés d'aimantation extraits des images MOKE à $T = 295$ K des ponts gravés dans la couche du LSMO d'épaisseur 15 nm déposé sur substrat STO (001) vicinal (échantillon G240). $H \parallel$ marches et $H \parallel L$ du pont de largeur 50 μm .

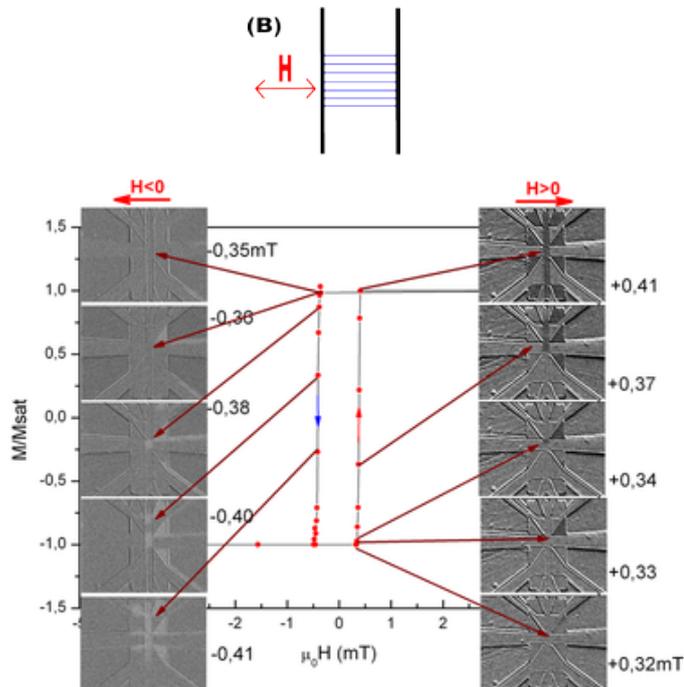


FIGURE 3.3.7. Cycles normalisés d'aimantation extraits des images MOKE à $T = 295$ K des ponts gravés dans la couche du LSMO d'épaisseur 15 nm déposé sur substrat STO (001) vicinal (échantillon G240). $H \parallel$ marches et $H \perp L$ du pont de largeur 50 μm .

Conclusion

Pour les trois échantillons observés ici : vicinaux G191 ($w50, w100$), G240 ($w50$) et pour le non vicinal G224 ($w50, w100$), on a vu que

- quand $H \parallel L$: la propagation de paroi domine le processus de retournement par nucléation et propagation.
- quand $H \perp L$: la nucléation de paroi domine le processus de retournement par nucléation et propagation.

L'anisotropie de forme influence le nombre de paroi. Nous avons vu que si le champ est appliqué parallèlement à la longueur L du pont, alors une seule paroi nucléée et se déplace. En revanche, si le champ est appliqué perpendiculairement à L , alors plus de deux parois apparaissent le long du pont.

La comparaison des cycles d'aimantation de la couche non vicinale présentée à la figure 3.3.8 montre que, dans la configuration où le champ H est parallèle à la longueur L du pont, les cycles sont carrés et plus larges que dans celle où le champ est perpendiculaire à L (voir tableau 3.7 et figure 3.3.8). L'anisotropie de forme favorise l'orientation de l'aimantation parallèlement à la longueur du pont. On constate que les deux cycles ayant H perpendiculaire à L sont presque superposés. La diminution de la valeur du champ coercitif lorsque H est perpendiculaire à L est probablement liée à l'association de l'anisotropie de forme avec le champ démagnétisant comme l'ont observé Shearwood et al. [Shearwood *et al.*, 1994]. Le rapport d'aspect ($\frac{w}{L}$) a un effet plus important dans la largeur 50 μm , c'est pourquoi le cycle $H \parallel L$ est probablement le plus carré. L'anisotropie de forme peut influencer le retournement de l'aimantation comme présenté dans le paragraphe 1.7.2 [Kubota *et al.*, 2007]. Il est en effet possible de passer d'une couche monodomaine à multidomaine, mais aussi, d'augmenter le nombre de nucléations de parois. Nous avons vu, qu'au maximum deux parois se propagent lorsque H est parallèle à L , alors que plus de deux parois nucléent lorsque H est perpendiculaire à L .

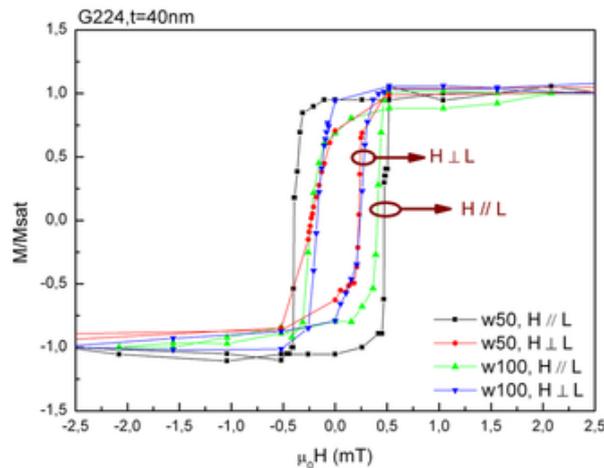


FIGURE 3.3.8. Comparaison des cycles d'aimantation normalisés à $T = 295$ K des ponts gravés de largeur 50 μm et 100 μm dans la couche de LSMO d'épaisseur 40 nm déposée sur substrat STO (001) non vicinal. Le champ magnétique H est appliqué parallèlement ou perpendiculairement à la longueur L du pont (échantillon G224).

La comparaison des cycles d'aimantation lorsque le champ est parallèle aux marches des couches vicinales épaisse ($t=70$ nm) et fine ($t=15$ nm) est présentée aux figures 3.3.9 et 3.3.10 respectivement. La figure 3.3.9 montre que les cycles sont parfaitement carrés, signifiant que la direction des marches est celle de l'axe facile. On observe que le cycle le plus large est celui du pont $w50$ comme l'a montré M. Saïb [Saïb, 2007] (voir paragraphe 1.7.2). On peut penser que lorsque le champ est parallèle à la fois à la direction des marches et à la longueur du pont, alors l'anisotropie de forme et l'anisotropie magnétocristalline (liée aux marches) sont complémentaires. Dans ce cas la largeur du cycle devrait être plus petite que celle où la direction du champ est parallèle aux marches et perpendiculaire à la longueur du pont car l'anisotropie de forme est en concurrence avec l'anisotropie magnétocristalline. En revanche, on observe que la largeur du cycle est plus petite lorsque le champ est perpendiculaire à la longueur du pont. Donc l'interprétation n'est pas liée à l'anisotropie de forme mais probablement à des sites de piégeage

dans les pattes-LSMO. Dans les perspectives de cette thèse, on pourrait envisager une comparaison de ces résultats avec celle d'un pont sans les pattes-LSMO.

La figure 3.3.10 montre que les cycles de la couche d'épaisseur 15 nm et de largeur 50 μm sont parfaitement carrés, presque superposés, et que la zone de retournement est très abrupte ($\Delta\mu_0 H_{\text{ret}} = 0,08$ mT, tableau 3.7). On remarque que les cycles lorsque H est parallèle et perpendiculaire à L sont presque superposés ce qui s'explique probablement par l'affaiblissement de la concurrence entre l'anisotropie de forme et magnétocristalline dans cette couche d'épaisseur 15 nm. Enfin, en comparant les cycles des deux épaisseurs, on constate que la largeur du cycle de la couche 15 nm (w_{50}) est à peu près trois fois plus petite que celle de la couche 70 nm ce qui est contradictoire avec les résultats de Steren et al. sur des couches non vicinales [Steren *et al.*, 2002].

Le tableau 3.7 résume les valeurs caractéristiques des cycles d'aimantation (champ coercitif H_c , largeur du cycle $\Delta\mu_0 H_c$, largeur de la zone de retournement $\Delta\mu_0 H_{\text{ret}}$, champ de saturation H_{sat}) dans les trois couches étudiées dans cette section. On constate que la largeur du cycle de la couche vicinale d'épaisseur 70 nm est supérieure à celle non vicinale. On observe aussi que la largeur de la zone de retournement est plus petite que la largeur du cycle dans les couches vicinales G191 (w_{50} , w_{100}) et G240 (w_{50}). Alors qu'on trouve l'inverse dans la couche non vicinale G224 (w_{50} , w_{100}). On trouve aussi que la largeur de la zone de retournement est plus grande dans la couche non vicinale que dans la couche vicinale. Cette remarque nous sera utile lors de l'interprétation de la magnéto-résistance.

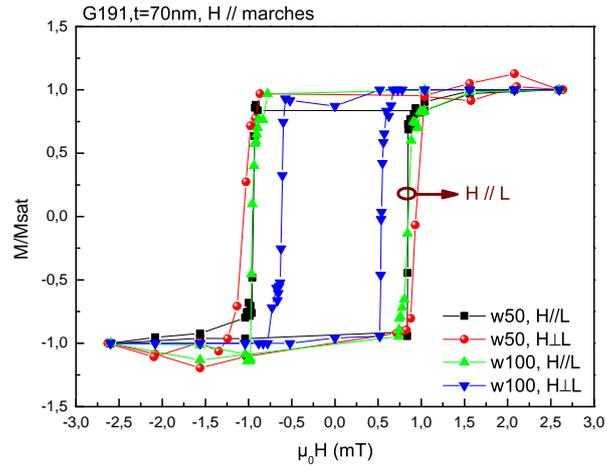


FIGURE 3.3.9. Comparaison des cycles d'aimantation normalisés à $T = 295$ K des ponts gravés de largeur $50 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$ dans la couche d'épaisseur 70 nm déposée sur STO (001) vicinal. Le champ est parallèle aux marches.

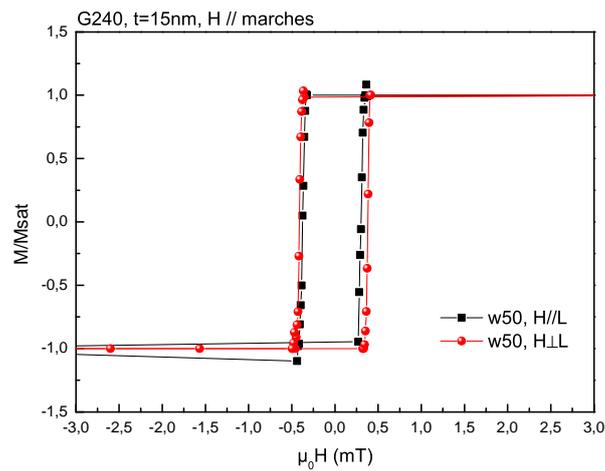
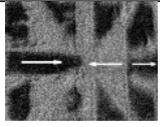
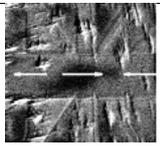
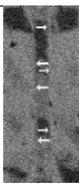
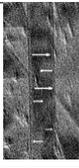
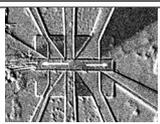
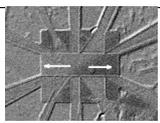
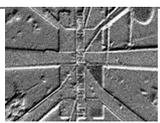
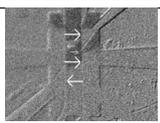
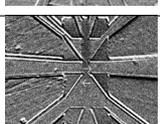


FIGURE 3.3.10. Comparaison des cycles d'aimantation normalisés à $T = 295$ K du pont gravé de largeur $50 \mu\text{m}$ dans la couche d'épaisseur 15 nm déposée sur STO(001) vicinal. Le champ est parallèle aux marches.

		w (μm)	N_{max} paroi	$\mu_0 H_c$ (mT)	$\Delta\mu_0 H_c$ (mT)	$\Delta\mu_0 H_{ret}$ (mT)	$\mu_0 H_{sat}$ (mT)	Rappel de l'arrangement des domaines pendant le retournement
G224	$H \parallel L$	50	2	+0,47\ -0,39	0,86	0,52\ 0,54	0,52\ -0,47	 0,478 mT
		100	2	0,40\ -0,22	0,62	1,02\ 1,04	0,5\ -0,52	 0,390 mT
	$H \perp L$	50	8	0,23\ -0,22	0,45	0,52\ 0,52	0,52\ -0,52	 0,228 mT
		100	9	0,24\ -0,167	0,4	0,52\ 0,52	0,52\ -0,52	 0,260 mT
G191	(A)	50	1	0,844\ -0,948	1,79	0,72\ 0,63	1,56\ -2,6	 0,842 mT
		100	1	0,85\ -0,958	1,8	0,83\ 0,73	1,56\ -1,56	 0,842 mT
	(B)	50	10	0,94\ -1,04	1,98	0,22\ 0,48	1,04\ -1,34	 0,930 mT
		100	4	0,54\ -0,61	1,15	0,15\ 0,21	0,67\ -0,78	 0,540 mT
G240	(A)	50	1	0,305\ -0,365	0,67	0,08\ 0,078	0,35\ -0,41	 0,300 mT
	(B)	50	4	0,38\ -0,39	0,77	0,08\ 0,12	0,41\ -0,49	 0,380 mT

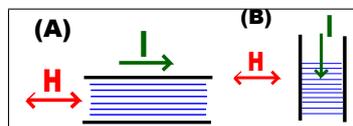


TABLE 3.7. Résumé des valeurs caractéristiques des cycles d'aimantation des couches de LSMO non vicinale (G224 : $w50, w100$) et vicinales 70 nm (G191 : $w50, w100$) et 15 nm (G240 : $w50$) lorsque le champ H est parallèle aux marches (configuration A et B). On note N_{\max} : nombre maximum de paroi observé sur les images par microscopie MOKE, $\mu_0 H_c$: valeur de champ coercitif (deux valeurs sont relevées de chaque demi-cycle), $\Delta\mu_0 H_c$: largeur du cycle, $\Delta\mu_0 H_{\text{ret}}$: largeur de la zone de retournement ou de transition (deux valeurs sont relevées de chaque demi-cycle), $\mu_0 H_{\text{sat}}$: valeur du champ de saturation.

Piégeage de paroi

Le piégeage est un accrochage de la paroi sur des hétérogénéités situées au sein du matériau. Le décrochage de la paroi relance sa propagation [De Lacheisserie, 1999b]. On observe par exemple dans le cas où une paroi se propage dans le pont (souvent en configuration A, $H \parallel L$) un piégeage visible sur le cycle d'aimantation (figure 3.3.1 et 3.3.4) sous la forme d'un plateau. Dans le cas de la configuration B ($H \perp L$), des parois s'accrochent aux points d'attache qui se situe entre une patte et le pont-LSMO, mais puisque beaucoup de nucléation apparaît dans le pont, le piégeage n'est pas visible sur le cycle d'aimantation. Nous allons considérer ici uniquement le cas où H est parallèle à la longueur du pont. Les images MOKE de la figure 3.3.11 illustrent le piégeage d'une seule paroi dans le pont de la couche vicinale d'épaisseur 70 nm (figure 3.3.11.b et figure 3.3.11.c) et non vicinale (figure 3.3.11.a), repéré par un cercle dans les figures 3.3.1 et 3.3.4. Le piégeage de paroi dans la couche non vicinale a été observé uniquement dans le pont de largeur 50 μm . Dans la couche vicinale 70 nm, la paroi est piégée dans le pont mais on observe des retournements dans les pattes-LSMO, comme le montrent les figures 3.3.11.b et 3.3.11.c. Dans le pont de largeur 50 μm de la couche d'épaisseur 15 nm, aucun piégeage de paroi n'est observé au début et à la moitié de la transition, c'est pourquoi la zone de retournement d'aimantation est très abrupte. En revanche, entre 0,34 mT et 0,35 mT (vers la fin de la transition), la paroi est piégée dans le pont (voir figure 3.3.6). Finalement, la paroi reste piégée dans les points d'attaches du pont de largeur 50 μm et 100 μm lorsque le champ est parallèle ou perpendiculaire à la longueur du pont.

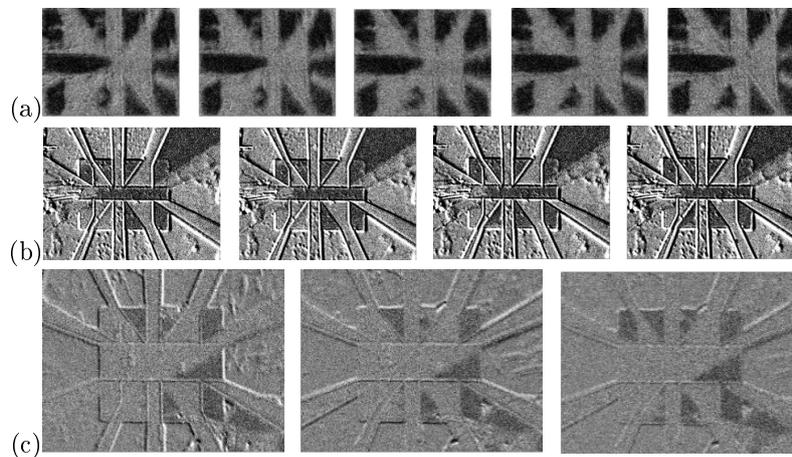


FIGURE 3.3.11. Images MOKE sélectionnées pour visualiser le piégeage d'une paroi lorsque $H \parallel$ longueur du pont. (a) LSMO non vicinal lorsque $H = 0,478$ mT, 0,48 mT, 0,488 mT, 0,49 mT et 0,5 mT issues de la figure 3.3.1.a. (b) LSMO vicinal d'épaisseur 70 nm et $H = 0,84$ mT, 0,85 mT, 0,88 mT et 0,9 mT issues de la figure 3.3.4.a. (c) LSMO vicinal d'épaisseur 70 nm lorsque $H = 0,74$ mT, 0,76 mT et 0,78 mT issues de la figure 3.3.4.b.

3.3.3. Effet temporel

Introduction

L'influence du temps sur le retournement de l'aimantation est lié au traînage magnétique. Ce phénomène considère qu'une substance soumise à un champ magnétique n'acquiert pas instantanément une aimantation finale à un point d'équilibre. L'origine de ce phénomène, d'après les travaux de Néel, est attribué à l'activation thermique (voir le paragraphe 1.5.2) généralement observée dans tous les matériaux ferromagnétiques [Néel, 1950]. Dans les matériaux ferromagnétiques massifs, l'échelle du temps pour le traînage magnétique est tellement grande que le traînage magnétique ne pouvait pas être observé [Bayreuther *et al.*, 1989]. Ce phénomène a déjà été observé dans le LSMO ($x=0,4$) massif et en couches minces ($t=10$ nm à 500 nm) non gravées par Sirena *et al.* [Sirena *et al.*, 2001a, Sirena *et al.*, 2001b].

Dans ce paragraphe, nous allons mesurer l'évolution temporelle de l'aimantation dans les couches minces de LSMO vicinale et non vicinale gravées. Pour cela, trois types de mesures ont été réalisées par microscopie MOKE longitudinale à température ambiante (295 K) :

1. La mesure présente l'évolution de l'aimantation en fonction du temps $M(t)$. Elle consiste à saturer à 0 s la couche avec une valeur de champ nécessaire puis à appliquer un champ constant de la zone de retournement d'aimantation et enregistrer les images au cours du temps. Le temps d'acquisition d'une image moyenné est 22 s.

2. La mesure 2 présente un demi-cycle $M(H)$ pour différents temps entre chaque valeur de champ (22 s, 44 s, et 66 s).

LSMO non vicinal (G224)

Les figures 3.3.12 et 3.3.13 représentent l'évolution de l'aimantation au cours du temps après l'application d'un champ magnétique choisi dans la zone de retournement de l'aimantation suivant la méthode de mesure 1. Un ajustement exponentiel a été tracé afin de vérifier si l'évolution de l'aimantation suit une loi exponentielle liée à l'activation thermique du phénomène de relaxation magnétique [Bayrauther 1989] exprimée comme suit :

$$M(t) = A \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + M_f \quad (3.3.1)$$

où M_f est la valeur de l'aimantation au régime permanent, A représente une différence d'aimantation entre le début M_i et la fin M_f du retournement, et τ est la constante de temps.

Champ parallèle à la longueur du pont

- Dans le pont de largeur 50 μm , deux valeurs de champ magnétiques ont été appliquées parallèlement à la longueur du pont. Le champ 0,468 mT permet la nucléation d'une paroi à une extrémité du pont et un début de retournement de l'aimantation dans l'autre extrémité du pont (contraste noir peu foncé), on relève 30 % d'aimantation retournée. On rappelle qu'on avait relevé lors d'un cycle précédent (figure 3.3.1.a) 18 % d'aimantation à +0,468 mT, et l'image a montré un faible contraste, indiquant un déplacement de la paroi pendant le moyennage de l'image. À 44 s, un domaine magnétique a nucléé à droite du pont et le régime permanent est atteint. Avec une valeur de champ appliquée de 0,52 mT, les deux parois se rejoignent à 44 s avec une vitesse égale à $2 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et le pont est entièrement saturé. On a observé précédemment (figure 3.3.1.a) que lors d'un cycle le pont était saturé à 0,52 mT. Le modèle théorique ne sera pas appliqué à ce cas car l'état d'équilibre est obtenu au bout du deuxième point de mesure (à 44 s).
- Dans le pont de largeur 100 μm , trois valeurs de champs (0,41 mT, 0,44 mT et 0,52 mT) ont été appliquées successivement parallèlement à la longueur du pont (figure 3.3.1.b). En considérant qu'à l'état saturé, 100 % de l'aimantation est retournée, les valeurs de champ ont été choisies à 35 % (début de transition), 60 % (moitié) et 100 % (fin) de l'aimantation retournée. On remarque une forte dépendance temporelle de l'aimantation. Les points expérimentaux suivent parfaitement le modèle exponentiel indiquant que la paroi se déplace suite à une relaxation magnétique. Les images montrent une paroi inclinée se déplaçant au cours du temps. Il est possible de calculer la vitesse de déplacement de la paroi par le rapport de la distance à la durée parcourue par la paroi. Comme par exemple, un point de la paroi de gauche se déplace d'une distance 285 μm en 22 s donne une vitesse de déplacement de $13 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. L'aimantation atteint son régime permanent à 198 s, 132 s et 22 s respectivement aux champs 0,41 mT, 0,44 mT et 0,52 mT. On constate que plus le champ est proche de la saturation (0,52 mT), plus le régime permanent est atteint rapidement.

Champ perpendiculaire à la longueur du pont

- Dans le pont de largeur 50 μm , la figure 3.3.13.a montre une paroi ancrée entre une patte et pont-LSMO à 0,208 mT et une autre qui se déplace lentement ($0,2 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) durant 132 s. La courbe exponentielle ne correspond pas aux points expérimentaux. On observe, une variation plutôt linéaire de l'aimantation entre 22 s et 176 s qui correspond à l'apparition de parois par nucléation. En appliquant 0,26 mT, la paroi centrale est piégée entre 22 s et 66 s. Elle se déplace entre 66 s et 132 s. Cette fois encore, la variation de l'aimantation au cours du temps ne peut pas être identifiée par une variation exponentielle. En appliquant 0,31 mT, on observe un plateau de points avec 90 % de nucléation entre 22 s et 88 s puis le pont sature à 110 s.
- Dans le pont de largeur 100 μm , la figure 3.3.13.b montre que l'aimantation varie peu en fonction du temps. En appliquant 0,208 mT, la variation de l'aimantation en fonction du temps est quasi-nulle. À 0,26 mT, l'aimantation se retourne par nucléation dans quelques zones du pont entre 22 s et 110 s. En appliquant 0,31 mT, le pont n'est pas entièrement saturé à 22 s mais le devient après 44 s.

Remarque On remarque que le fit exponentiel correspond mieux aux points de mesures du retournement par propagation ($H \parallel L$) comparant au retournement par nucléation ($H \perp L$).

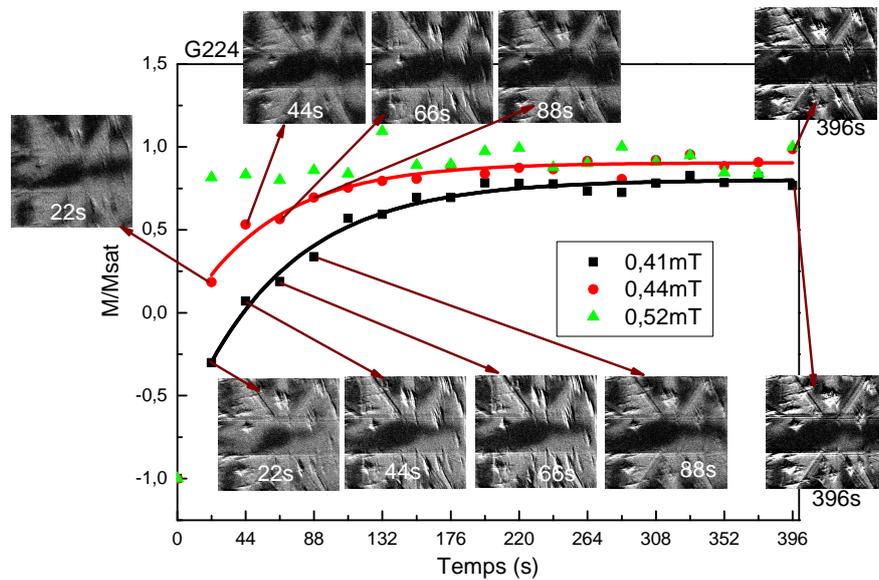
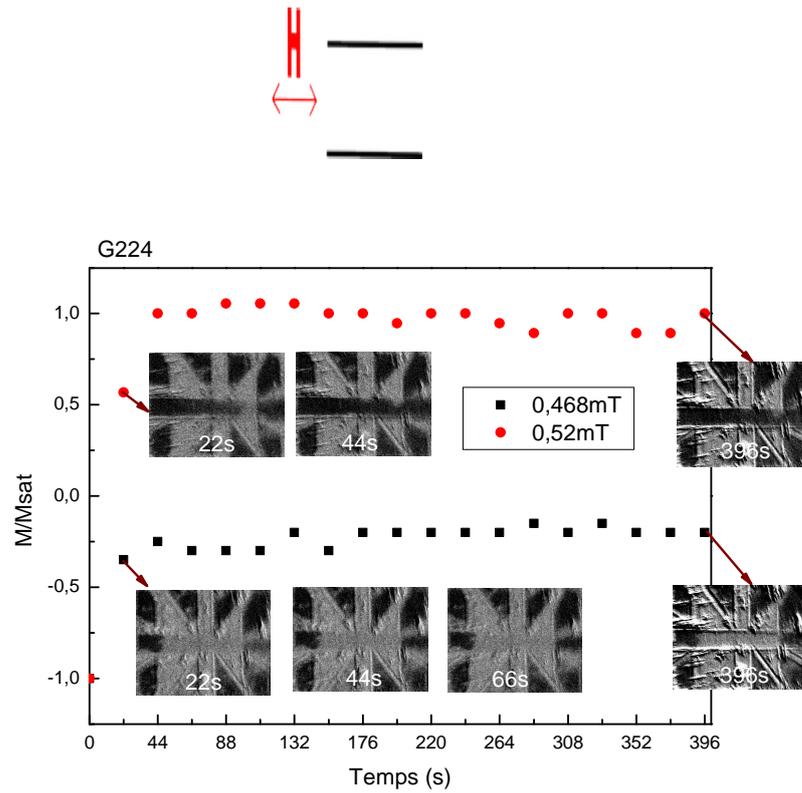


FIGURE 3.3.12. Mesures temporelles de l'aimantation (mesure1) dans le pont de l'échantillon G224 LSMO non vicinal à $T=295$ K. Le champ est parallèle à la longueur du pont de largeur (a) $50 \mu\text{m}$ et (b) $100 \mu\text{m}$. Un ajustement exponentiel est représenté par des lignes continues. Les valeurs de champ indiquées dans les légendes sont les valeurs de champ magnétique appliqué choisi dans la zone de retournement d'aimantation.

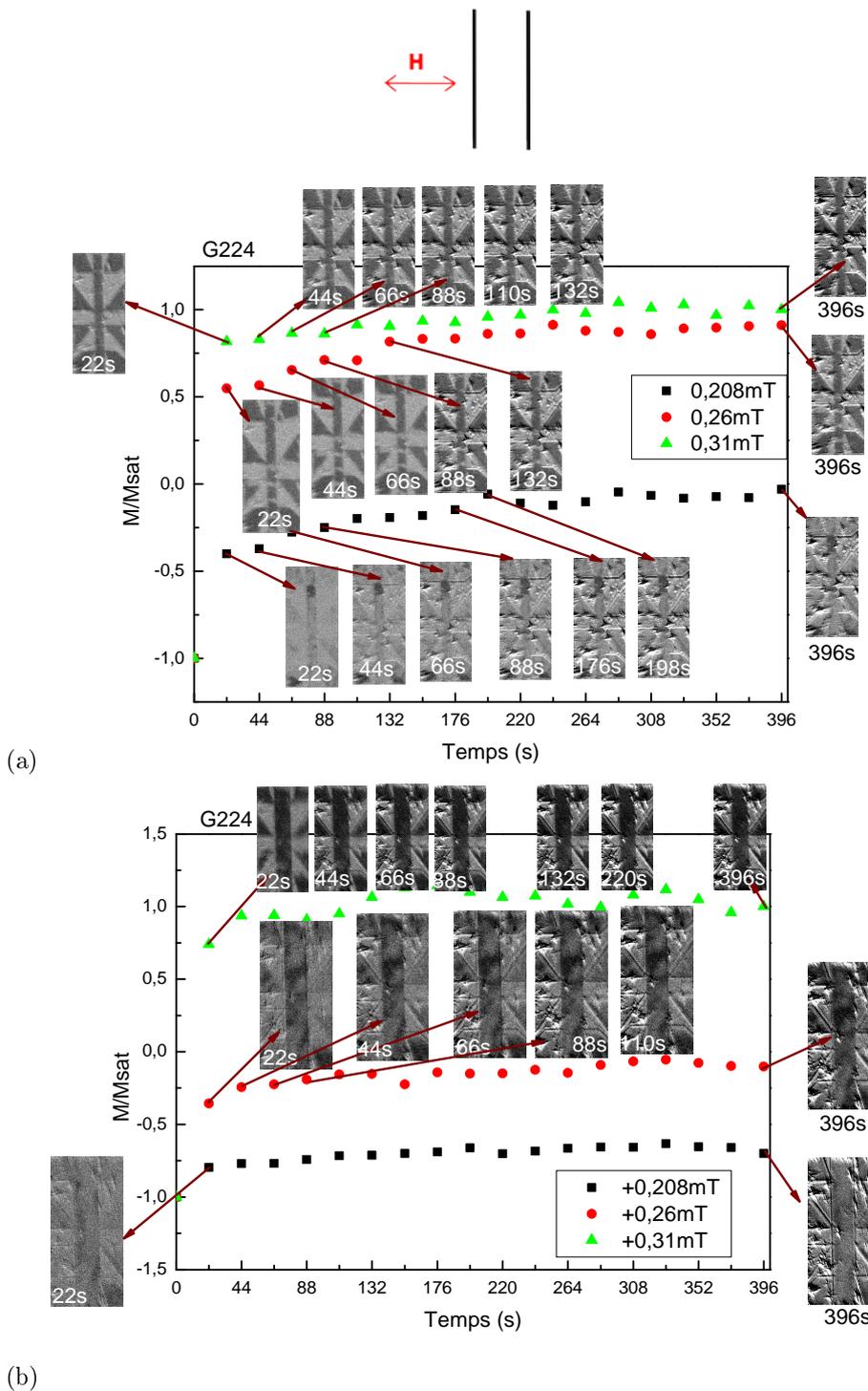


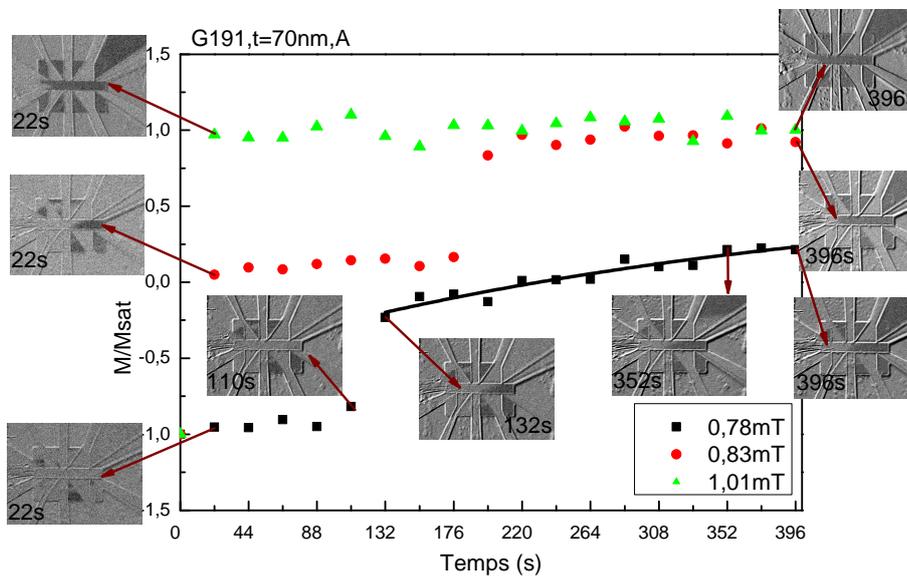
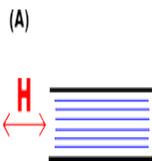
FIGURE 3.3.13. Mesures temporelles de l'aimantation (mesure1) dans le pont de l'échantillon G224 LSMO non vicinale à $T=295$ K. Le champ est perpendiculaire à la longueur du pont de largeur (a) $50 \mu\text{m}$ et (b) $100 \mu\text{m}$.

LSMO vicinal 70 nm (G191)

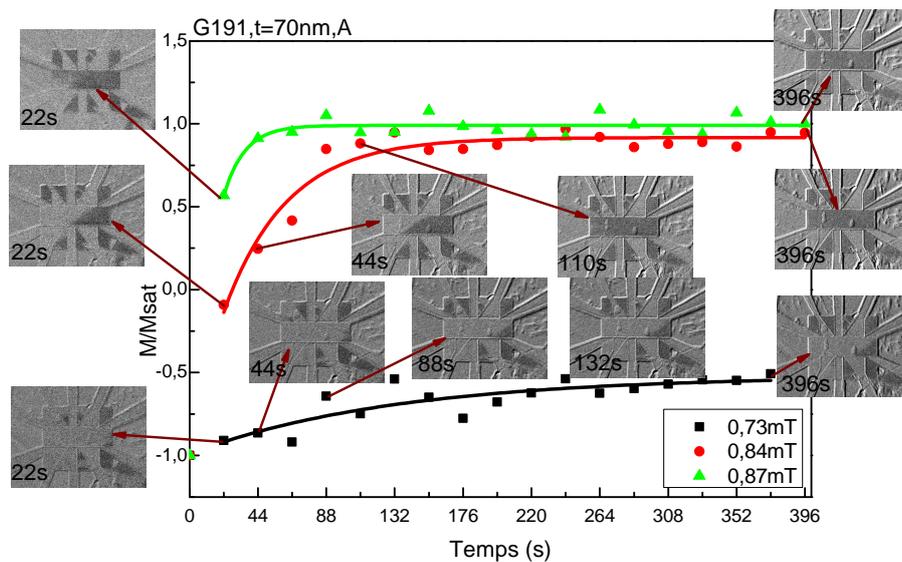
Les graphes et les images des figures 3.3.14 et 3.3.15 montrent la variation de l'aimantation au cours du temps dans le pont gravé dans la couche vicinale LSMO d'épaisseur 70 nm lorsque le champ magnétique est appliqué parallèlement aux marches.

Champ parallèle à la longueur du pont

- Dans le pont de largeur 50 μm (figure 3.3.14.a), trois valeurs de champ (0,78 mT, 0,83 mT et 1,01 mT) ont été appliquées parallèlement à la longueur du pont. Quand H vaut 0,78 mT, la nucléation se produit dans les pattes-LSMO et aucune nucléation n'est obtenue dans le pont avant 132 s. On observe à cet instant 40 % par une nucléation d'une paroi puis son déplacement jusqu'à 352 s. Ce mouvement suit le modèle exponentiel comme le montre la figure 3.3.14.a. On évalue la vitesse de déplacement de la paroi entre 132 s et 352 s d'environ $0,92 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. En appliquant 0,83 mT, en 22 s, 50 % d'aimantation est retournée. Cette dernière reste piégée pendant 176 s, ensuite, on voit un saut à 176 s où 95 % d'aimantation est retournée à 198 s. Le modèle exponentiel est interrompu par le piégeage de la paroi dans le pont. Il en résulte un blocage du retournement de l'aimantation, puis un déblocage et déplacement de paroi au cours du temps repéré par un plateau de points puis un saut. L'allure de cet évolution discontinue de l'aimantation est similaire à celle constaté par Cowburn et al. [Cowburn *et al.*, 1998] (figure 1.5.2).
- Dans le pont de largeur 100 μm , la figure 3.3.14 montre que le champ appliqué 0,73 mT au début de la phase du retournement indique 4 % de nucléation obtenu en 22 s, puis la paroi se déplace lentement avec une vitesse de $1 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour atteindre 25 % de nucléation à 132 s. Lorsque le champ appliqué est 0,84 mT, alors en 22 s la paroi est quasiment à la moitié du pont ; elle se propage ensuite plus rapidement ($2 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) pour atteindre 90 % de nucléation à 110 s. À 0,87 mT, la nucléation commence à 75 % et la paroi se déplace plus rapidement que précédemment pour atteindre 100 % de nucléation avec une vitesse de $3 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. L'aimantation dans le pont évolue exponentiellement en fonction du temps indiquant que le déplacement de la paroi est attribué à la relaxation magnétique.



(a)



(b)

FIGURE 3.3.14. Mesures temporelles de l'aimantation (mesure1) dans le pont de l'échantillon G191 d'épaisseur 70 nm vicinale à $T=295$ K. H est parallèle à la longueur du pont de largeur (a) $50 \mu\text{m}$ et (b) $100 \mu\text{m}$. Un ajustement exponentiel a été représenté par des lignes continues.

Champ perpendiculaire à la longueur du pont Les graphes et les images de la figure 3.3.15 montrent des nucléations et propagations des parois au cours du temps, dans le pont de largeur $100 \mu\text{m}$. En appliquant $0,52 \text{ mT}$, un premier domaine magnétique est observé à 22 s . On constate qu'une paroi reste ancrée dans la partie supérieure du pont alors qu'une autre se propage au cours du temps. Un deuxième domaine magnétique nucléé à 66 s en même temps que l'ancienne paroi se déplace. Une troisième nucléation a lieu dans le pont à 132 s et se propage à 176 s puis les anciennes parois continuent à se déplacer et rejoignent le dernier paquet à 396 s . Pour cette valeur de champ, les points expérimentaux correspondent à la courbe exponentielle. En augmentant le champ $\mu_0 H = 0,55 \text{ mT}$, la nucléation commence à 35% et à 154 s atteint l'état d'équilibre. À $0,62 \text{ mT}$, la vitesse de déplacement de la paroi à cette valeur est petite ($0,6 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) car 70% d'aimantation est retournée en 22 s et une paroi se déplace linéairement au cours du temps jusqu'à atteindre 95% du pont à 198 s , puis elle reste bloquée jusqu'à 286 s pour se propager de nouveau jusqu'à la saturation à 352 s .

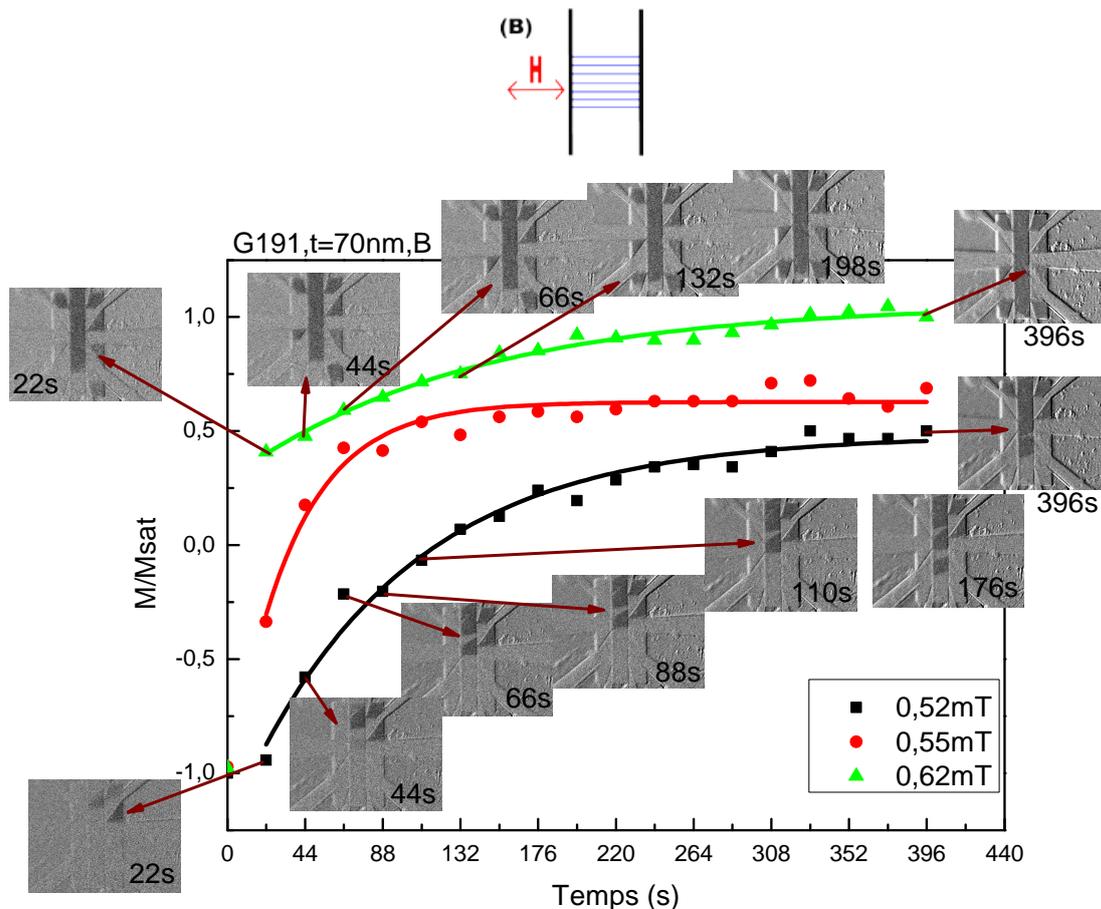
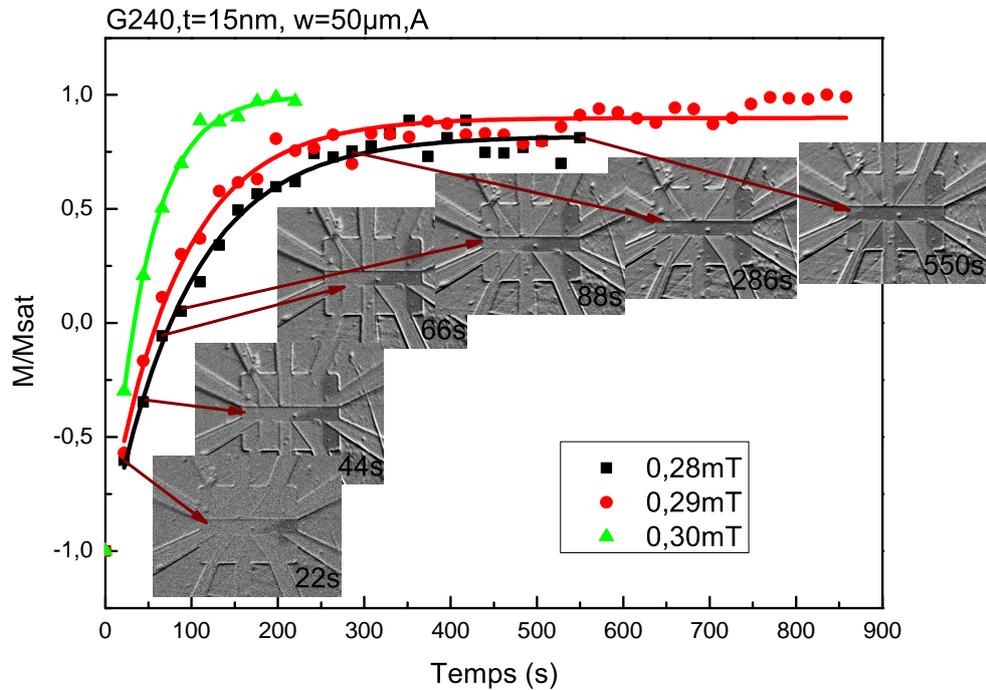


FIGURE 3.3.15. Mesures temporelles de l'aimantation (mesure1) dans le pont de largeur $100 \mu\text{m}$ de l'échantillon G191 LSMO vicinal d'épaisseur 70 nm à $T=295 \text{ K}$. Le champ magnétique est appliqué parallèlement aux marches. La courbe exponentielle ajustée aux points de mesures est représentée par un trait continu.

LSMO vicinal 15 nm (G240)

La figure 3.3.16.a montre l'évolution de l'aimantation au cours du temps dans le pont LSMO vicinal d'épaisseur 15 nm . Le champ est appliqué parallèlement aux marches et à la longueur du pont de largeur $50 \mu\text{m}$. On observe que les points expérimentaux suivent bien le modèle exponentiel lors de la propagation des domaines magnétique pour les trois valeurs de champ ($0,28 \text{ mT}$, $0,29 \text{ mT}$ et $0,30 \text{ mT}$). En appliquant $0,28 \text{ mT}$, les images au cours du temps montrent 72% de variation d'aimantation en 264 s , depuis le début de nucléation à 22 s , jusqu'à atteindre 90% de nucléation à 286 s . Sous $0,29 \text{ mT}$, on relève 40% de nucléation à 22 s . Entre 242 s et 462 s , les images de la figure 3.3.16.b montrent que 90% d'aimantation est piégée dans le pont alors que la nucléation se propage dans les pattes-LSMO. Puis, à partir de 484 s ,

les domaines magnétiques se propagent sur 85 μm durant 110 s ($0,7 \mu\text{m}\cdot\text{s}$). En appliquant un champ encore plus élevé, le pont est saturé au bout de 176 s. Le calcul de la vitesse de propagation de paroi donne $1 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ à 0,28 mT et $2 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ à 0,30 mT, alors que dans le cas où le champ appliqué vaut 0,29 mT la paroi est piégée et sa vitesse de propagation est plus petite ($0,5 - 0,7 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$: deux valeurs car la paroi est inclinée, elle traverse une distance entre 297 μm et 411 μm pour arriver à l'autre extrémité du pont).



(a)

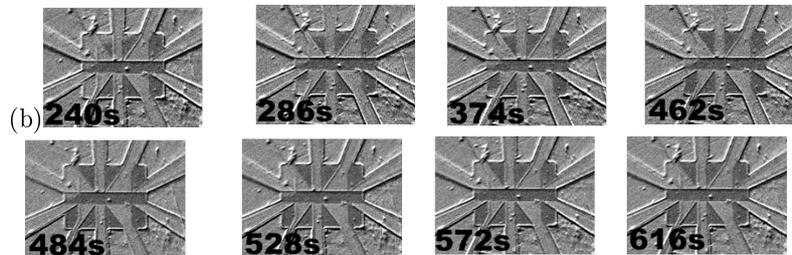


FIGURE 3.3.16. Mesures temporelles de l'aimantation (mesure1) dans le pont de largeur 50 μm de l'échantillon G240 LSMO vicinal d'épaisseur 15 nm. Le champ magnétique est parallèle à la longueur du pont. Les images correspondent à $H=0,29$ mT entre 240 s et 616 s.

En appliquant un champ magnétique constant, les images ont été enregistrées après un temps de retard égal à 22 s, 44 s et 66 s. La figure 3.3.17 montre l'évolution de l'aimantation au cours du temps de l'échantillon G240 d'épaisseur 15 nm lorsqu'on applique 0,35 mT perpendiculairement à la longueur du pont. On constate qu'aucun retournement n'a lieu en 22 s, alors qu'une paroi nucléée dans le pont en 44 s. Elle se propage en 66 s et en 88 s et un nouveau retournement apparaît à 154 s et l'aimantation sature au bout de 704 s. Ceci signifie que pour une même valeur de champ, l'aimantation peut être en début de la transition à 44 s et en saturation à 704 s. La vitesse de propagation d'une paroi entre 88 s (20 % de retournement) et 704 s (100 % de retournement) sachant qu'elle a parcouru 231 μm est estimée à $0,4 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Un piégeage est observé à la mesure de 44 s entre 220 s et 264 s, alors qu'elle n'apparaît pas sur les mesures 66 s et 88 s. Donc, pour avoir plus de détails sur la propagation de la paroi, il faut évidemment choisir le plus petit intervalle de temps de mesure, en l'occurrence ici 22 s.

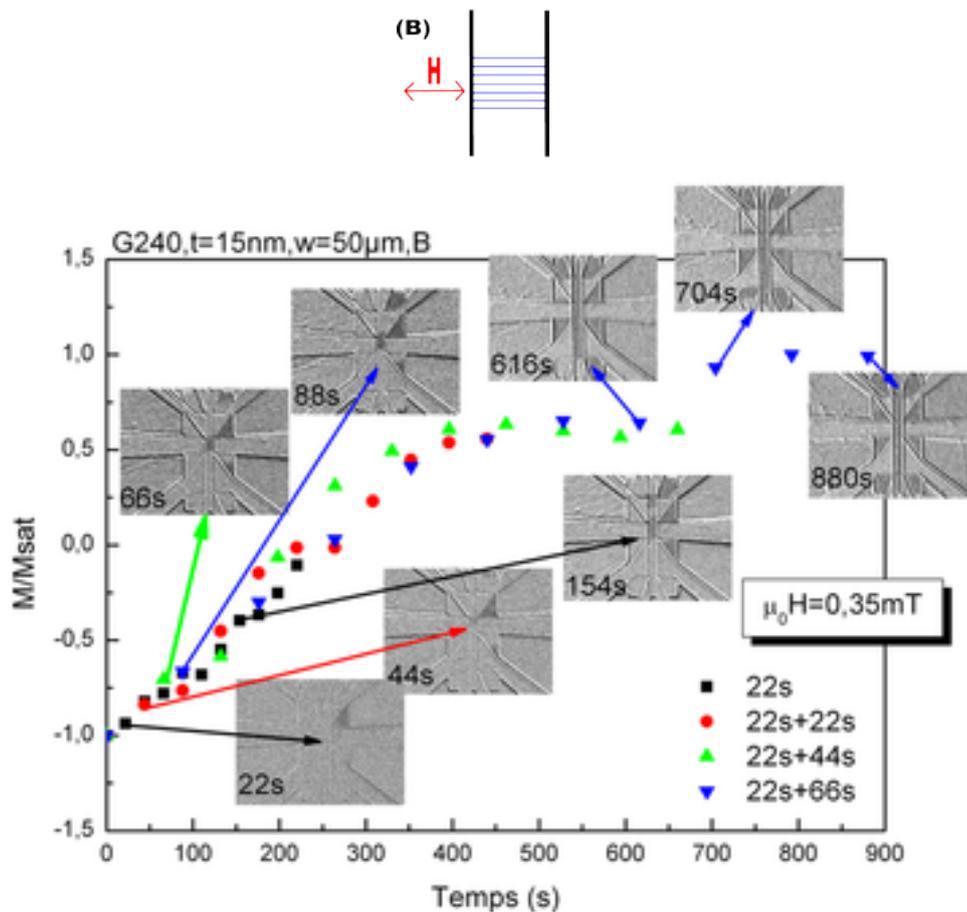


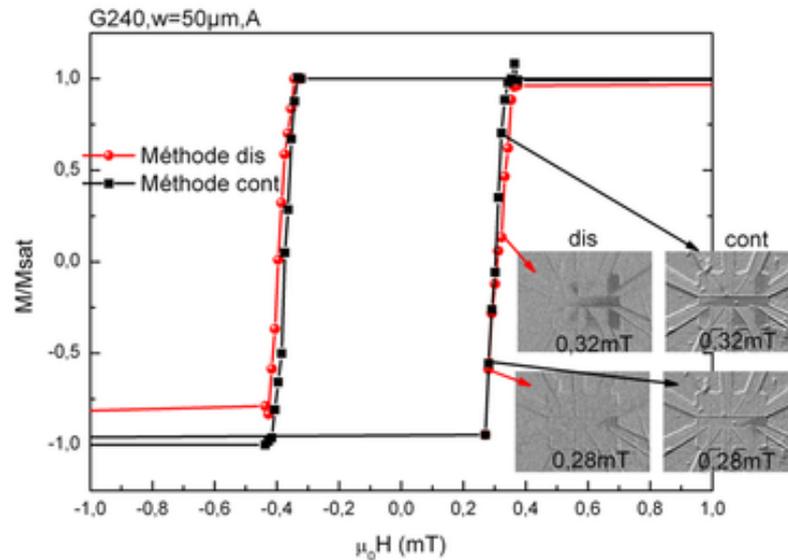
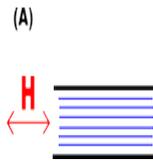
FIGURE 3.3.17. Évolution de l'aimantation en fonction du temps (mesure1) après application d'une valeur de champ égale à 0,35 mT à l'échantillon G240 d'épaisseur 15 nm et de largeur 50 μm . Le champ est perpendiculaire à la longueur du pont.

Influence de la méthode de mesure sur les cycles d'hystérésis

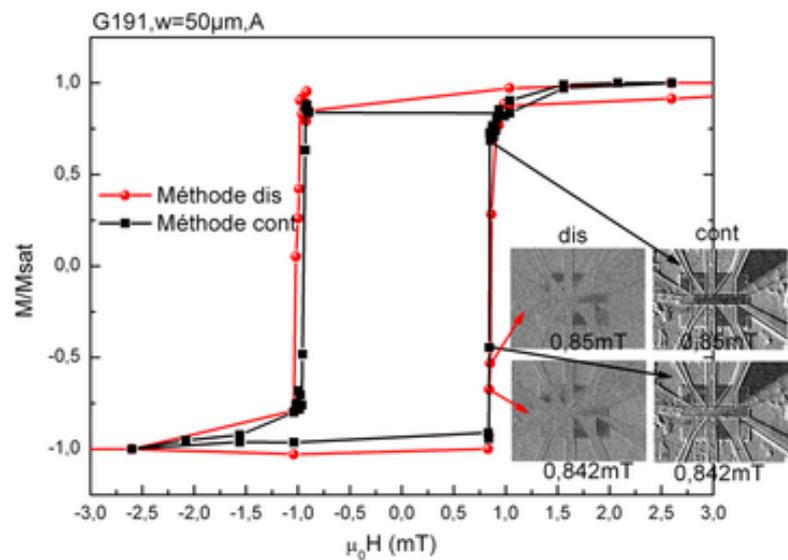
On rappelle que les images et les cycles présentés précédemment en section 3.3.2 ont été obtenus en enregistrant l'aimantation lors de l'augmentation du champ magnétique (aller) puis de sa diminution (retour). Cette méthode est appelée méthode "cont".

Une autre méthode de réalisation du cycle d'aimantation consiste à tracer le cycle d'aimantation en saturant systématiquement la couche magnétique (méthode "dis") avant chaque modification du champ appliqué dans la zone de transition. La comparaison entre cette méthode et la précédente sont présentées à la figure 3.3.18.

La figure 3.3.18.a de la couche d'épaisseur 15 nm montre que le cycle "cont" bascule à un champ coercitif plus petit par rapport au cycle "dis". Les images illustrent bien ce décalage : on observe au début du retournement et pour une même valeur de champ +0,28 mT que la nucléation dans la méthode "cont" est 2 % plus que "dis". Cet écart est encore plus important (25 %) à +0,32 mT. La figure 3.3.18.b de la couche d'épaisseur 70 nm superpose des cycles de la figure 3.3.4.a (méthode "cont") et le cycle obtenu à partir de la méthode "dis". De nouveau la méthode "dis" montre un H_c plus grand que par la méthode "cont". Pour visualiser ce décalage, nous avons choisi quelques images au début du retournement d'aimantation. À +0,842 mT en utilisant la méthode "dis", on obtient 12,5 % d'aimantation retournée alors qu'avec la méthode "cont" cette quantité a doublé. Ce décalage entre les deux méthodes est encore plus important, comme le montrent les deux images à +0,85 mT.



(a)



(b)

FIGURE 3.3.18. Comparaison entre deux cycles d'aimantation normalisés extraits des images MOKE réalisés par deux méthodes de mesures à $T = 295$ K sur le pont gravé dans la couche LSMO vicinal d'épaisseur (a) 15 nm et (b) 70 nm . Le champ est parallèle aux marches et parallèle à la longueur du pont de largeur 50 μ m.

Influence du temps entre chaque point sur les cycles d'hystérésis

Nous avons réalisé une moitié de cycle d'hystérésis avec différents temps entre chaque point (temps d'attente : 0s, 22 s, 44 s, 66 s). On rappelle que 22 s est la durée minimale choisie pour l'acquisition d'une image moyennée. Les résultats de ces mesures sont présentés aux figures 3.3.19 et 3.3.20 pour un champ appliqué respectivement parallèlement et perpendiculairement à L .

Dans la couche d'épaisseur 15 nm et lorsque le champ est parallèle à la longueur du pont, la figure 3.3.19

montre un décalage entre les demi-cycles d'hystérésis indiquant que celui-ci dépend du temps d'attente entre chaque point (22 s, 44 s et 66 s). On voit que la valeur du champ au début du retournement magnétique dépend de ce temps. Plus le temps d'attente est grand, plus le champ de retournement est atteint rapidement.

Lorsque le champ est perpendiculaire à la longueur du pont de largeur 50 μm , la figure 3.3.20.a montre le même résultat, à savoir, le décalage entre les demi-cycles avec H_c plus petit lorsque le temps d'attente est élevé. Les images à 0,35 mT illustrent ce décalage. On relève des valeurs d'aimantation qui augmentent de 6 %, 28 %, 45 % et 50 % lorsque les temps d'attentes passent de 0 s, 22 s, 44 s et 66 s respectivement. Aussi, on relève une valeur de saturation à 0,37 mT lorsque le temps d'attente vaut 66 s, alors que sans attente la saturation est obtenue plus tard, à 0,4 mT.

Dans la couche d'épaisseur 70 nm, la figure 3.3.20.b montre de nouveau que les demi-cycles sont décalés et H_c est plus petit lorsque le temps d'attente est long (ici 66 s) entre les demi-cycles. Les images à 0,82 mT montrent que le retournement n'a pas encore commencé à 22 s, alors qu'à 88 s, 68 % d'aimantation est retournée.

Toutes ces observations sont cohérentes avec les mesures d'aimantation en fonction du temps présentées précédemment.

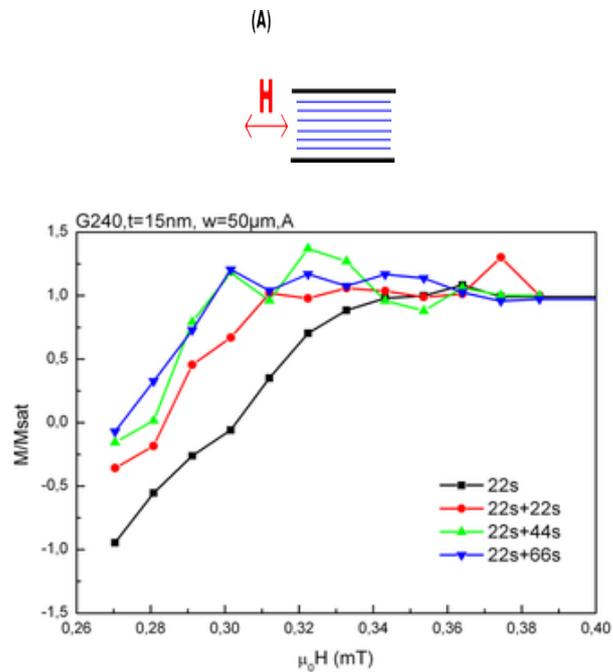


FIGURE 3.3.19. Des demi-cycles d'aimantation de la couche mince LSMO vicinale à $T=295$ K pour quatre temps d'acquisition (mesure3). Le champ est parallèle à la longueur du pont de l'échantillon G240 d'épaisseur 15 nm et de largeur 50 μm . Le temps d'acquisition vaut 22 s.

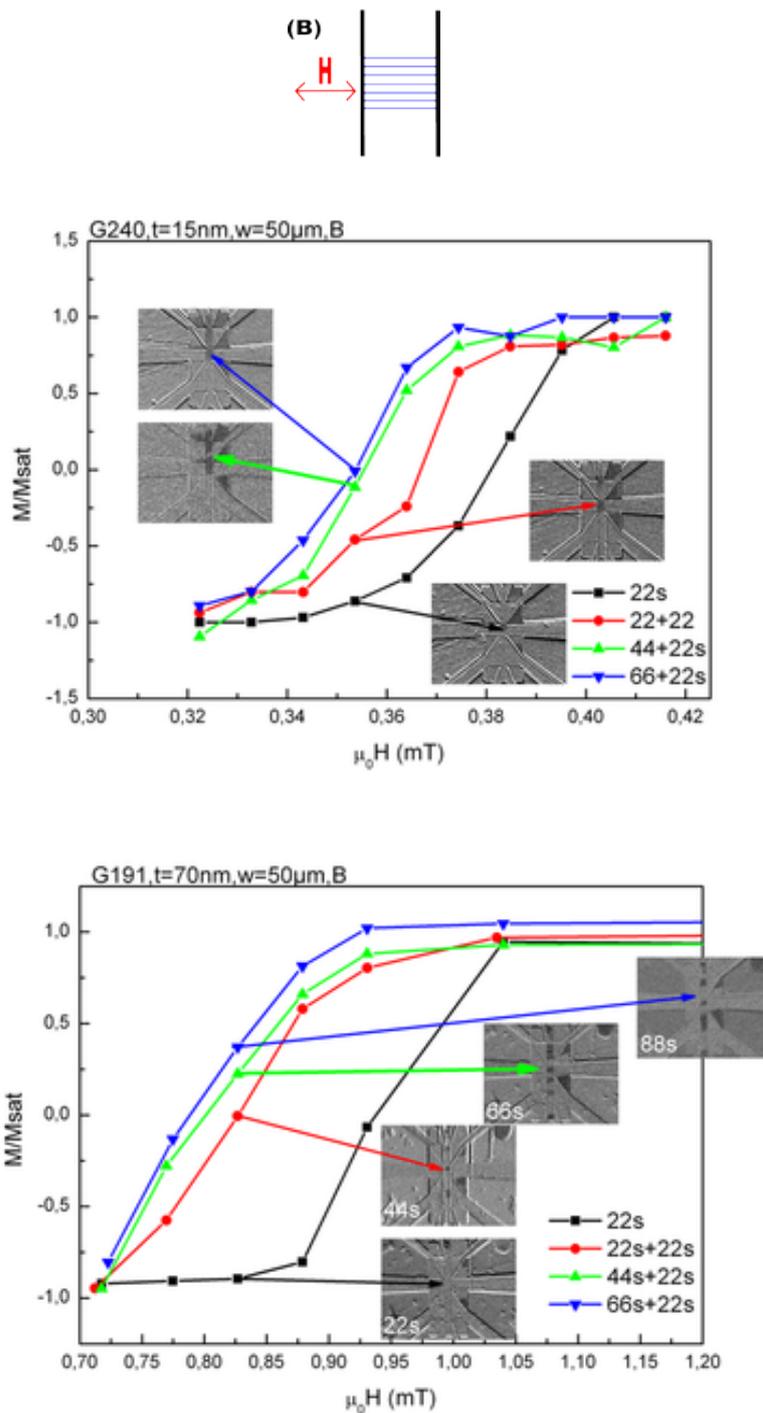


FIGURE 3.3.20. Des demi-cycles d'aimantation de la couche mince LSMO vicinale à $T=295$ K pour quatre temps d'acquisition. Le champ est perpendiculaire à la longueur du pont de l'échantillon (a) G240 d'épaisseur 15 nm et de largeur 50 μm . (b) Echantillon G191 d'épaisseur 70 nm et de largeur 50 μm . 22 s est le temps d'acquisition.

Conclusion

Finalement, comme le montre le tableau 3.9, l'aimantation évolue au cours du temps dans la couche LSMO vicinale et non vicinale après l'application d'un champ magnétique fixe. L'effet est encore plus présent dans les vicinaux. La largeur du cycle d'hystérésis diminue en augmentant le temps d'attente, comme dans les résultats de Bayreuther et al. [Bayreuther *et al.*, 1989] dans la couche de cobalt. Le champ coercitif diminue (de 65 mT à 56 mT) en augmentant le temps d'attente (de 2 min à 45 min). Nous avons vu que l'aimantation peut soit évoluer exponentiellement dû au phénomène de relaxation magnétique, soit linéairement, soit rester constante quand une paroi est piégée. La comparaison des constantes de temps (tableau 3.9) montre que le déplacement de la paroi en fonction du temps est plus lent dans les vicinaux. La variation $\frac{\Delta M}{\Delta t}$ est de même ordre de grandeur dans les couches vicinales et non vicinale. Dans la couche d'épaisseur 15 nm, nous avons vu que même si le champ appliqué est au début de la transition, en attendant suffisamment longtemps (594 s soit environ 10 min), l'aimantation atteint la saturation (figure 3.3.12.a et figure 3.3.17). En général, l'application d'un champ proche de la saturation permet à l'aimantation d'atteindre plus rapidement l'état d'équilibre puisque la barrière d'énergie du système décroît quand la valeur absolue du champ augmente [Bayreuther *et al.*, 1989].

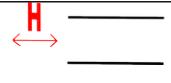
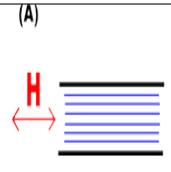
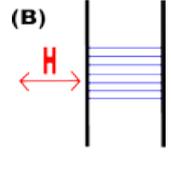
		w (μm)	$\mu_0 H$ (mT)	τ (s) modèle	M_i (%)	M_f (%)	$\frac{\Delta M}{\Delta t}$ (% \cdot s $^{-1}$)	Piégeage
G224 non vicinal		50	0,468	-	30	37	0,3	non
			0,52	-	75	100	1,1	
		100	0,41	65	35	87	0,5	non
			0,44	57	57	95	0,2	
			0,52	-	90	100	0,09	
		50	0,208	-	30	40	0,15	oui
			0,26	-	76	90	0,2	
			0,31	-	90	100	0,1	
		100	0,208	-	8	10	0,09	non
			0,26	-	35	38,5	0,15	-
			0,31	-	86	95	0,4	
G191 vicinal	(A) 	50	0,78	361	40	60	0,09	oui+ propagation
			0,83	-	50	95	2	
			1,01	-	100	100	-	
		100	0,73	132	4	25	0,2	non
			0,84	40	45	90	0,3	
	0,87		13,5	75	100	0,5		
	(B) 	100	0,52	93,5	4	72	0,2	non
			0,55	36	35	73	0,26	
			0,62	136	70	100	0,17	
	G240 vicinal	(A)	50	0,28	93,5	18	90	0,13
0,29				83	40	100	0,12	oui+ propagation
0,30				44	35	100	0,42	non
(B)		50	0,35	-	16	100	0,13	oui+ nucléation

TABLE 3.9. Tableau récapitulatif des valeurs caractéristiques des mesures par microscopie MOKE en fonction du temps. M_i et M_f sont les valeurs initiales et finales en pourcentage de l'aimantation saturée, τ est la constante de temps extraite du modèle exponentiel. La variation de l'aimantation au cours du temps est estimée à partir du rapport suivant : $\frac{\Delta M}{\Delta t} = \frac{M_f - M_i}{\Delta t}$ où Δt est la différence entre le temps au début du retournement et la valeur à l'équilibre.

3.3.4. Magnétorésistance

LSMO non vicinal (G224)

La mesure de la magnétorésistance du pont LSMO d'épaisseur 40 nm non vicinal a été réalisée à température ambiante. Les figures 3.3.21 et 3.3.22 montrent les mesures d'un cycle de MR dans les ponts de dimensions ($w = 50 \mu\text{m}$, $L = 300 \mu\text{m}$) et ($w = 100 \mu\text{m}$, $L = 300 \mu\text{m}$) lorsque le champ magnétique est appliqué parallèlement ou perpendiculairement au courant.

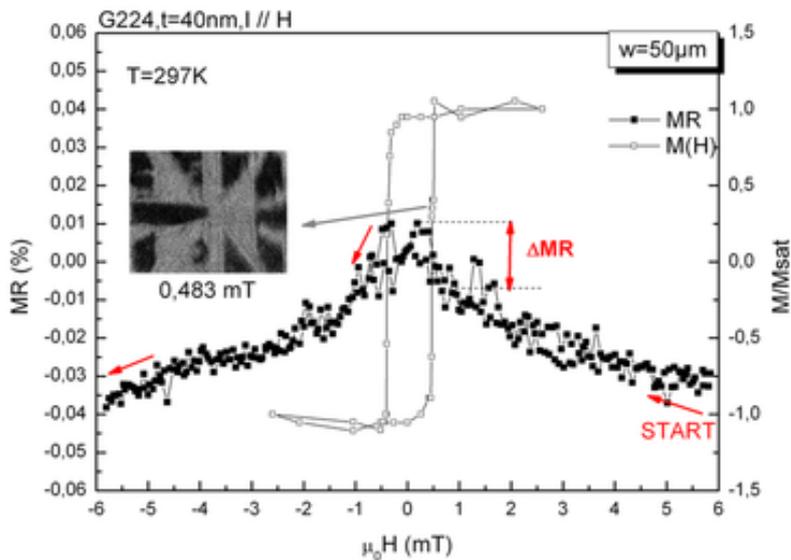
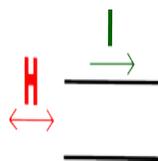
D'après l'allure de la magnétorésistance et les images de microscopie MOKE, la magnétorésistance à faible champ associée au retournement de l'aimantation peut être attribuée soit à l'effet AMR (orientation du courant par rapport à l'aimantation) [O'Donnell *et al.*, 1997a], soit à l'AMR dans la paroi.

Champ parallèle à la longueur du pont

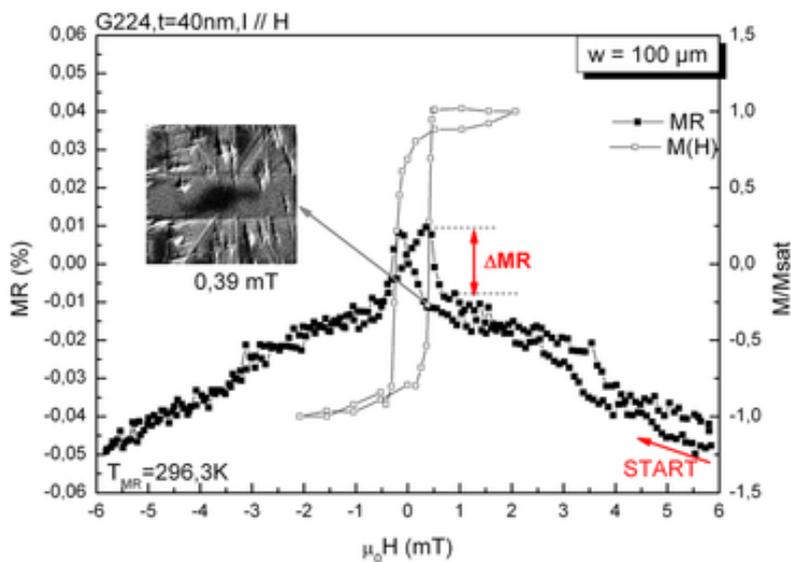
- La mesure de MR dans le pont de largeur $50 \mu\text{m}$ est présentée à la figure 3.3.21.a. Elle montre deux maxima de MR à $-0,30 \text{ mT}$ et $+0,19 \text{ mT}$. Les pics ne sont en effet pas symétriques, la raison pourrait être le manque de résolution en champ. D'après les cycles d'hystérésis, ces valeurs correspondent au retournement de l'aimantation au voisinage du champ coercitif ($H_c = -0,39 \text{ mT}$ et $+0,47 \text{ mT}$). À l'état saturé (START), la magnétorésistance connaît une variation linéaire et réversible due à l'effet CMR. Dès que la valeur du champ s'approche du début de retournement, l'écart ΔMR par rapport à la linéarité augmente. On remarque par exemple sur la branche H croissant que la variation de MR augmente au début de la transition (entre 0 mT et $0,19 \text{ mT}$) où une paroi apparaît, puis MR diminue de $\Delta\text{MR} = 0,020 \%$ (entre $0,19 \text{ mT}$ et la fin de la transition : $0,67 \text{ mT}$), où l'aimantation est entièrement retournée. Pendant le retournement de l'aimantation, le courant électrique traverse une ou deux parois "tête bêche" inclinée ou pas ; en revanche, la direction de l'aimantation est toujours parallèle (ou antiparallèle) au courant $\text{MR}_{M\parallel I}$. Dès que la paroi disparaît, la magnétorésistance diminue fortement car la contribution ΔMR de $\text{MR}_{M\parallel I}$ est faible devant MR_{paroi} .
- La figure 3.3.21.b montre deux maxima de MR dans le pont de largeur $100 \mu\text{m}$, à $-0,17 \text{ mT}$ et $+0,35 \text{ mT}$. Le cycle et les images montrent que cette valeur de champ où MR est maximale se situe dans la zone de retournement de l'aimantation proche du champ coercitif ($H_c = -0,22 \text{ mT}$ et $+0,4 \text{ mT}$). Dans la zone saturée, la magnétorésistance a une variation linéaire et réversible liée à l'effet CMR dans le LSMO. On constate une ouverture du cycle de MR à 6 mT associée à la dérive en température (voir paragraphe 2.3.1 sur l'estimation de la variation de température devant la variation de MR) et non pas à l'effet CMR qui est un effet réversible. Comme dans le pont $50 \mu\text{m}$, on observe sur la branche H croissant une augmentation de MR au début du retournement de l'aimantation et une diminution $\Delta\text{MR} = 0,015 \%$ est obtenue entre $0,35 \text{ mT}$ et $0,70 \text{ mT}$, où l'aimantation est entièrement retournée. Même si la forme du domaine est différente de celle du pont $50 \mu\text{m}$, l'allure de la MR est identique. Quand la direction de l'aimantation est parallèle à celle du courant $\text{MR}_{M\parallel I}$, la magnétorésistance augmente en présence de parois et diminue en son absence.

Champ perpendiculaire à la longueur du pont

- Dans le pont de largeur $50 \mu\text{m}$, les parois de domaines sont multiples. La mesure de magnétorésistance présentée à la figure 3.3.21.a montre une variation réversible de MR également dans la zone de retournement. Dans cette configuration, la direction de l'aimantation est perpendiculaire au courant $\text{MR}_{M\perp I}$ sauf autour du champ nul (entre 0 et $0,182 \text{ mT}$) où la nucléation n'avait pas encore commencée. Il est possible qu'on ne voit pas les minima de MR au voisinage du champ coercitif ($H_c = 0,23 \text{ mT}$ et $-0,22 \text{ mT}$) par manque de résolution de mesure.
- Dans le pont de largeur $100 \mu\text{m}$, la figure 3.3.21.b montre deux minima presque à la même valeur de champ ($+0,039 \text{ mT}$ et $+0,084 \text{ mT}$) situés entre 0 et $0,15 \text{ mT}$ (zone au début du retournement) et non pas à la valeur du champ coercitif ($H_c = 0,24 \text{ mT}$ et $-0,167 \text{ mT}$). Je rappelle que la résolution de la mesure MR est égale à $0,09 \text{ mT}$ ce qui pourrait expliquer l'apparition des minima à des valeurs différentes de H_c . Au delà de la zone de retournement, le pont est saturé et la magnétorésistance varie linéairement et de manière réversible par effet CMR. Au début de la zone de retournement (entre 0 et $0,15 \text{ mT}$), l'aimantation est peut être parallèle au courant $\text{MR}_{M\parallel I}$, et par effet AMR ($\text{MR}_{M\parallel I} < \text{MR}_{M\perp I}$), la magnétorésistance diminue brusquement d'une valeur $\Delta\text{MR} = 0,022 \%$ (voir figure 3.3.21.b).

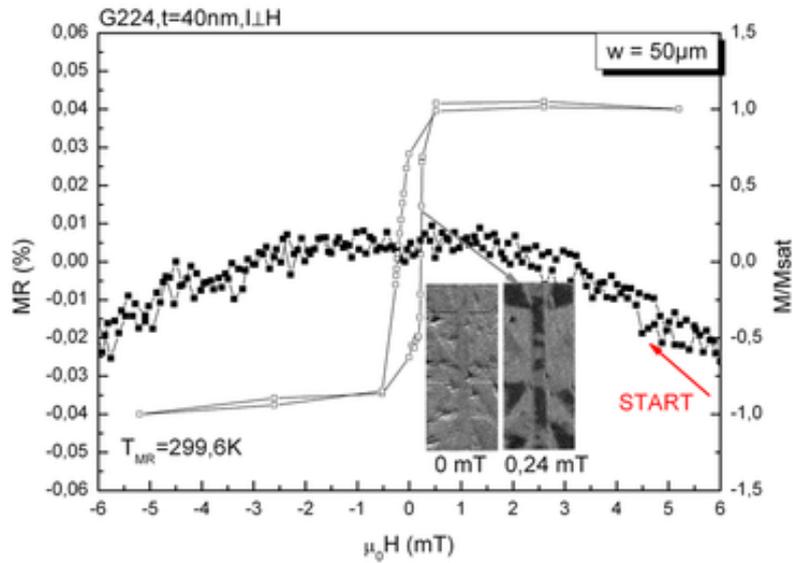
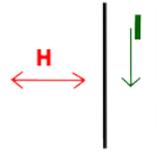


(a)

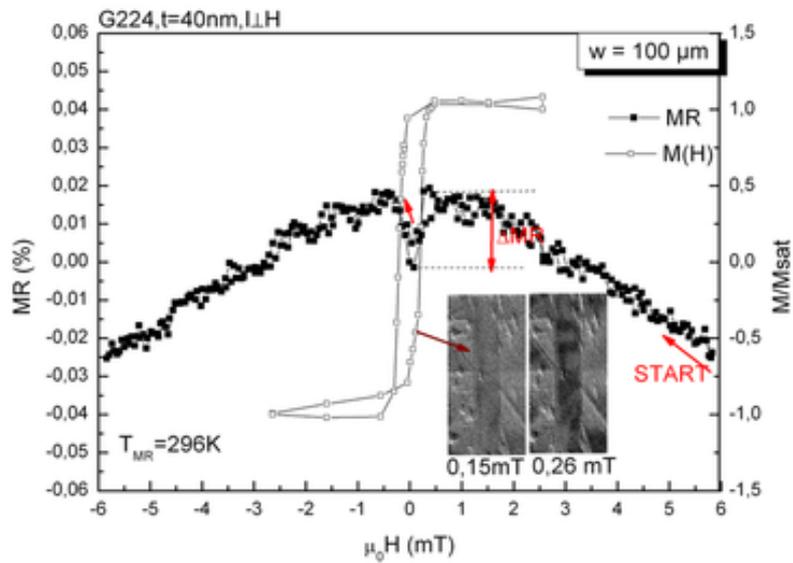


(b)

FIGURE 3.3.21. Magnétorésistance et cycle d'aimantation de l'échantillon G224 à température ambiante. Le pont est gravé dans la couche LSMO d'épaisseur 40 nm déposé sur un substrat STO (001) non vicinal. Le champ est appliqué parallèlement au courant dans le pont de largeur (a) $w = 50 \mu\text{m}$ (b) $w = 100 \mu\text{m}$.



(a)



(b)

FIGURE 3.3.22. Magnétorésistance et cycle d'aimantation de l'échantillon G224 à température ambiante. Le pont est gravé dans la couche LSMO d'épaisseur 40 nm déposé sur un substrat STO (001) non vicinal. Le champ est appliqué perpendiculairement au courant dans le pont de largeur (a) $w = 50 \mu\text{m}$ (b) $w = 100 \mu\text{m}$.

Conclusion

Dans la littérature, les magnétorésistances liées aux parois dans les manganites [Ruotolo *et al.*, 2006, Arnal *et al.*, 2007, Li *et al.*, 2001] ou à l'effet AMR [O'Donnell *et al.*, 1997b, O'Donnell *et al.*, 1997a] ont toutes les deux la même allure, à savoir un hystérésis à très faible champ et deux maxima de MR à $\pm H_c$. Dans cette étude sur le LSMO gravé, l'effet AMR ou magnétorésistance de parois est présent en fonction de l'orientation du champ par rapport à la longueur du pont. Quand le champ est appliqué parallèlement à la longueur du pont, alors au maximum deux parois apparaissent et l'augmentation de MR est due à la présence de parois. Quand le champ est perpendiculaire à la longueur du pont, alors l'origine de la chute de la valeur de MR s'expliquerait par l'AMR dans les parois. La valeur de sensibilité de MR dans la zone de retournement magnétique comme indiquée au tableau 3.12 vaut 50 %/T lorsque le champ est parallèle à la longueur du pont de largeur 100 μm .

LSMO vicinal 70 nm (G191)

Nous allons présenter les résultats de MR lorsque le courant électrique traverse une ou plusieurs parois de la couche LSMO vicinale d'épaisseur 70 nm. On rappelle que le champ magnétique est parallèle aux marches.

Champ parallèle à la longueur du pont (configuration A)

- La magnétorésistance dans le pont de largeur 50 μm est présentée à la figure 3.3.23.a. Comme dans la couche non vicinale, deux maxima de MR sont obtenus. Les valeurs de champ associées ne correspondent pas parfaitement à la zone de retournement, probablement par le manque de résolution. La direction de l'aimantation dans la zone saturée est partout dans le pont parallèle à celle au courant $MR_{M\parallel I}$. La variation de MR est linéaire et réversible par effet CMR, mais le demi-cycle de retour ne se superpose pas avec celle de l'aller à cause de la dérive en température (voir paragraphe 2.3.1). À très faible champ, le courant traverse une paroi et des domaines "tête-bêche". La MR associée s'écarte de la zone linéaire et varie brusquement jusqu'à atteindre une valeur maximale puis chute avec une valeur $\Delta MR \simeq 0,017$ %.
- La figure 3.3.23.b montre un maximum de MR, dans le pont de largeur 100 μm . Comme dans le pont 50 μm et la couche non vicinale, le courant traverse une seule paroi et la direction de l'aimantation est parallèle au courant. On remarque que les pics ne sont ni symétriques, ni de même amplitude. Néanmoins, on observe une variation de MR à très faible champ autour de la zone de retournement. On relève une variation $\Delta MR = 0,020$ % entre le début du processus de retournement (0,76 mT) et après le champ coercitif (1,30 mT).

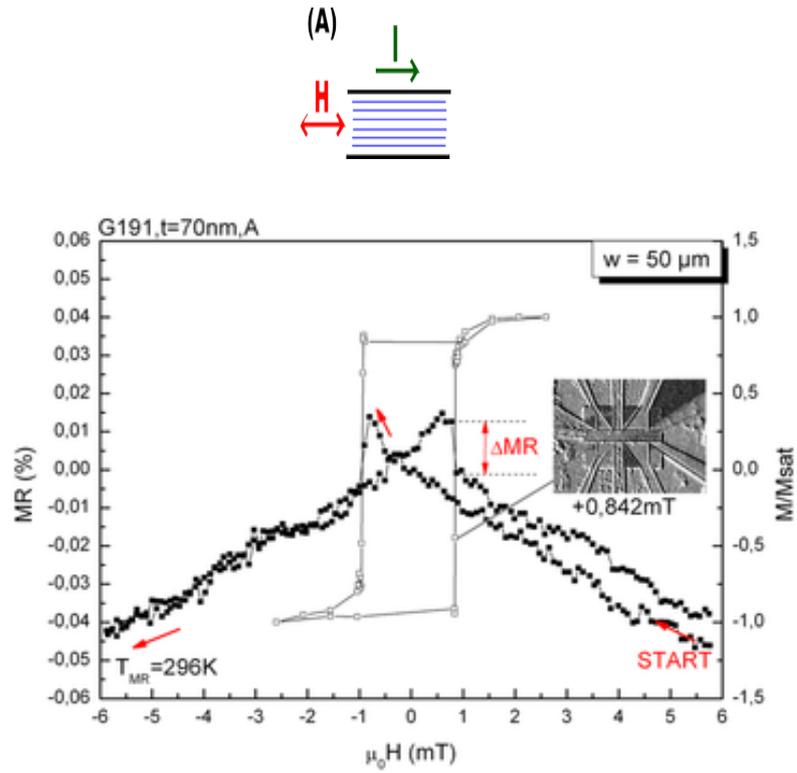
Champ perpendiculaire à la longueur du pont (configuration B)

- Les magnétorésistances dans le pont de largeur 50 μm et 100 μm , sont présentées aux figures 3.3.24.a et 3.3.24.b, respectivement. Le courant traverse des domaines antiparallèles et plusieurs parois espacées dans le pont. On observe que la MR à très faible champ ne varie quasiment pas dans cette configuration. La raison est liée probablement à la petite largeur de la zone de retournement (0,2 mT et 0,15 mT) comparée à celle de la configuration A et de la couche non vicinale (voir tableau 3.7). L'incrément de champ magnétique dans la mesure MR s'avère donc insuffisant pour mesurer cette transition.

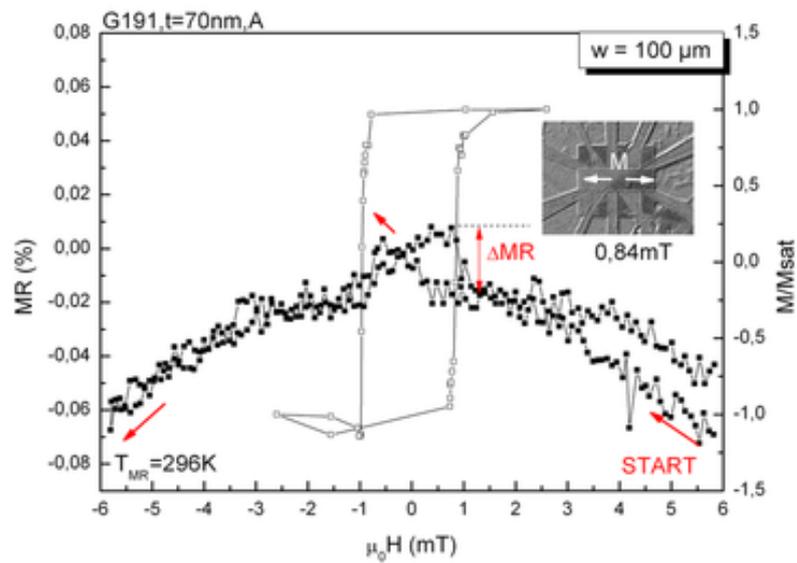
LSMO vicinal 15 nm (G240)

La magnétorésistance d'une paroi lorsque le champ est parallèle à la longueur du pont est présentée à la figure 3.3.25. On observe une variation linéaire de MR en fonction du champ. Dans cette configuration similaire à celle de l'échantillon G191 vicinal (figure 3.3.23.a), on s'attend à voir un effet à très faible champ avec deux maxima dû à la présence d'une paroi et ce n'est pas le cas. La raison de cette différence est probablement liée au fait que la largeur de la zone de retournement dans cette échantillon est très petite (0,08 mT, voir tableau 3.7). L'incrément du champ magnétique dans la mesure MR s'avère donc insuffisant pour mesurer cette transition.

En appliquant le champ perpendiculairement à la longueur du pont de largeur 50 μm (figure 3.3.26), le courant traverse plusieurs parois. La zone de retournement est encore abrupte (environ 0,1 mT, voir tableau 3.7) et la magnétorésistance n'affiche aucun effet à très faible champ.

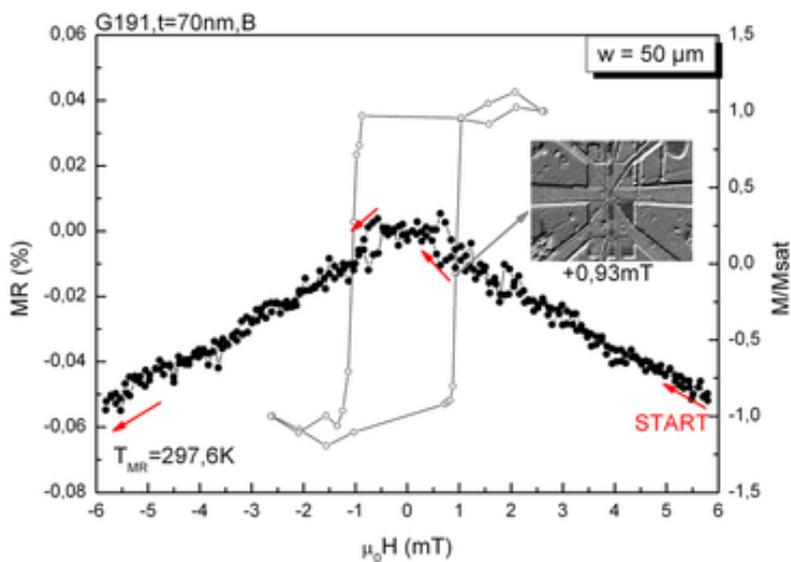
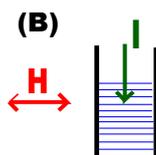


(a)

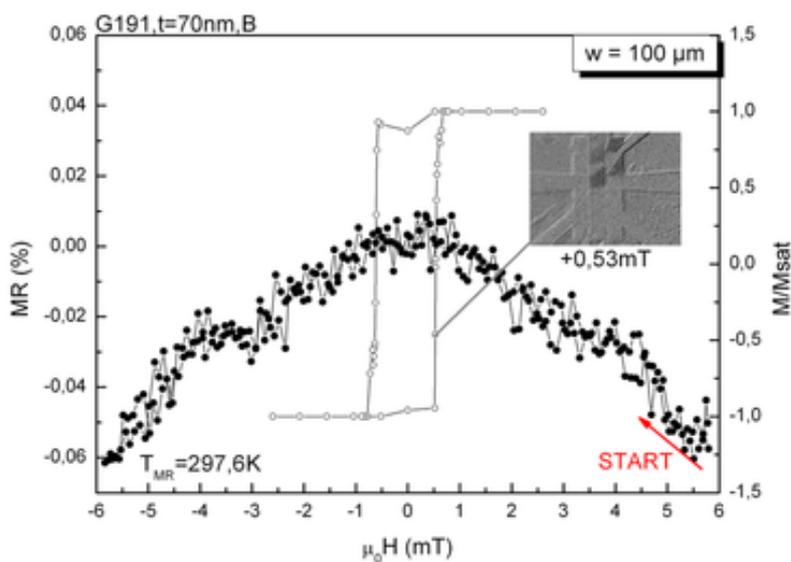


(b)

FIGURE 3.3.23. Magnétorésistance et cycle d'aimantation de l'échantillon G191 à température ambiante. Le pont est gravé dans la couche LSMO d'épaisseur 70 nm déposé sur un substrat STO vicinal. Le champ est appliqué parallèlement aux marches et au courant dans le pont de largeur (a) $w = 50 \mu\text{m}$ (b) $w = 100 \mu\text{m}$.



(a)



(b)

FIGURE 3.3.24. Magnétorésistance et cycle d'aimantation de l'échantillon G191 à température ambiante. Le pont est gravé dans la couche LSMO d'épaisseur 70 nm déposée sur un substrat STO vicinal. Le champ est appliqué parallèlement aux marches et au courant dans le pont de largeur (a) $w = 50 \mu\text{m}$ (b) $w = 100 \mu\text{m}$.

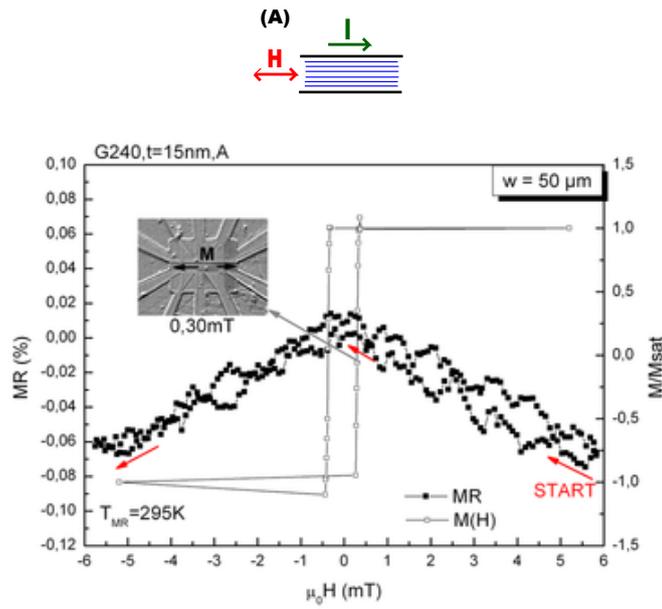


FIGURE 3.3.25. Magnétorésistance et cycle d'aimantation de l'échantillon G240 à température ambiante. Le pont est gravé dans la couche LSMO d'épaisseur 15 nm déposée sur un substrat STO vicinal. Le champ est appliqué parallèlement aux marches et au courant dans le pont de largeur $w = 50\ \mu\text{m}$.

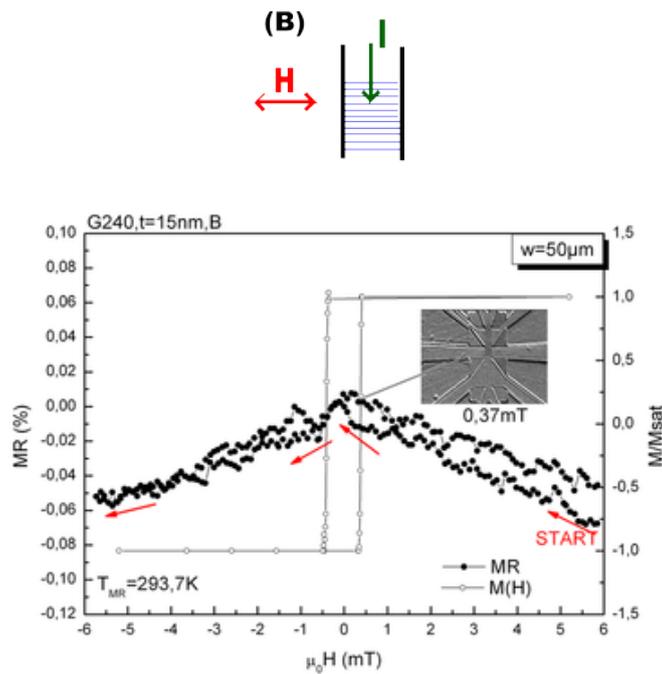


FIGURE 3.3.26. Magnétorésistance et cycle d'aimantation de l'échantillon G240 à température ambiante. Le pont est gravé dans la couche LSMO d'épaisseur 15 nm déposée sur un substrat STO vicinal. Le champ est appliqué parallèlement aux marches et perpendiculairement au courant dans le pont de largeur $w = 50\ \mu\text{m}$.

3.3.5. Discussion

L'interaction entre un courant et la structure en multidomaines magnétiques donne naissance à la magnétorésistance de paroi. Nous avons vu que l'anisotropie de forme influence le nombre de parois dans le pont de LSMO vicinal et non vicinal. Les domaines sont tête-bêche uniquement quand $H \parallel L$. Dans les domaines tête-bêche, les parois inclinées permettent de réduire l'énergie démagnétisante (magnétostatique) [Warin, 1999]. Les parois non inclinées ont été probablement piégées soit par des défauts, soit par les pattes LSMO.

Nous avons montré que lorsque H est parallèle aux marches, le retournement repose sur la nucléation et la propagation de parois. La magnétorésistance observée à très faible champ comporte vraisemblablement une contribution liée à la MR de parois. Celle-ci d'après [Viret *et al.*, 96 I] dépend de la largeur de la paroi, et est d'autant plus grande que la paroi est étroite. Dans notre cas, la paroi est relativement large en moyenne (145 nm et 226 nm, voir paragraphe 2.1.6) par rapport à celles mesurées par Wolfman *et al.* dans un LSMO d'épaisseur 80 nm ($\delta = 38$ nm) [Wolfman *et al.*, 2001] ou d'autres ($\delta = 6-8$ nm dans PSMO [Li et Wang, 2001], 30 nm dans LSMO [Wu *et al.*, 1999], 100 nm dans LCMO [Mathur *et al.*, 1999]).

Nous avons vu qu'il est possible que l'aimantation ait une rotation intermédiaire avant d'arriver à 180° comme observé dans la couche non vicinale (figure 3.3.3). De ce fait, l'orientation de l'aimantation peut devenir perpendiculaire à celle du courant, ce qui implique un effet AMR avant la nucléation de paroi. Nous avons également observé soit deux maxima (H parallèle au pont) soit deux minima (H perpendiculaire au pont) qui s'explique par l'effet AMR dans la paroi.

D'autre part, le choix du temps d'acquisition s'avère important. Cet effet est plus marqué dans la couche LSMO vicinale par rapport à celle non vicinale. Les cycles sont plus larges en diminuant le temps d'acquisition. De ce fait, on peut penser que le cycle d'aimantation lors des mesures MR pourrait être un peu plus large que celui présenté avec un temps d'acquisition MOKE (22 s). Nous n'avons pas étudié la MR en fonction du temps, cela peut faire l'objet de recherches futures.

3.4. Magnétorésistance à ± 6 mT dans le cas d'un retournement cohérent

Introduction

Après l'étude de la magnétorésistance de paroi ($H \parallel$ marches), l'objectif de ce chapitre est de comprendre l'allure de la MR dans le LSMO vicinal pendant le retournement collectif et uniforme de l'aimantation, observé lorsque le champ a été appliqué perpendiculairement aux marches. Nous utiliserons pour cela les cycles et les images magnétiques permettant d'avoir les informations sur la direction privilégiée des domaines en suivant le processus de retournement de l'aimantation.

3.4.1. Processus de retournement de l'aimantation

LSMO vicinal 70 nm (G191)

Champ parallèle à la longueur du pont (configuration D) Les images présentées à la figure 3.4.1.a et 3.4.1.b montrent une augmentation progressive et uniforme du contraste (noir ou blanc) dans l'ensemble de la couche (pont et pattes-LSMO) en fonction du champ magnétique appliqué, dans les ponts de largeur 50 μm et 100 μm . Il s'agit en l'occurrence d'un retournement collectif et uniforme de l'aimantation selon le modèle de "Stoner-Wohlfarth" [Stoner et Wohlfarth, 1948]. La structure des domaines et le processus de retournement de l'aimantation sont définis après un équilibre entre les différentes énergies magnétostatique, d'échange, Zeeman et magnétocristalline [Gunnarsson *et al.*, 2004]. Dans la couche non gravée que nous avons présentée précédemment (figure 2.1.6), nous avons vu que l'aimantation de la couche vicinale d'épaisseur 70 nm suit le modèle de SW. On constate que dans les deux largeurs, l'aimantation à la rémanence est quasi nulle, donc le cycle traduit une direction difficile de l'aimantation lorsque le champ est perpendiculaire aux marches.

Champ perpendiculaire à la longueur du pont (configuration C) Les figures 3.4.2.a et 3.4.2.b montrent de nouveau une augmentation progressive du contraste indiquant un retournement collectif et uniforme de l'aimantation, dans les ponts de largeur 50 μm et 100 μm . Leurs cycles d'aimantations présentent un hystérésis pouvant s'expliquer par un léger désalignement entre la direction du champ et celle

de l'axe difficile. En effet, la simulation de Monte Carlo [Zhao *et al.*, 2002] montre qu'un désalignement de 18° entre H et la direction difficile donne un cycle légèrement ouvert (voir $\varphi = 72^\circ$ et $\varphi = 90^\circ$ figure 1.4.3). De ce fait, la valeur du champ coercitif (saturation) augmente (diminue). Dans notre cas, il est très probable qu'il existe un désalignement de l'ordre de quelques degrés, qui est peut être suffisant pour ouvrir le cycle.

LSMO vicinal 15 nm (G240)

Champ parallèle à la longueur du pont (configuration D) Les figures 3.4.3.a et 3.4.3.b présentent respectivement le retournement de l'aimantation dans le pont de largeur $50\ \mu\text{m}$ et $100\ \mu\text{m}$ de l'échantillon G240 lorsque le champ est appliqué parallèlement à la longueur L du pont. Dans le pont de largeur $50\ \mu\text{m}$ (3.4.3.a) on observe un retournement cohérent, alors que pour la largeur $100\ \mu\text{m}$ (3.4.3. b) nous n'observons pas de rotation des domaines et la transition est plus étroite que dans le pont $50\ \mu\text{m}$. On constate qu'à champ nul l'aimantation n'est pas encore retournée. Ce résultat est inattendu car dans la couche $70\ \text{nm}$ lorsque le champ magnétique est perpendiculaire aux marches le cycle est difficile et à champ nul l'aimantation est déjà à la moitié de sa rotation. Le pas de mesure dans la zone de transition est insuffisant pour conclure sur la nature du retournement. La mesure de MR pourrait probablement nous donner plus d'information à ce propos.

L'étude MOKE de la couche non gravée (section 2.1.4) a montré toutefois un retournement cohérent.

Champ perpendiculaire à la longueur du pont (configuration C) La figure 3.4.4.a montre un retournement cohérent dans le pont. On remarque un contraste noir plus foncé au niveau des quatre pattes-LSMO du bas entre $0\ \text{mT}$ et $4,68\ \text{mT}$. Mais rien de tel n'est visible dans le sens inverse du cycle entre $0\ \text{mT}$ et $-4,68\ \text{mT}$. Cela exclut la possibilité d'un retournement autre que le retournement cohérent.

La figure 3.4.4.b présente le retournement dans le pont de largeur $100\ \mu\text{m}$. La rotation de l'aimantation dans le pont LSMO de largeur $100\ \mu\text{m}$ lorsque le champ est perpendiculaire à la longueur du pont. On observe, comme dans la configuration D, que la transition est étroite et que l'aimantation n'est pas encore retournée à champ nul.

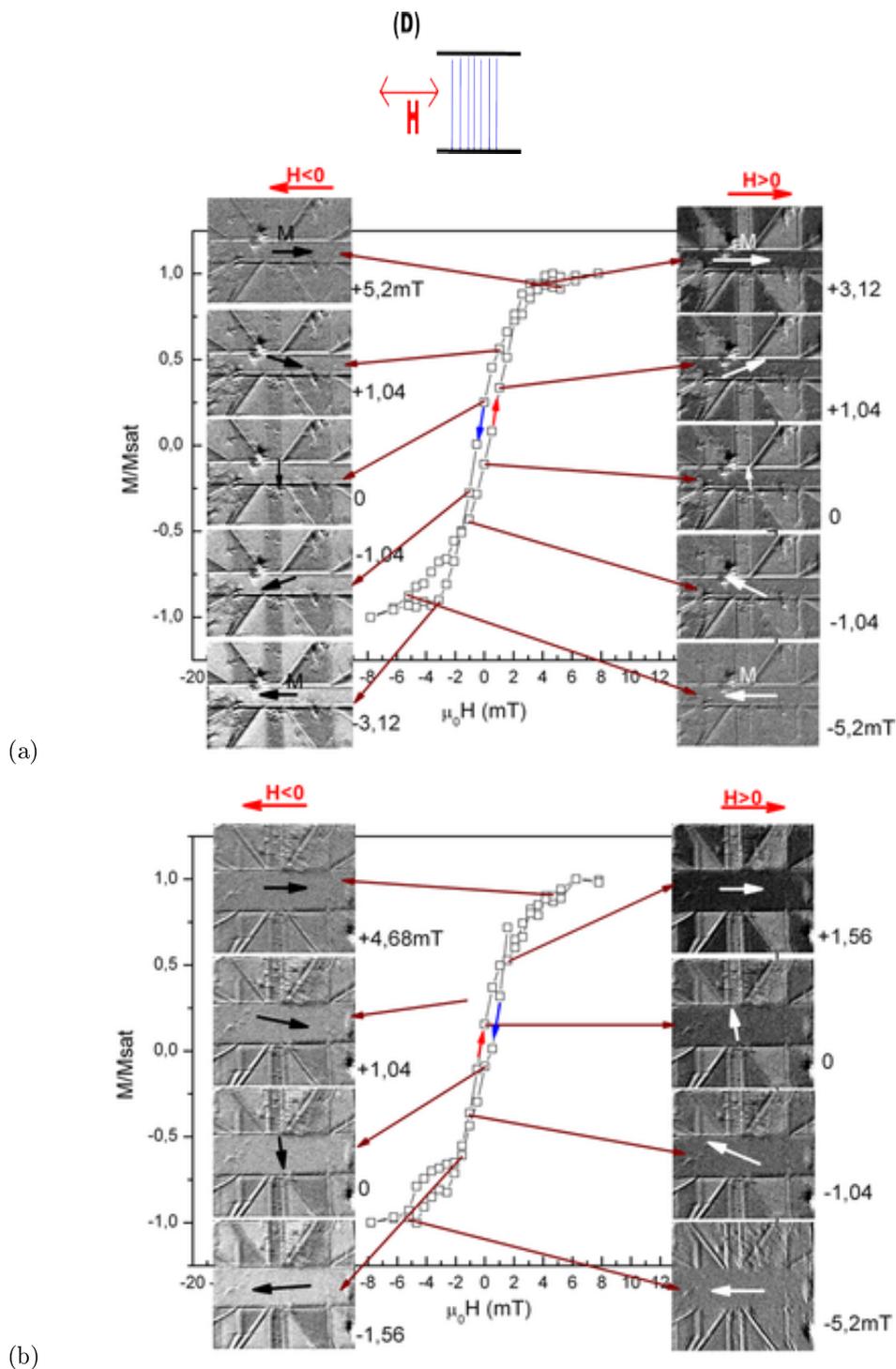


FIGURE 3.4.1. Cycles d'aimantation normalisés extraits des images MOKE à $T = 295$ K des ponts gravés dans la couche du LSMO d'épaisseur 70 nm déposé sur substrat STO (001) vicinal (échantillon G191). $H \perp$ marches et $H \parallel$ longueur du pont de largeur : (a) $w = 50$ μm , (b) $w = 100$ μm .

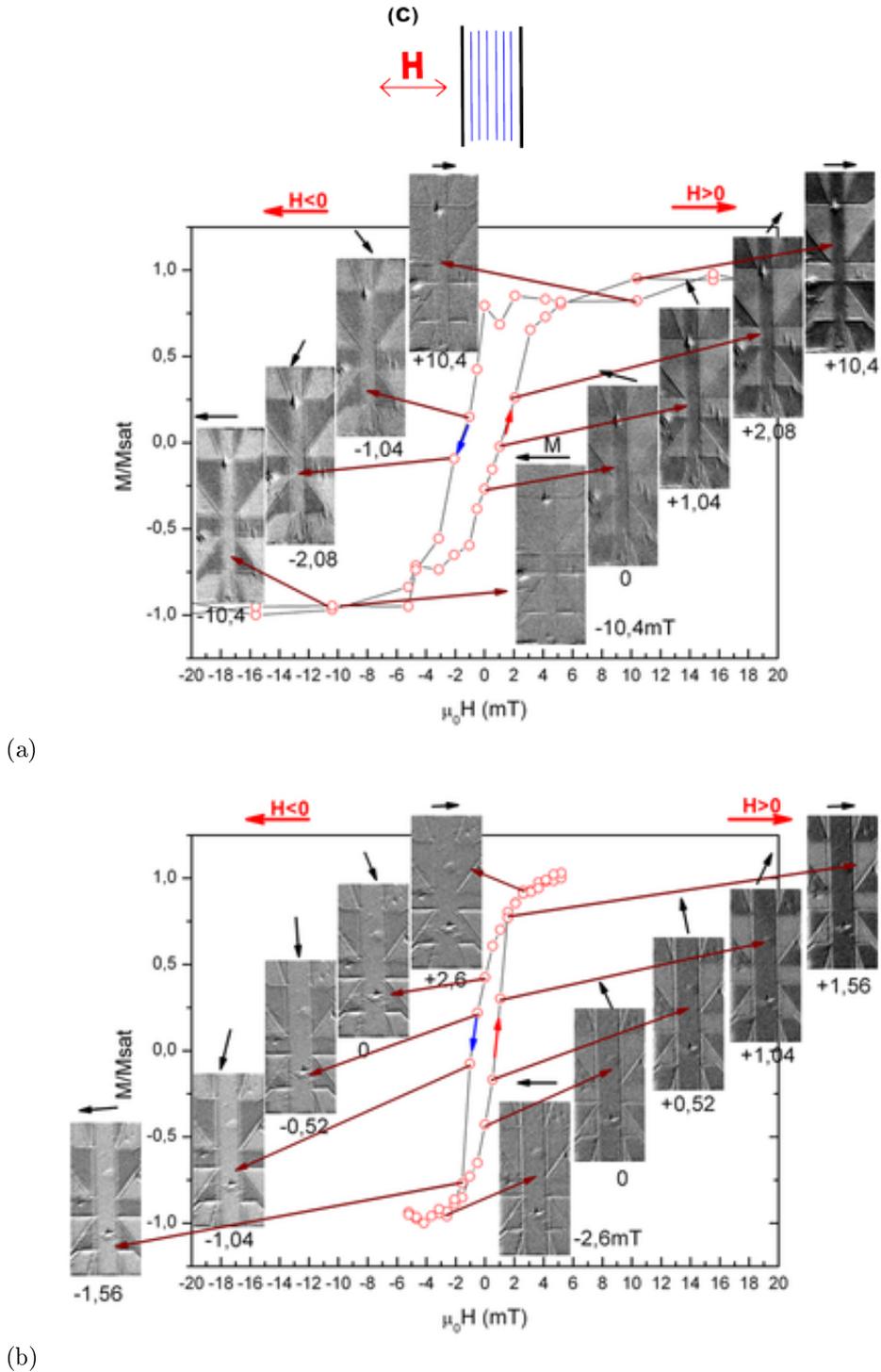


FIGURE 3.4.2. Cycles d'aimantation normalisés extraits des images MOKE à $T = 295\text{ K}$ des ponts gravés dans la couche du LSMO d'épaisseur 70 nm déposé sur substrat STO (001) vicinal (échantillon G191). $H \perp$ marches et $H \perp$ longueur du pont de largeur : (a) $w = 50\ \mu\text{m}$, (b) $w = 100\ \mu\text{m}$.

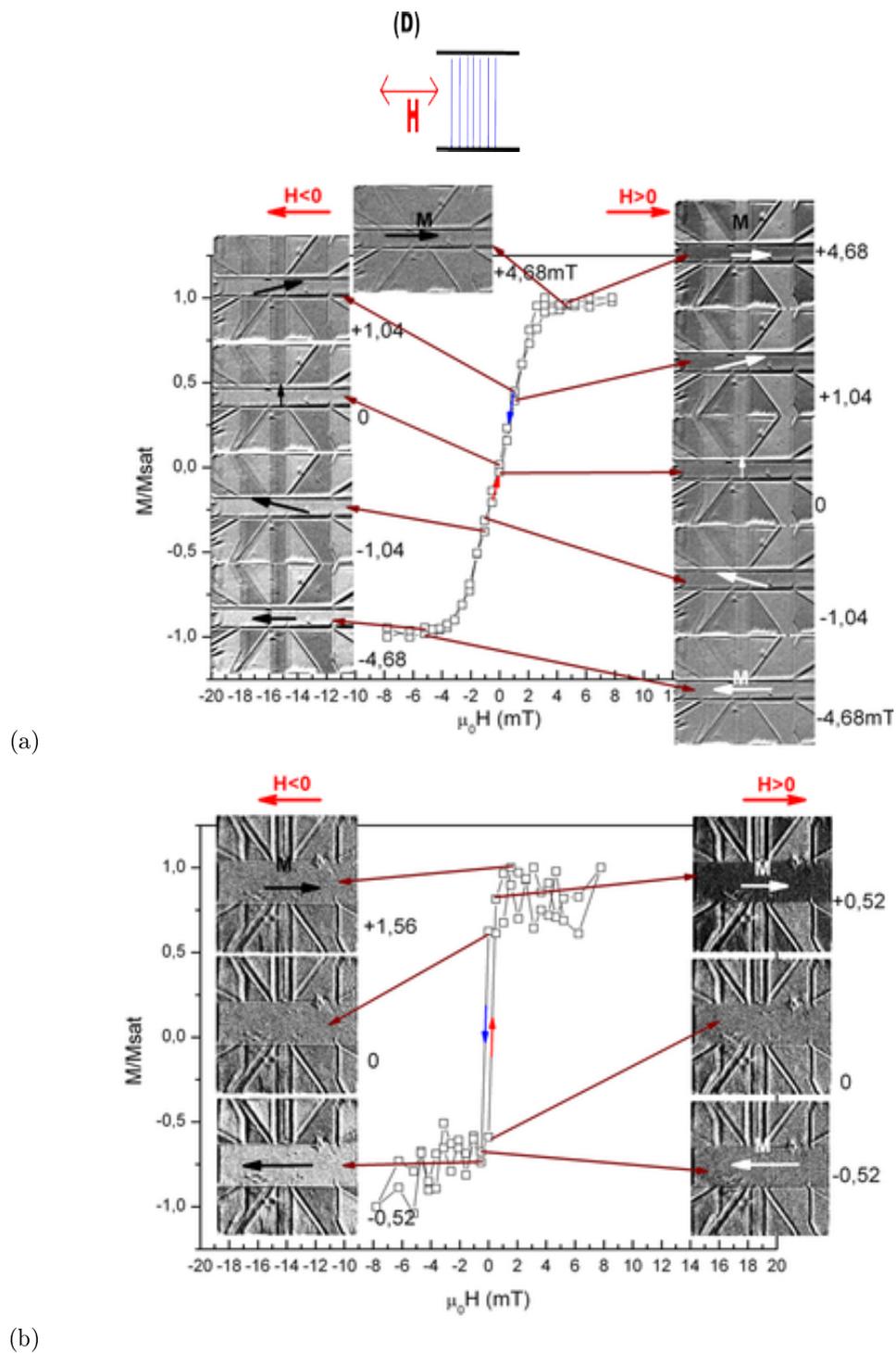
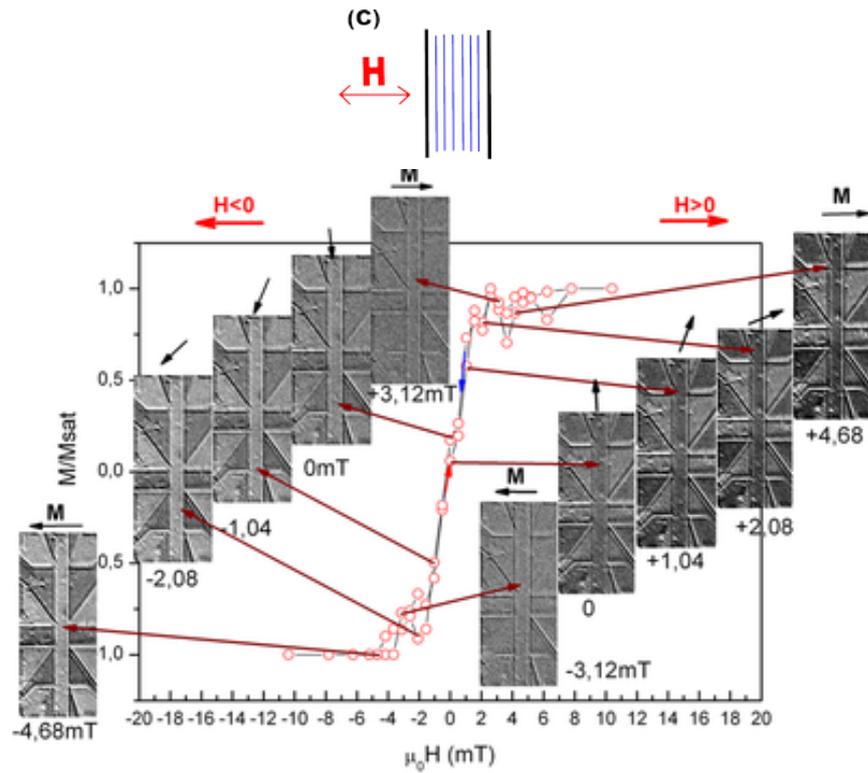
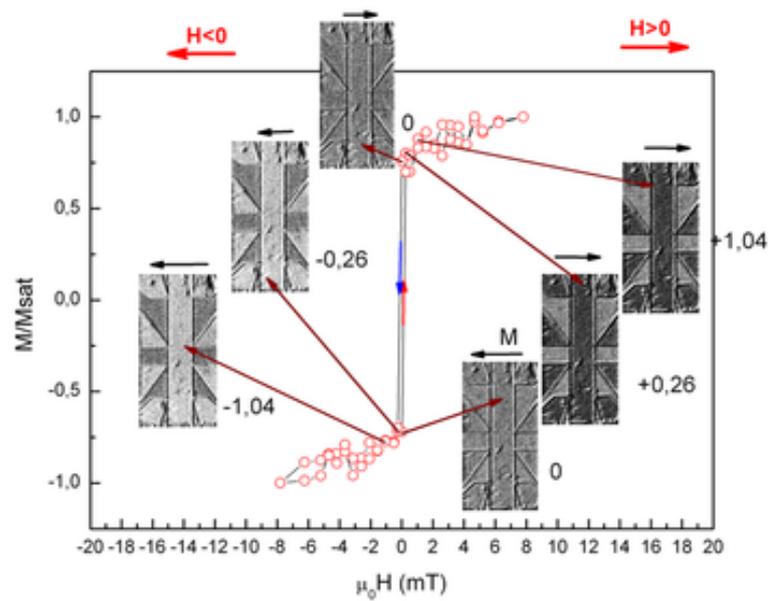


FIGURE 3.4.3. Cycles d'aimantation normalisés extraits des images MOKE à $T = 295$ K du pont de largeur $50 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$ gravé dans la couche LSMO vicinal d'épaisseur 15 nm (échantillon G240). H est perpendiculaire aux marches et parallèle à la longueur du pont.



(a)



(b)

FIGURE 3.4.4. Cycles d'aimantations normalisés extraits des images MOKE à $T = 295\text{ K}$ du pont de largeur (a) $50\mu\text{m}$ et (b) $100\mu\text{m}$ gravé dans la couche LSMO vicinal d'épaisseur 15nm (échantillon G240). H est perpendiculaire aux marches et perpendiculaire à la longueur du pont .

3.4.2. Effet temporel

La figure 3.4.5 montre un exemple de l'évolution temporelle de l'aimantation dans la couche vicinale LSMO d'épaisseur 70 nm lorsque le champ magnétique est appliqué perpendiculairement aux marches. Une valeur de champ 0,52 mT a été appliquée perpendiculairement à la longueur du pont de largeur 100 μm . À l'échelle de nos mesures temporelles aucune dépendance temporelle n'a été remarquée lorsque le champ magnétique est perpendiculaire aux marches. On conclue que l'aimantation lors du retournement cohérent ne dépend pas du temps ce qui est intéressant pour des applications de capteur magnétiques.

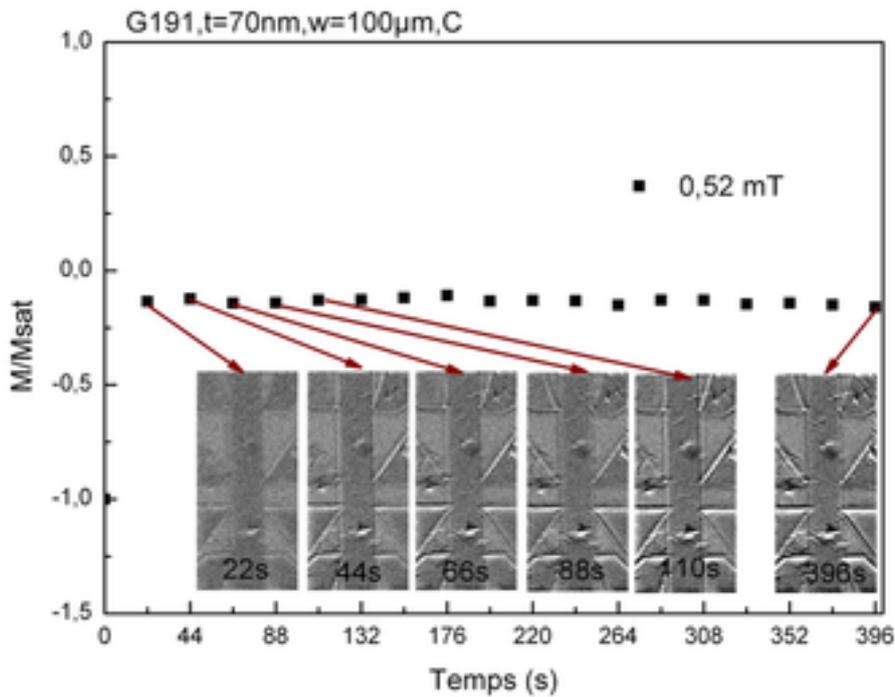


FIGURE 3.4.5. Évolution temporelle de l'aimantation en fonction du temps dans le pont de largeur 100 μm de l'échantillon G191 LSMO vicinal d'épaisseur 70 nm à $T=295$ K. Une valeur de champ 0,52 mT correspondant au milieu de la transition a été appliquée perpendiculairement aux marches et à la longueur du pont.

3.4.3. Magnétorésistance

L'objectif de ce paragraphe est la compréhension de MR en prenant en compte la nature du retournement de l'aimantation dans la couche LSMO. On sait que le courant électrique va traverser une couche monodomaine dont l'aimantation tourne uniformément après une variation de l'intensité du champ magnétique. La figure 3.4.6 schématise a priori le courant I traversant le pont pendant la rotation de l'aimantation M . L'angle entre la direction de M et celle de I change, ce qui induit par effet AMR à une variation de la magnétorésistance. À partir des cycles d'aimantations (figure 3.4.1, 3.4.8, 3.4.4), deux cas se distinguent :

- Le champ est parfaitement aligné avec la direction difficile, le cycle est donc fermé et sans hystérésis (H_c et H_r sont nuls). On s'attend à une variation de MR sans hystérésis ayant soit un maximum si $H \parallel L$, soit deux maxima et un minimum si $H \perp L$ (figure 3.4.3 et figure 3.4.4) .
- Le champ est légèrement désaligné avec la direction difficile. Le cycle est ouvert, avec un hystérésis (H_c et H_r sont non nuls). On s'attend à avoir une magnétorésistance irréversible (figure 3.4.1 et figure 3.4.2).

Si on considère l'effet AMR dans les manganites, la résistance correspondante à la direction où le courant est perpendiculaire à celle de l'aimantation $R_{M \perp I}$ est supérieure à celle où la direction du courant est parallèle à celle du champ $R_{M \parallel I}$ ($R_{M \perp I} > R_{M \parallel I}$) [O'Donnell *et al.*, 1997b, O'Donnell *et al.*, 1997a].

En supposant que le champ est parfaitement aligné avec l'axe difficile (perpendiculaire aux marches),

dans la configuration $H \parallel L$ (figure 3.4.6.a), l'aimantation est à l'état saturé parallèle à I ; MR est donc négative et minimale. À champ nul, alors MR est nulle par définition et l'aimantation s'aligne avec la direction facile, M est perpendiculaire à I , MR devient maximale. Le champ magnétique change de sens et l'aimantation continue sa rotation, donc MR diminue. En somme dans cette configuration D, MR a un seul maximum autour du champ nul.

Dans la configuration $H \perp L$ (figure 3.4.6.b), l'aimantation est initialement saturée et sa direction est perpendiculaire à I , MR est donc positive à sa valeur maximale. À champ nul, MR est nulle et M s'aligne avec l'axe facile parallèlement à la direction de I où MR devient minimale. Le champ H change de sens, l'aimantation continue à tourner jusqu'à saturation où MR atteint de nouveau sa valeur maximale. En somme, dans cette configuration (C), MR a deux maxima dans la zone saturée et un minimum autour du champ nul.

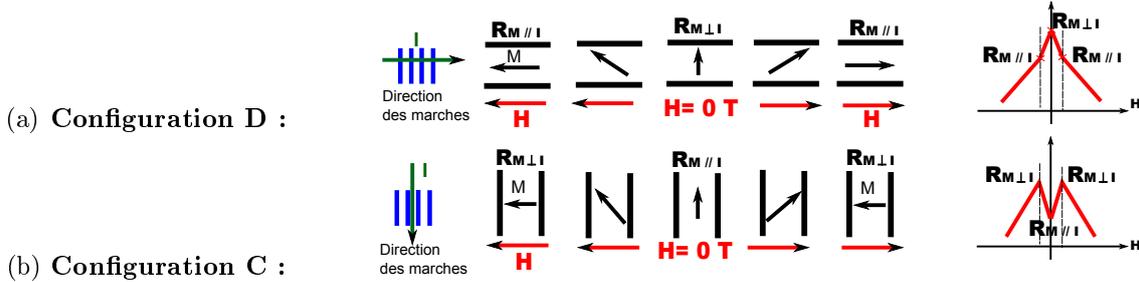


FIGURE 3.4.6. Schéma résumant la rotation de l'aimantation dans le pont LSMO pendant le retournement cohérent lorsque le champ est parfaitement perpendiculaire aux marches. Les directions du courant I , du champ H et de l'aimantation M sont représentées par des flèches. (a) $H \parallel L$ et (b) $H \perp L$.

LSMO vicinal 70 nm (G191)

Champ parallèle à la longueur du pont (configuration D)

- Dans le pont de largeur 50 μm , la figure 3.4.1.a montre un cycle de MR réversible indiquant que H est bien aligné avec l'axe difficile. En parcourant le cycle à partir de la zone saturée (Start), MR augmente linéairement au fur et à mesure que H diminue, car la direction de M s'écarte de celle de I ($R(0)_{M \perp I} > R(H)$). Autour du champ nul, la magnétorésistance est nulle et atteint son maximum autour de zéro puis diminue linéairement avec le champ car la direction de l'aimantation est perpendiculaire au courant.
- Dans le pont de largeur 100 μm , la figure 3.4.1.b montre une MR irréversible avec un hystérésis indiquant que H n'est pas parfaitement aligné avec l'axe difficile. On mesure une variation $\Delta\text{MR} = 0,04 \%$ et deux maxima de MR associés probablement aux champs coercitifs d'un cycle ouvert. À cette valeur, la direction du courant est perpendiculaire à celle de l'aimantation ($MR_{M \perp I}$), la magnétorésistance est donc positive ($R(Hc)_{M \perp I} > R(0)$) et atteint son maximum. Le champ continue de diminuer, l'aimantation continue sa rotation et s'écarte de la direction perpendiculaire à I et MR diminue brusquement $-90 \%/m\text{T}$.

Champ perpendiculaire à la longueur du pont (configuration C) Dans le pont de largeur 50 μm et 100 μm , les figures 3.4.8.a et 3.4.8.b présentent la variation de la magnétorésistance pendant le retournement cohérent de l'aimantation. Comme attendu, on observe deux maxima dans la zone saturée et un minimum autour du champ nul lié à l'orientation de M par rapport à I . En revanche, un faible hystérésis est constaté dans la MR du pont 50 μm , ce qui veut dire que l'alignement de ce pont par rapport au champ est moins bon que celui du pont 100 μm . L'origine de ce désalignement a pu être soit à l'étape de lithographie soit lors de l'emplacement de l'échantillon sur le porte échantillon.

LSMO vicinal 15 nm (G240)

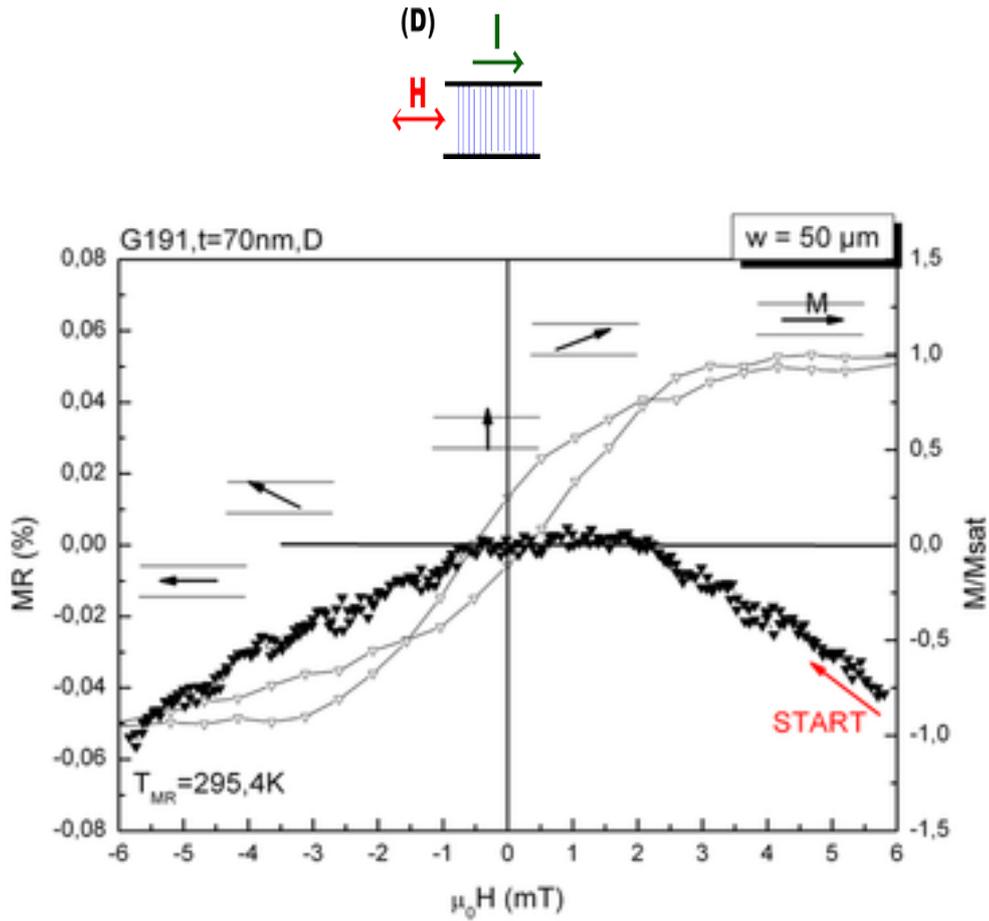
Champ parallèle à la longueur du pont (configuration D) La magnétorésistance dans le pont de largeur 50 μm est présentée à la figure 3.4.9.a. L'allure de MR ressemble à celle de la couche 70 nm lorsque le champ est désaligné avec la direction difficile (figure 3.4.1.b). On observe deux maxima de MR associés aux champs coercitifs d'un cycle plus ouvert que celui mesuré en MOKE, présenté à la figure 3.4.9. Au lieu d'être à sa valeur maximale à champ nul, la magnétorésistance est maximale à Hc car la direction de

M devient perpendiculaire à celle de I . Ensuite, MR diminue en variant H (± 100 %/T) car l'aimantation continue à tourner et s'écarte de sa position perpendiculaire à I .

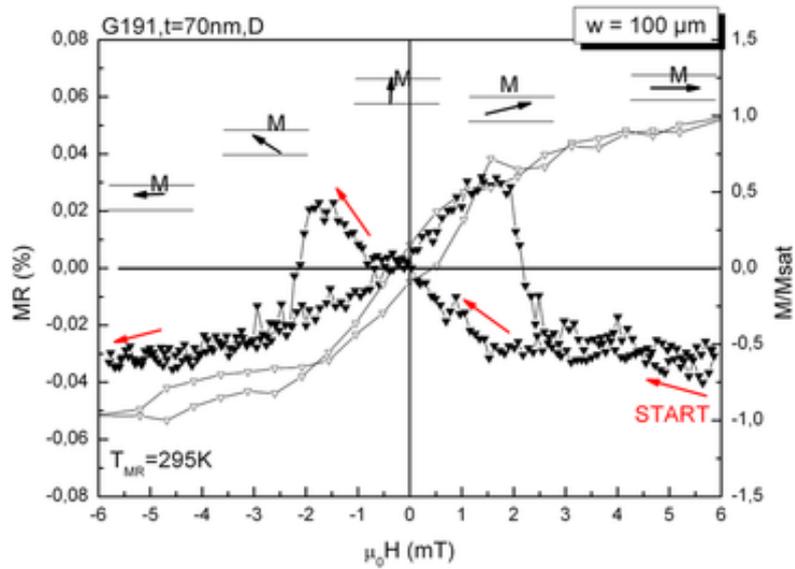
La magnétorésistance dans le pont de largeur $100 \mu\text{m}$ est présentée à la figure 3.4.9.b. On observe un maximum de MR autour du champ nul indiquant la présence de l'effet AMR pendant le retournement cohérent de l'aimantation, et en dehors de cette zone, la magnétorésistance varie linéairement.

Champ perpendiculaire à la longueur du pont (configuration C) La figure 3.4.10.a présente la magnétorésistance dans le pont de largeur $50 \mu\text{m}$ de la couche d'épaisseur 15 nm lorsque le champ est appliqué perpendiculairement aux marches et à L . On observe que l'allure de MR ressemble à celle de la couche 70 nm (figure 3.4.8.a et figure 3.4.8.b). Dans cette mesure, le cycle MOKE et la mesure MR coïncident parfaitement. En effet, ils sont tous les deux réversibles. Comme attendu, les deux maxima de MR apparaissent à la fin du retournement où la direction de M est perpendiculaire à celle de I . La valeur minimale est obtenue à champ nul où l'aimantation est alignée avec l'axe facile (direction des marches) et parallèlement au courant.

La figure 3.4.10.b présente la magnétorésistance dans le pont de largeur $100 \mu\text{m}$. On observe une magnétorésistance réversible. Son allure ressemble à celle du pont de largeur $50 \mu\text{m}$ attribué à l'effet AMR. A partir du cycle d'aimantation la transition a lieu entre 0 et $0,26 \text{ mT}$ (0 et $-0,26 \text{ mT}$), la magnétorésistance chute brusquement ($\Delta\text{MR} = 0,1$ %) entre $-0,1$ à $-0,4 \text{ mT}$ probablement car la direction de l'aimantation devient parallèle à celle du courant puis augmente brusquement lorsque M devient perpendiculaire à I . Cette variation brutale de MR est attribuée à la transition étroite de l'aimantation. On constate un décalage en champ de la courbe de MR dont l'origine peut être liée à l'existence d'un offset de champ magnétique pendant l'une des mesures.

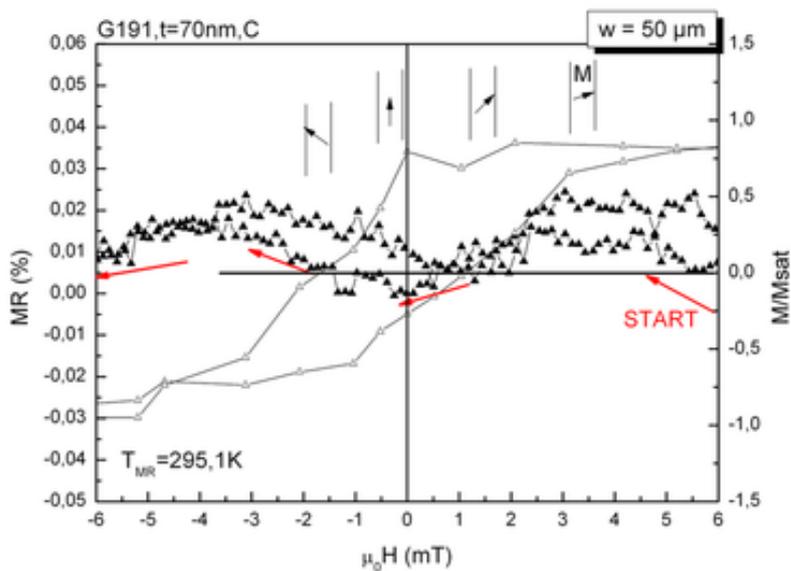
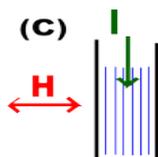


(a)

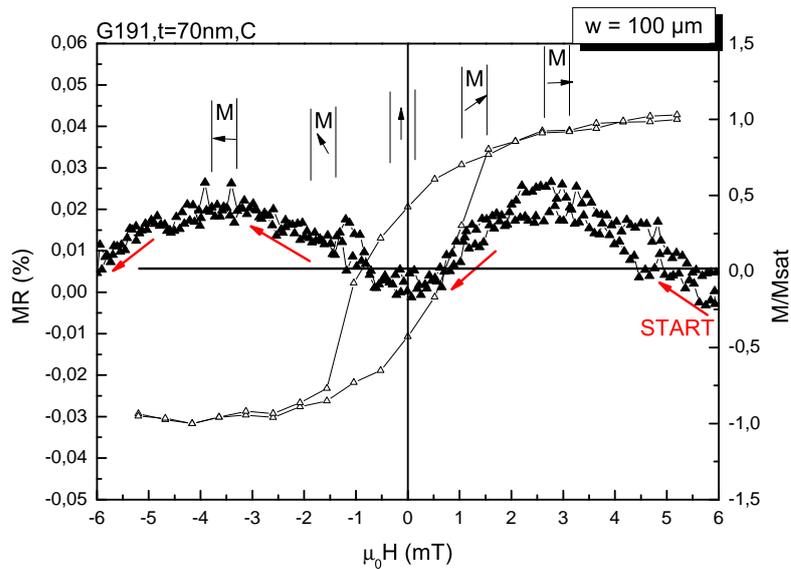


(b)

FIGURE 3.4.7. Magnétorésistance et cycle d'aimantation de l'échantillon G191 à température ambiante. Le pont est gravé dans la couche LSMO d'épaisseur 70 nm déposée sur un substrat STO vicinal. Le champ est perpendiculaire aux marches et parallèle au courant dans le pont de largeur (a) $w = 50\ \mu\text{m}$ (b) $w = 100\ \mu\text{m}$.



(a)



(b)

FIGURE 3.4.8. Magnétorésistance et cycle d'aimantation de l'échantillon G191 à température ambiante. Le pont est gravé dans la couche LSMO d'épaisseur 70 nm déposée sur un substrat STO vicinal. Le champ est perpendiculaire aux marches et au courant dans le pont de largeur (a) $w = 50 \mu\text{m}$ (b) $w = 100 \mu\text{m}$.

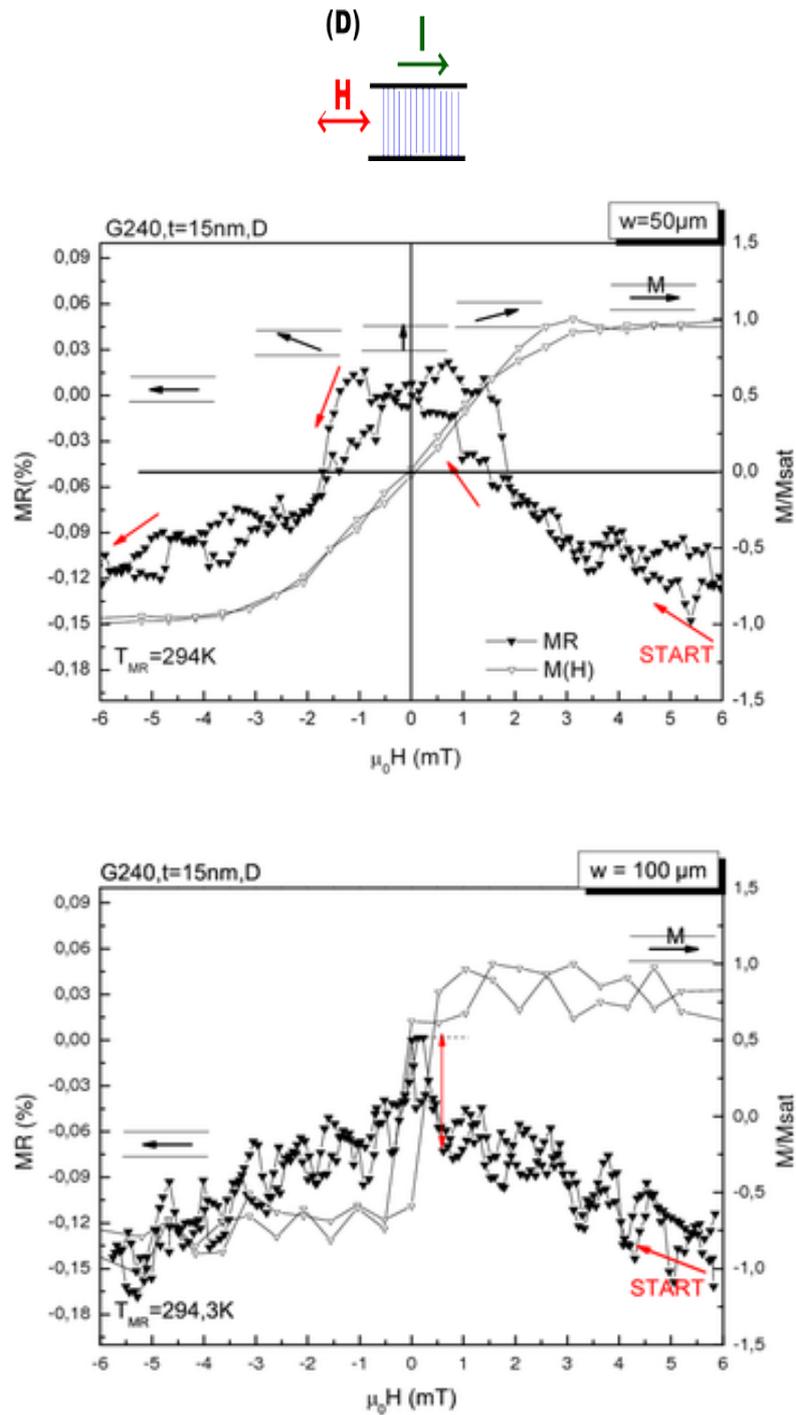


FIGURE 3.4.9. Magnétorésistance et cycle d'aimantation de l'échantillon G240 à température ambiante. Le pont est gravé dans la couche LSMO d'épaisseur 15 nm déposée sur un substrat STO vicinal. Le champ est perpendiculaire aux marches et parallèle au courant dans le pont de largeur (a) $w = 50 \mu\text{m}$ (b) $w = 100 \mu\text{m}$.

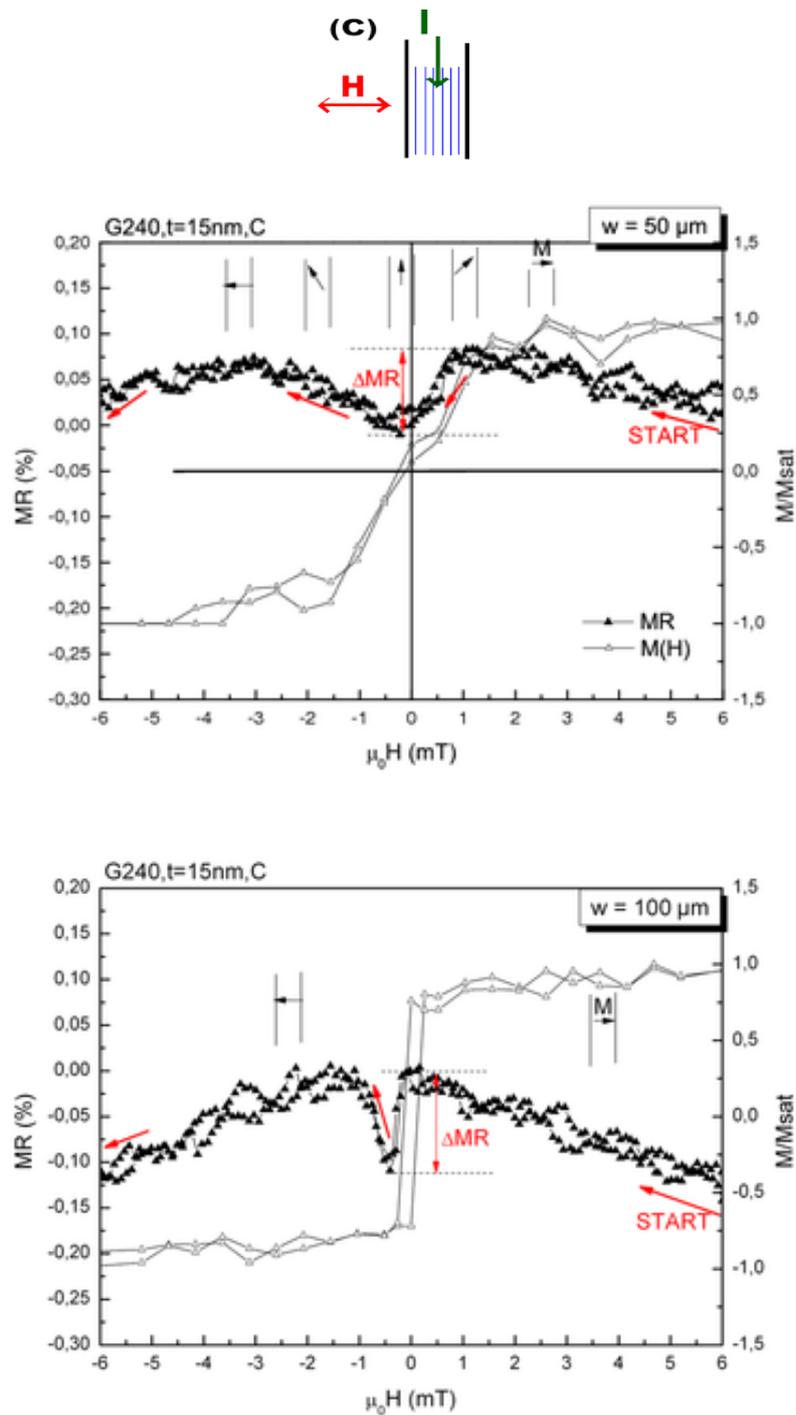


FIGURE 3.4.10. Magnétorésistance et cycle d'aimantation de l'échantillon G240 à température ambiante. Le pont est gravé dans la couche LSMO d'épaisseur 15 nm déposée sur un substrat STO vicinal. Le champ est perpendiculaire aux marches et au courant dans le pont de largeur (a) $w = 50 \mu\text{m}$ (b) $w = 100 \mu\text{m}$.

Conclusion

En conclusion de cette étude sur la magnétorésistance du LSMO vicinal pendant le retournement cohérent de l'aimantation, nous pouvons dire que l'AMR est le seul facteur influençant la variation de la magnétorésistance. En général, si H est parallèle à L , alors MR affiche un maximum à champ nul, et en dehors de ces valeurs, MR diminue. Si H est perpendiculaire à L , alors MR présente deux maxima en fin de rotation et un minimum à champ nul.

3.5. Magnétorésistance à ± 6 mT dans le cas d'un retournement mixte (G240, $w = 100 \mu\text{m}$)

3.5.1. Processus de retournement de l'aimantation

Nous avons vu dans le paragraphe précédent (paragraphe 2.1.4) que, dans la couche non gravée du LSMO vicinal d'épaisseur 15 nm, le retournement de l'aimantation suivant l'axe facile est intermédiaire entre le mode cohérent et la nucléation/propagation de paroi. Dans le pont de largeur 50 μm , nous avons vu que lorsque H est parallèle aux marches, le retournement est clairement régi par la nucléation et propagation de paroi, alors que lorsque H est perpendiculaire aux marches, le retournement est cohérent. Une exception concernant le retournement a été visualisée dans le pont de largeur 100 μm lorsque le champ est parallèle aux marches. Cette section décrit ces résultats.

Les figures 3.5.1 et 3.5.2 montrent les étapes de la rotation de l'aimantation lorsque le champ est respectivement parallèle (configuration A) et perpendiculaire (configuration B) à la longueur du pont.

La figure 3.5.1 en configuration A montre une rotation cohérente de -0,2 mT à 0,1 mT et ensuite un retournement par nucléation de paroi de domaine à 0,15 mT. On observe alors une paroi inclinée qui se déplace à 0,16 mT et le pont est saturé à 0,2 mT.

La figure 3.5.2 en configuration B montre un contraste de plus en plus foncé dans l'ensemble du pont et sur les pattes-LSMO, indiquant un retournement collectif et uniforme de l'aimantation de -0,104 mT à +0,1 mT. Ensuite, un domaine nucléé dans les pattes-LSMO à $H = 0,1$ mT, puis dans le pont à 0,14 mT (-0,15 mT). Une paroi inclinée nucléée en haut du pont à 0,14 mT puis se déplace, et une deuxième paroi inclinée nucléée en bas du pont à 0,18 mT. Entre les deux, l'aimantation continue à tourner et les deux parois se rejoignent à 0,2 mT.

On remarque d'après les cycles d'hystérésis des deux configurations A et B que l'aimantation à la rémanence est inférieure à 1. Cela indique que la direction parallèle aux marches n'est plus tout à fait une direction facile, ou que la direction du champ est désalignée avec celle des marches. La largeur de la zone de retournement ($\Delta\mu_0 H_{\text{ret}} = 0,4$ mT) est cinq fois plus grande que celle du pont 50 μm de même épaisseur ($\Delta\mu_0 H = 0,08$ mT, figure 3.3.6) probablement car l'anisotropie de forme est plus importante dans le pont 50 μm ce qui favorise le retournement de l'aimantation et la largeur de cette zone est petite.

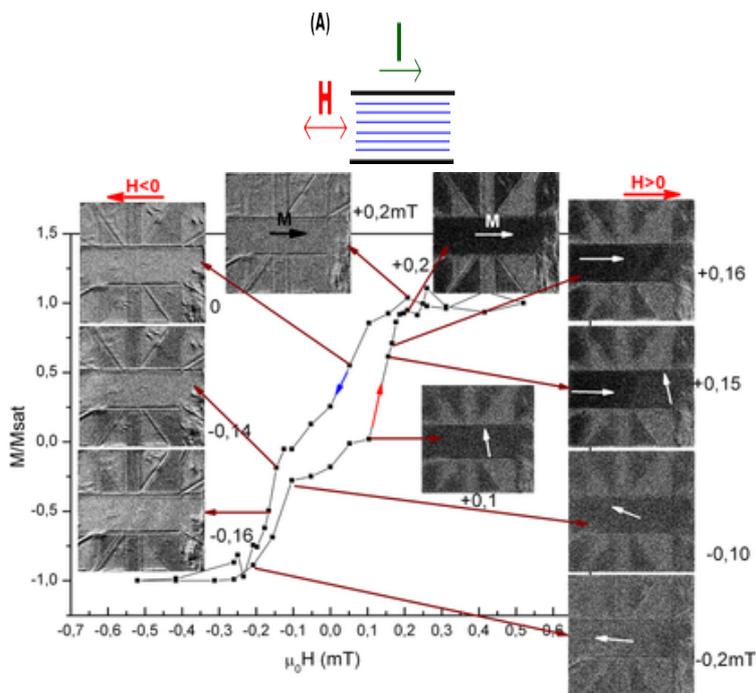


FIGURE 3.5.1. Cycles d'aimantation normalisés extraits des images MOKE à $T = 295$ K du pont gravé de largeur $100 \mu\text{m}$ dans la couche du LSMO vicinale d'épaisseur 15 nm. Configuration (A) : $H \parallel$ marches et $H \parallel L$.

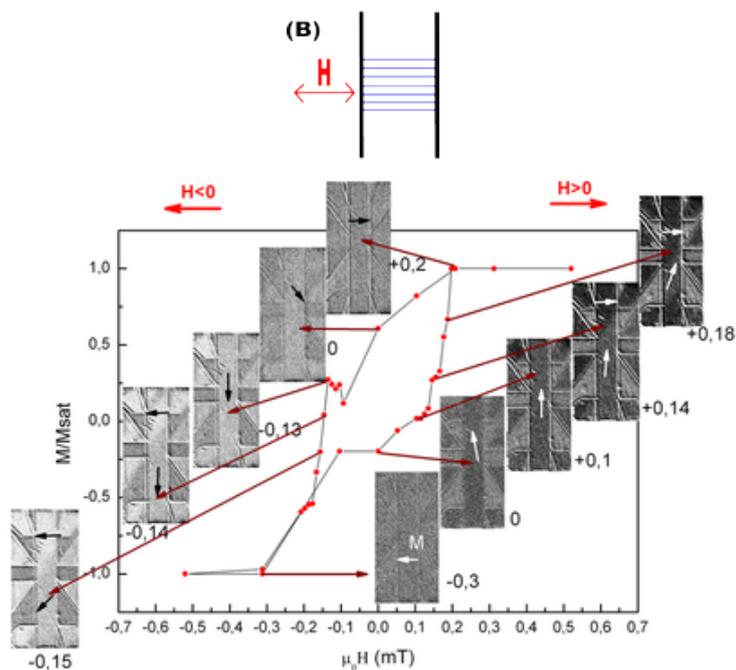


FIGURE 3.5.2. Cycles d'aimantation normalisés extraits des images MOKE à $T = 295$ K du pont gravé de largeur $100 \mu\text{m}$ dans la couche LSMO vicinale d'épaisseur 15 nm. Configuration (B) : $H \parallel$ marches et $H \perp L$.

3.5.2. Effet temporel

Les figures 3.5.3 et 3.5.4 présentent la mesure de l'aimantation en fonction du temps (mesure1, paragraphe 3.3.3) après avoir appliqué respectivement un champ parallèle et perpendiculaire à la longueur du pont. Dans la configuration A, on observe qu'à partir de 22 s l'aimantation atteint directement son

régime permanent quelle que soit la valeur du champ appliqué dans la phase de retournement. Par exemple (figure 3.5.3), à 0,13 mT, environ 56 % d'aimantation est retournée en 22 s. Les images et les points de mesure montrent la stabilité de l'aimantation jusqu'à 396 s. Les autres valeurs de champ confirment ce résultat, ainsi que la configuration B (figure 3.5.4). Dans cette configuration, on remarque qu'à 0,104 mT, l'aimantation est stable dans le pont. Par contre, on observe une nucléation de domaine sur une patte-LSMO à 22 s, puis sur trois pattes à 396 s.

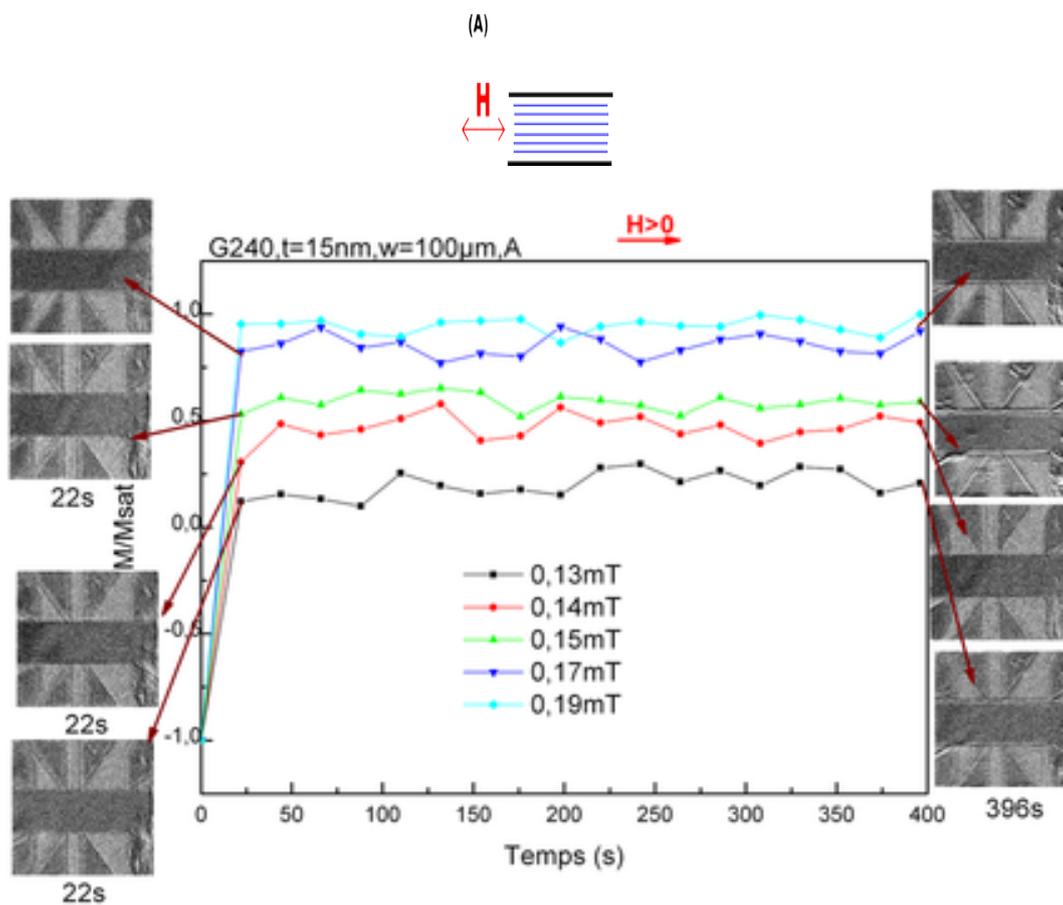


FIGURE 3.5.3. Évolution temporelle de l'aimantation dans le pont de largeur 100 μm de la couche mince de LSMO vicinale d'épaisseur 15 nm lorsque plusieurs valeurs de H ont été appliquées parallèlement à la longueur du pont.

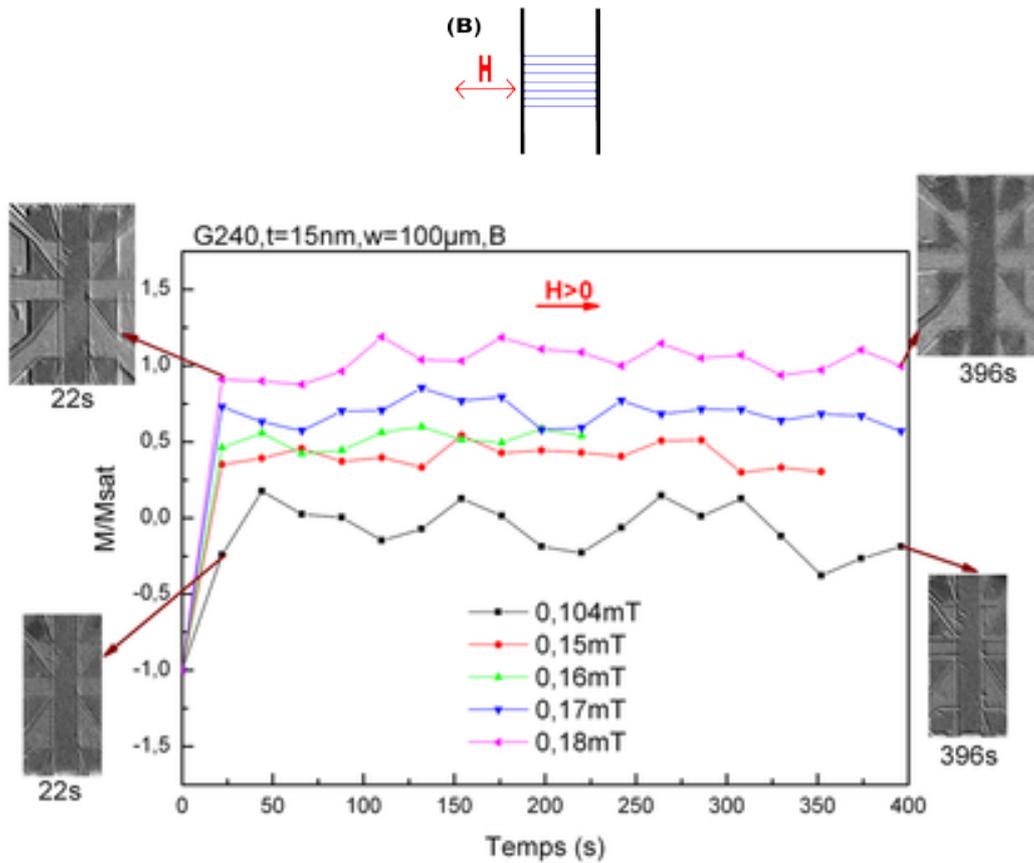


FIGURE 3.5.4. Évolution temporelle de l'aimantation dans le pont de largeur $100 \mu\text{m}$ de la couche mince de LSMO vicinale d'épaisseur 15 nm lorsque plusieurs valeurs de H ont été appliquées perpendiculairement à la longueur du pont.

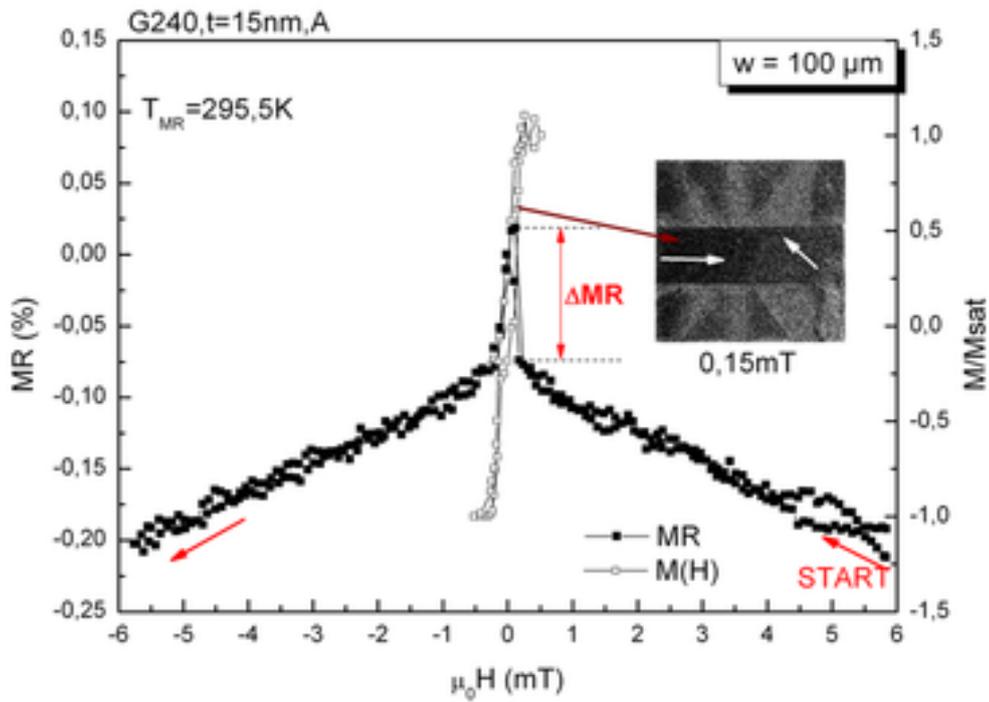
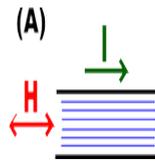
3.5.3. Magnétorésistance

- La figure 3.5.5 présente la magnétorésistance en configuration A lorsque le retournement commence d'abord par une rotation cohérente et se poursuit ensuite par une nucléation et propagation de paroi. On observe deux pics dans la magnétorésistance (figure 3.5.5.a) pendant le retournement de l'aimantation et une variation linéaire et réversible de MR dans la zone saturée. Un zoom dans la zone de retournement (figure 3.5.5.b) montre une augmentation de MR à partir de $-0,2 \text{ mT}$ qui correspond au début de la rotation de M , puis le maximum est atteint en s'approchant du champ coercitif à $+0,1 \text{ mT}$. Au delà de cette valeur, la MR diminue brusquement de $-800 \%/T$ à très faible champ (entre $0,11 \text{ mT}$ et $0,23 \text{ mT}$).

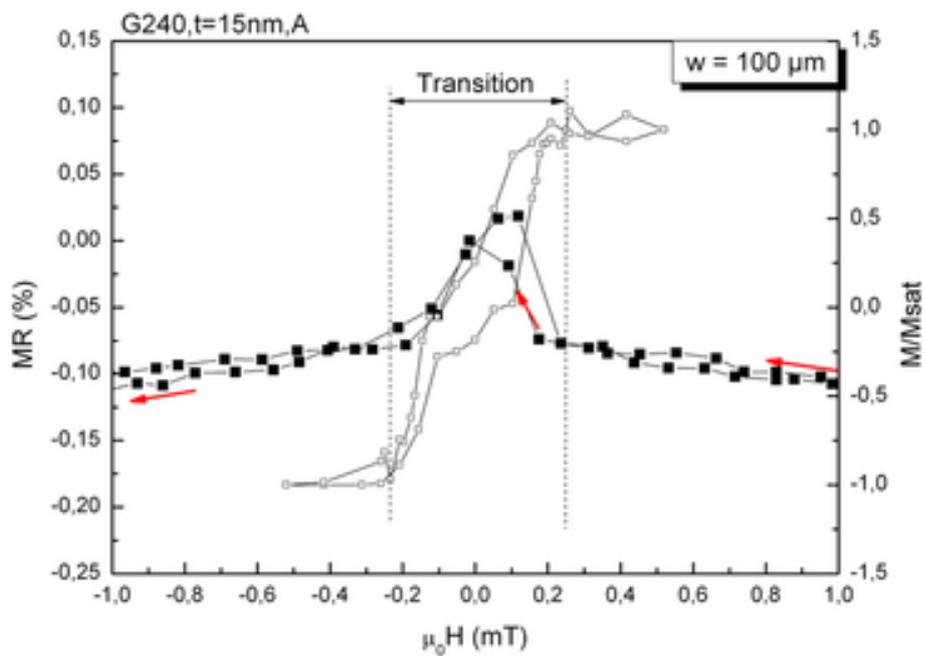
L'interprétation de cette figure se base sur les images du retournement mixte de l'aimantation. L'aimantation est orientée parallèlement à la direction du courant lorsque la couche est saturée. Dès que la rotation cohérente commence, la valeur de la résistance augmente car l'effet AMR intervient. Quand la direction de l'aimantation s'approche de la direction perpendiculaire au courant alors la magnétorésistance augmente brusquement jusqu'à atteindre son maximum lorsque $M \perp I$. On remarque que la MR chute brusquement lorsque la paroi s'ajoute à la rotation cohérente.

- La figure 3.5.6.a présente la magnétorésistance lorsque le champ est perpendiculaire à la longueur du pont. Elle montre, comme précédemment, que la MR est linéaire et réversible dans la zone saturée. Dès que le champ magnétique s'approche de la zone de retournement magnétique, la magnétorésistance devient irréversible. Le zoom autour de la zone de transition (figure 3.5.6.b) montre une diminution de la MR à partir de $+0,24 \text{ mT}$ ($-0,12 \text{ mT}$) au début de retournement jusqu'à une valeur minimum à $-0,01 \text{ mT}$ et $+0,13 \text{ mT}$ (en valeur absolue inférieure à $|H_c|$), puis MR augmente brusquement de $\Delta MR = 0,1 \%$ (entre $0,13 \text{ mT}$ et $0,23 \text{ mT}$) pour atteindre une zone où MR est presque constante.

L'aimantation est orientée initialement perpendiculairement à la direction du courant. Dès que la rotation cohérente commence, la direction de l'aimantation par rapport au courant change, et par effet AMR, la valeur de la résistance diminue car la direction de l'aimantation s'approche de la direction parallèle au courant où MR atteint sa valeur minimale. On remarque que la nucléation et la propagation de la paroi de plus de la rotation cohérente augmente brusquement la magnétorésistance.



(a)



(b)

FIGURE 3.5.5. (a) Magnétorésistance et cycle d'aimantation de l'échantillon G240 à température ambiante. Le pont de largeur $100 \mu\text{m}$ a été gravé dans la couche LSMO vicinale d'épaisseur 15 nm . Le champ est parallèle aux marches et au courant dans le pont. (b) Un zoom sur la zone de transition.

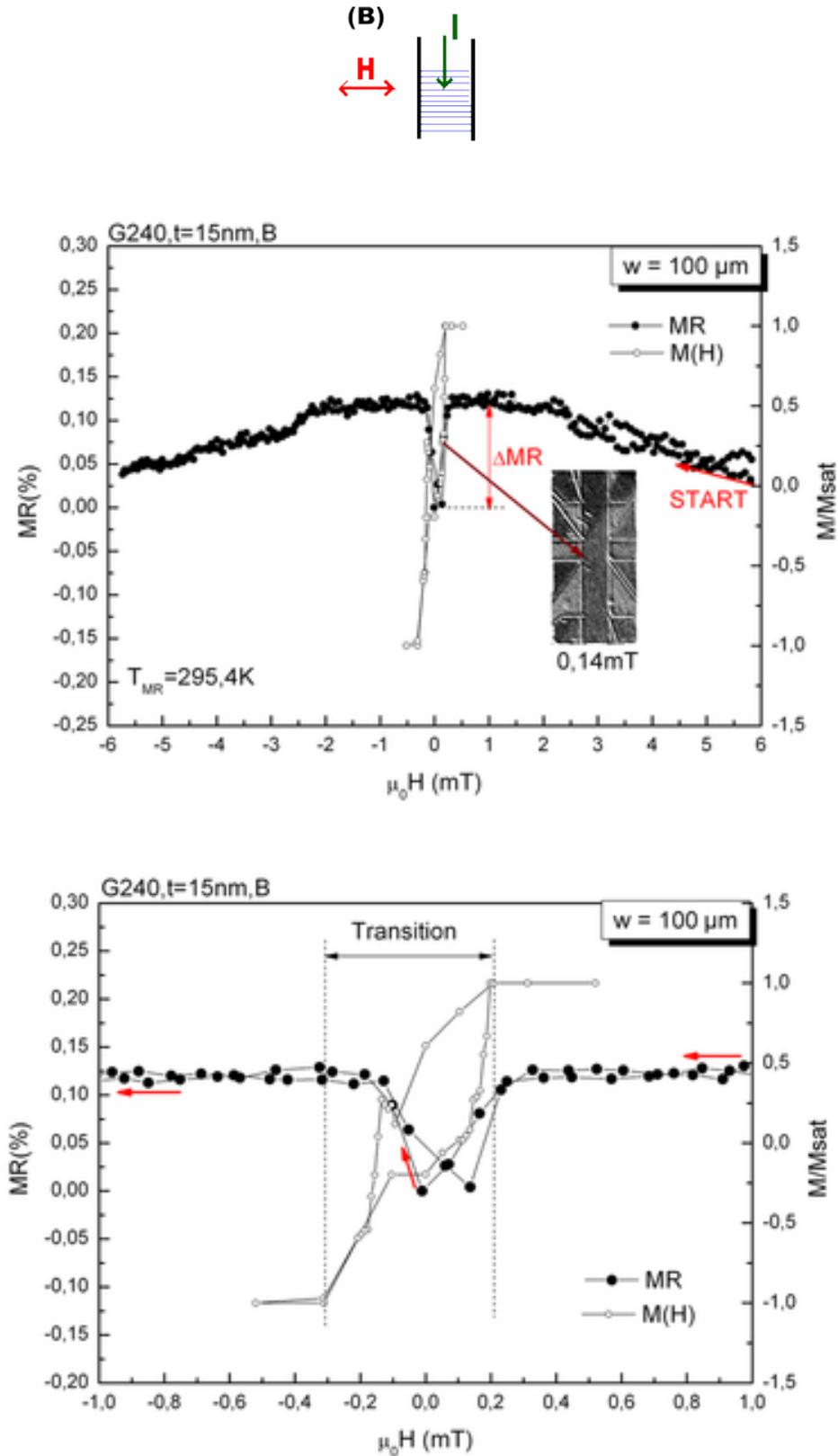


FIGURE 3.5.6. (a) Magnéto-résistance et cycle d'aimantation de l'échantillon G240 à température ambiante. Le pont de largeur $100\ \mu\text{m}$ a été gravé dans la couche LSMO vicinale d'épaisseur $15\ \text{nm}$. Le champ est parallèle aux marches et perpendiculaire au courant dans le pont. (b) Un zoom sur la zone de transition.

3.6. Mesures de bruit

L'objectif de cette section est d'évaluer le niveau de bruit à basse fréquence d'un éventuel capteur magnétique en utilisant les valeurs de la sensibilité magnétique des trois couches (deux vicinales et une non vicinale) étudiées dans cette thèse. Nous utilisons pour cela les résultats de mesures de bruits en quatre points à champ nul réalisées par S. Wu sur les mêmes échantillons G240, G191 et sur G237 qui est identique à G224 [Wu, 2012].

3.6.1. Bruit des couches vicinales et non vicinale

La figure 3.6.1.a montre le carré de la densité spectrale de bruit e_n^2 (en V^2/Hz) de la couche (G191) d'épaisseur 70 nm, de largeur 50 μm et de longueur 150 μm pour différentes valeurs de courant de polarisation I appliquées parallèlement aux marches. Deux régions se distinguent :

- Un bruit en $1/f$ à basse fréquence qui dépend du courant de polarisation I .
- Un bruit blanc (ou bruit de Nyquist ou Johnson) qui est indépendant de la fréquence et du courant de polarisation. L'origine de celui-ci est l'excitation thermique. Le bruit blanc d'une couche de résistance R et de température T s'exprime comme suit :

$$e_{nb}^2 = 4.k_B.T.R \quad (3.6.1)$$

où k_B est la constante de Boltzmann.

On remarque que le niveau de bruit blanc mesuré à la figure 3.6.1.a est plus élevé que la valeur calculée par l'équation 3.6.1 (représenté en pointillé à la figure 3.6.1.a). Cela s'explique par la forme des plots de tension qui ajoute une contribution en bruit blanc [Wu, 2012].

Le paramètre de Hooge normalisé $\frac{\alpha}{n}$ (équation 3.6.2) permet de comparer les niveaux de bruit en $1/f$ de couches de différentes dimensions. Il est défini comme le rapport de la densité spectrale de bruit e_n^2 sur le carré de la tension aux bornes de l'échantillon V^2 multiplié par le volume de la couche [Hooge, 1969] :

$$\frac{\alpha}{n} = \frac{e_n^2}{V^2} . t . w . L . f \quad (3.6.2)$$

où n est la concentration des porteurs, α est le paramètre de Hooge, t est l'épaisseur de la couche, w est la largeur du motif et L est la longueur du motif.

La figure 3.6.1.b présente la densité spectrale de bruit à 1 Hz des trois couches (G240, G191 et G224) en fonction de la tension aux bornes de l'échantillons. Elle montre que le bruit en $1/f$ varie bien quadratiquement en fonction de la tension aux bornes de l'échantillon comme attendu par la relation de Hooge (équation 3.6.2).

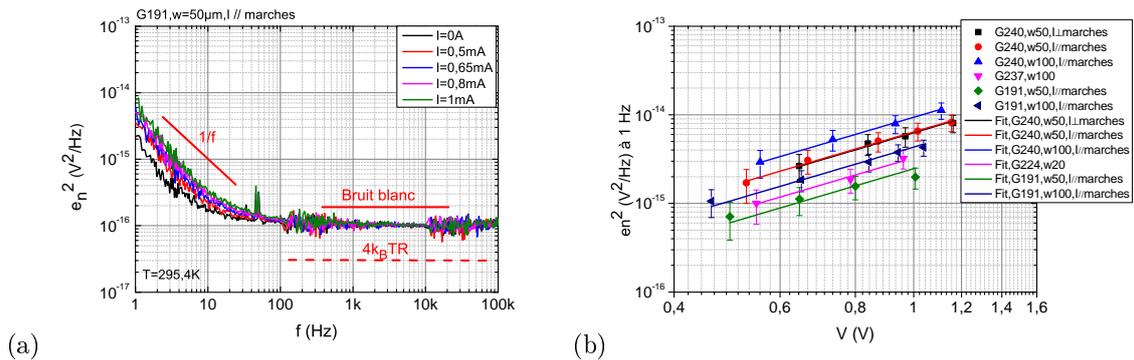


FIGURE 3.6.1. (a) Densités spectrales de bruit e_n à champ nul et à température ambiante de l'échantillon G191 de largeur $w = 50 \mu m$ pour différents courant de polarisation I appliqués parallèlement aux marches. Le trait en pointillé représente le niveau de bruit blanc calculé avec l'équation 3.6.1. (b) Mesures de la dépendance de la densité spectrale de bruit à 1 Hz en fonction de la tension aux bornes des échantillons (G224, G191 et G240). Les lignes continues représentent un ajustement linéaire de pente 2.

À partir des différents spectres de bruit, le paramètre de Hooge normalisé à 1 Hz a été extrait. La figure 3.6.2 présente $\frac{\alpha}{n}$ en fonction de la résistivité dans les trois échantillons. On observe que pour la

plupart des ponts, le paramètre de Hooge est entre $5,5 \cdot 10^{-31}$ et $27 \cdot 10^{-31} \text{ m}^3$. On remarque que trois ponts présentent un paramètre $\frac{\alpha}{n}$ plus élevé que l'ensemble des autres ponts. On attribue cette augmentation à la présence de bruit en $1/f$ dans les contacts. Dans la suite, nous ne les prendrons pas en considération et nous allons considérer que pour les échantillons G224, G191 et G237 les paramètres de Hooge sont respectivement $2,7 \cdot 10^{-30}$, $1,4 \cdot 10^{-30}$, $1,2 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3$ (ces derniers représentent une valeur moyenne pour une même couche). Ces valeurs de $\frac{\alpha}{n}$ sont inférieures à celle de Solignac et al. [Solignac *et al.*, 2011] $3 \cdot 10^{-27} \text{ m}^3$ et supérieures à celle de Palanisami et al. [Palanisami *et al.*, 2002] $2 \cdot 10^{-32} \text{ m}$, mais dans la gamme habituellement mesurée au laboratoire [Méchin *et al.*, 2008].

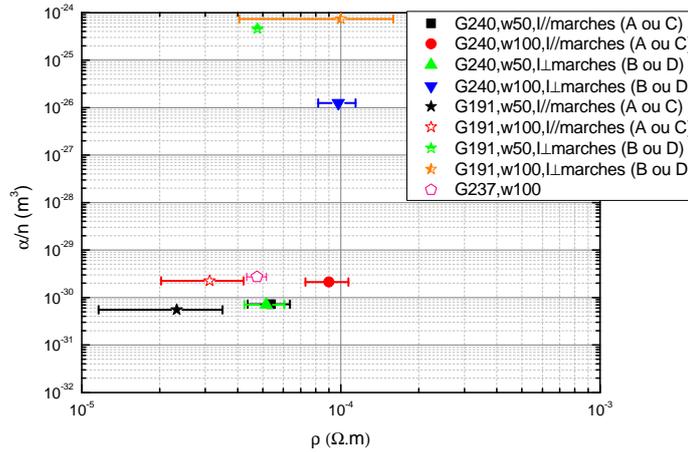


FIGURE 3.6.2. Paramètre de Hooge normalisé à 1 Hz en fonction de la résistivité à température ambiante des trois échantillons et en fonction de la configuration du courant par rapport aux marches.

3.6.2. Bruit du capteur

Nous allons calculer la densité spectrale de bruit équivalent en champ b_n (en $\text{nT}/\sqrt{\text{Hz}}$) de capteurs magnétiques à base des couches minces de LSMO vicinales (G240, G191) et non vicinale (G224) en considérant une tension V aux bornes de l'échantillon égale à 5 V. Ce bruit magnétique b_n correspond aux fluctuations de tension égale à e_n , d'où

$$b_n = \frac{e_n}{\frac{dV}{d(\mu_0 H)}} \quad (3.6.3)$$

avec

$$\frac{dV}{d(\mu_0 H)} = \frac{d(R.I)}{d(\mu_0 H)} = R.I. \left(\frac{1}{R} \frac{dR}{d(\mu_0 H)} \right) = V. |S| \quad (3.6.4)$$

et la densité totale de bruit de la couche e_n^2 est la somme de la densité spectrale de bruit blanc $e_{n_b}^2$ (équation 3.6.1) et de bruit en $1/f$ $e_{n_{1/f}}^2$ (équation 3.6.2) comme le montre la relation suivante :

$$e_n^2 = e_{n_b}^2 + e_{n_{1/f}}^2 \quad (3.6.5)$$

et

$$e_n^2 = 4.k_B.T.R + \frac{\alpha}{n} \cdot \frac{V^2}{t.w.L} \cdot \frac{1}{f} \quad (3.6.6)$$

Puisque nous avons déjà mesuré la valeur du paramètre de Hooge de chaque échantillon, il est alors possible à partir de l'équation 3.6.6 d'évaluer la densité spectrale du bruit total e_n des trois couches à un courant donné.

En connaissant les valeurs de résistance R , température T , paramètre $\frac{\alpha}{n}$ et sensibilité magnétique S (équation 1.6.5), on peut tracer à partir de l'équation 3.6.7 le bruit magnétique b_n en fonction de la fréquence.

$$b_n = \frac{e_n}{V \cdot |S|} = \frac{\sqrt{4 \cdot k_B \cdot T \cdot R + \frac{\alpha}{n} \cdot \frac{V^2}{t \cdot w \cdot L} \cdot \frac{1}{f}}}{V \cdot |S|} \quad \text{à } V=5 \text{ V} \quad (3.6.7)$$

Cette évaluation ne tient pas compte de la fréquence de coupure de la MR. Elle ne donne qu'une évaluation indicative dans la bande passante qu'il restera à mesurer réellement en fréquence.

Les figures 3.6.3.a, 3.6.3.b et 3.6.3.c présentent respectivement le bruit magnétique dans les capteurs non vicinal G224, vicinal G191 et vicinal G240. On remarque que pour l'échantillon non vicinal (figure 3.6.3.a) le bruit magnétique à 10 Hz varie de 15 nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ($w=100 \mu\text{m}$, $H \perp I$, $S=100\%/T$) à 50 nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ($w=50 \mu\text{m}$, $H \parallel I$, $S=40\%/T$).

Dans l'échantillon vicinal d'épaisseur 70 nm (figure 3.6.3.b), le bruit magnétique à 10 Hz varie de 8 nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ($w=50 \mu\text{m}$, configuration A, $S=140\%/T$) à 170 nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ($w=50 \mu\text{m}$, configuration C, $S=7\%/T$).

Dans l'échantillon vicinal d'épaisseur 15 nm (figure 3.6.3.c), on remarque que le niveau de bruit est plus bas dans la largeur 100 μm comparé à la largeur 50 μm . On relève un bruit magnétique à 10 Hz qui varie de 1,6 nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ($w=100 \mu\text{m}$, configuration B, $S=10^3\%/T$) à 20 nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ($w=50 \mu\text{m}$, configuration C, $S=70\%/T$).

La figure 3.6.3.d regroupe les bruits magnétiques les plus bas dans les trois échantillons de même largeur ($w=100 \mu\text{m}$) et montre que l'échantillon vicinal d'épaisseur 15 nm en configuration B possède le plus faible bruit magnétique 1,6 nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz. Cette valeur est inférieure à celle d'un capteur Hall 10 nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ [Dolabdjian *et al.*, 2003], de même ordre de grandeur qu'un capteur TMR-NVE-SDT (1,5 nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$) [Stutzke *et al.*, 2005, Jander *et al.*, 2005] et dix fois supérieure à celle des capteurs GMR-LETI (0,3 nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$) et AMR-Honeywell-HMC1001 (0,15 nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$) [Dieny et Fedeli, 2000, Fedeli, 1999, Jander *et al.*, 2005].

Le tableau 3.10 résume quelques ordres de grandeurs de bruit dans des capteurs magnétiques issues de la littérature. Il est connu que le SQUID est le capteur le plus faible en bruit (10 à 100 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ de bruit blanc), ensuite on retrouve le fluxgate avec quelques pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$, puis la magnétoimpédance [Dufay *et al.*, 2011] et magnéto-électrique [Zhuang *et al.*, 2011], les capteurs magnétorésistifs [Stutzke *et al.*, 2005, Jander *et al.*, 2005] et en dernier les capteurs Hall.

Il resterait à caractériser les échantillons en petits signaux, c'est à dire en polarisant la couche dans une gamme de champ où $\frac{dR}{d(\mu_0 H)}$ est maximale et en appliquant un champ magnétique variable. Il serait éventuellement possible d'utiliser un montage en pont de Wheatstone afin de s'affranchir des variations de R liées à la température.

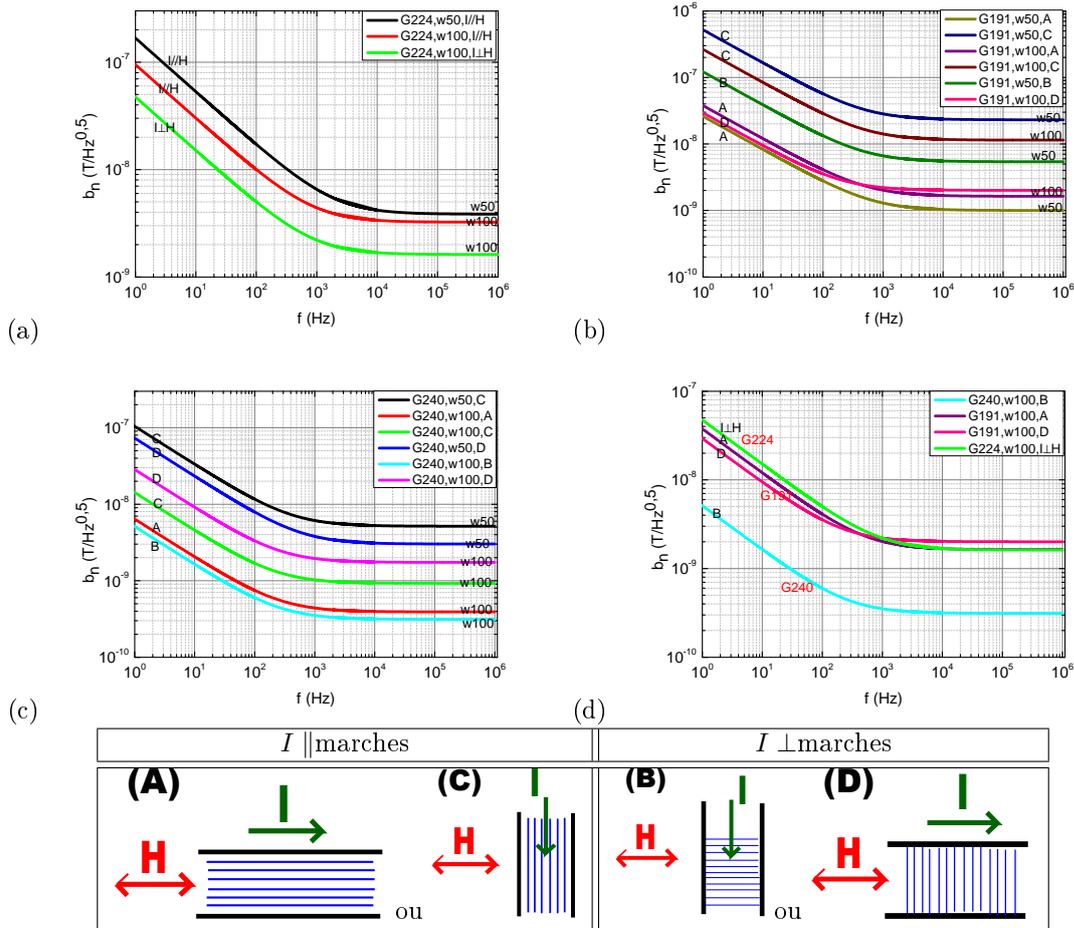


FIGURE 3.6.3. Évolution de la densité spectrale de bruit équivalent en champ des couches minces LSMO non vicinale (G224, $t = 40$ nm) et vicinales (G240, $t = 15$ nm) et (G191, $t = 70$ nm) de largeur $w = 50$ μm et 100 μm et de longueur 300 μm pour différentes configurations de mesure (A, B, C et D).

Capteurs	b_n (nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$) dans la zone de bruit blanc	b_n (nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$) à 10 Hz	Références
SQUID à 77 K	$10^{-5} - 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-5} - 10^{-4}$	[Weinstock, 1996]
Fluxgate	10^{-3}	0,25	[Ripka, 2003]
GMR-LETI	-	0,3	[Dieny et Fedeli, 2000]
AMR-Honeywell-HMC1001	0,15	0,15	[Jander <i>et al.</i> , 2005]
TMR-NVE-SDT	0,2	1,5	[Stutzke <i>et al.</i> , 2005, Jander <i>et al.</i> , 2005]
Mixtes à 4 K	$< 10^{-4}$	10^{-3}	[Pannetier-Lecoer <i>et al.</i> , 2011]
Magnétoimpédance	10^{-3}	0,01	[Dufay <i>et al.</i> , 2011]
Magnéto-électrique	10^{-4}	$2 \cdot 10^{-3}$	[Zhuang <i>et al.</i> , 2011]
Hall	10 à 100	10	[Dolabdjian <i>et al.</i> , 2003]
MR (G240, $w100$)	0,3	1,6	cette thèse

TABLE 3.10. Rappel des niveaux de bruit de capteurs magnétiques issues de la littérature.

3.7. Conclusion du chapitre

Nous avons étudié dans ce chapitre le retournement de l'aimantation et la magnéto-résistance à très faible champ dans les couches de LSMO déposées sur STO vicinal et non vicinal. Nous avons observé trois types de retournement de l'aimantation qui dépend de la structure du substrat (vicinal ou non vicinal), de l'anisotropie de forme (H parallèle ou perpendiculaire à L), de la direction du champ par rapport aux marches (H parallèle ou perpendiculaire aux marches), de l'épaisseur de la couche ($t = 15$ nm et 70 nm) et de la taille du motif ($w = 50$ μm et 100 μm).

Le tableau 3.12 résume les mesures réalisées : la variation de MR (ΔMR), la sensibilité magnétique (S) dans une gamme de champ donnée, la valeur de la résistance de la couche, et le bruit magnétique estimé (b_n).

La sensibilité magnétique est mesurée à partir du calcul des pentes de MR (ΔMR) dans une gamme de très faible champ. On constate que ces valeurs sont différentes en fonction de l'orientation du champ par rapport aux marches et au courant. De plus, elle change en fonction de l'épaisseur du pont. En résumé, la couche non vicinale affiche une sensibilité de 40 à 100 %/T dans la gamme de champ respective [0,19;0,67 mT] à [0,08;0,27 mT], alors que la couche vicinale d'épaisseur 70 nm a une sensibilité de 7 à 140 %/T dans la gamme respective [3,04;0,36 mT] à [0,78;0,87 mT] et la couche 15 nm est de 70 à 1000 %/T dans la gamme [-0,2;1,06 mT] à [0,13;0,23 mT]. On remarque qu'en général la sensibilité dans la couche la moins épaisse ($t = 15$ nm) est 10 fois plus élevée que dans la couche épaisse ($t = 70$ nm) et la couche non vicinale. En comparant ces valeurs avec celles trouvées dans les capteurs AMR et GMR, on remarque que la couche non vicinale a une sensibilité inférieure. En revanche, la couche vicinale d'épaisseur 15 nm a une sensibilité supérieure à celle des capteurs GMR-LETI (400-600 %/T) et AMR-HL Planar (400 %/T, tableau 1.5). Du point de vue matériau, ces valeurs de sensibilité sont plus importantes que celles mesurées dans le LSMO massif mono- ou polycristallin [Hwang *et al.*, 1996, Li *et al.*, 2003] ou des couches minces épitaxiales [Li *et al.*, 1997].

		w (μm)	ΔMR (%)	$[H_m; H_f]$ (mT)	$ S $ (%/T)	I (mA) à 5V	R (k Ω)	Bruit blanc $\sqrt{4 \cdot k_B T R}$ (nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	$\frac{\alpha}{n}$ (m ³)	b_n (nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$) en bruit blanc	b_n (nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$) à 10 Hz
G224 non vicinal (40nm)	$H \parallel I$	50	0,019	0,19 ; 0,67	40	1,3	3,6	7,7	$2,7 \cdot 10^{-30}$	4	50
		100	0,017	0,35 ; 0,70	50	1,25	4	8	$2,7 \cdot 10^{-30}$	3,5	30
	$H \perp I$	50	-	-	-	1,30	3,6	7,7	$2,7 \cdot 10^{-30}$	-	-
		100	0,019	0,08 ; 0,27	100	1,25	4	8	$2,7 \cdot 10^{-30}$	1,5	15
G191 vicinal (70nm)	(A)	50	0,012	0,78 ; 0,87	140	1,6	3	7	$1,4 \cdot 10^{-30}$	1	8
		100	0,028	-0,5 ; -0,9	70	2,5	2	5,7	$1,4 \cdot 10^{-30}$	1,6	12
	(B)	50	0,014	-0,56 ; -1,03	30	1,25	4	8	$1,4 \cdot 10^{-30}$	5	40
		100	-	-	-	3,5	1,4	4,8	$1,4 \cdot 10^{-30}$	-	-
	(C)	50	0,018	3,04 ; 0,36	7	1,25	4	8	$1,4 \cdot 10^{-30}$	22	170
		100	0,019	2,2 ; 0,25	10	2,5	2	5,6	$1,4 \cdot 10^{-30}$	1,2	85
	(D)	50	-	-	-	1,25	4	8	$1,4 \cdot 10^{-30}$	-	-
		100	0,040	1,9 ; 2,4	90	1	5	9	$1,4 \cdot 10^{-30}$	2	20
G240 vicinal (15nm)	(A)	50	-	-	-	0,3	17	16,4	$1,2 \cdot 10^{-30}$	-	-
		100	0,090	0,11 ; 0,23	800	0,33	15	15,6	$1,2 \cdot 10^{-30}$	0,4	2
	(B)	50	-	-	-	0,3	17	16,5	$1,2 \cdot 10^{-30}$	-	-
		100	0,100	0,13 ; 0,23	$1 \cdot 10^3$	0,33	15	15,6	$1,2 \cdot 10^{-30}$	0,3	1,6
	(C)	50	0,088	-0,2 ; 1,06	70	0,25	20	18	$1,2 \cdot 10^{-30}$	5	35
		100	0,100	-0,4 ; -0,09	360	0,3	17	16,6	$1,2 \cdot 10^{-30}$	0,9	5
	(D)	50	0,070	-1,1 ; -1,82	100	0,35	14	15	$1,2 \cdot 10^{-30}$	3	24
		100	0,070	0,22 ; 0,61	180	0,55	15	15,5	$1,2 \cdot 10^{-30}$	1,8	9

TABLE 3.12. Tableau récapitulatif des valeurs mesurées à température ambiante de la sensibilité magnétique S calculées dans une gamme de champ $[H_m; H_f]$ à très faible champ dans les trois échantillons : non vicinal (G224), vicinal 70 nm (G191) et vicinal 15 nm (G240). $|S|$ a été estimée à partir du calcul des pentes ΔMR dans une gamme de champ $[H_m; H_f]$, où H_m est la valeur de champ correspondante au maximum ou minimum de MR et H_f est la valeur du champ qui se trouve à l'intersection entre les pentes CMR et MR à très faible champ. Les valeurs du paramètre de Hooke normalisées $\frac{\alpha}{n}$ représente une valeur moyenne pour chaque échantillon. b_n est densité de bruit du capteur obtenues à T environ 295 K.

Conclusion générale

Ce travail de thèse s'inscrit dans les activités de recherche de l'équipe électronique du laboratoire GR-EYC sur l'utilisation des oxydes fonctionnels pour la réalisation de capteurs magnétiques. Des résultats précédents réalisés par l'équipe avaient montré qu'il était possible de modifier et de contrôler l'anisotropie magnétique dans une couche mince de $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ (LSMO) en utilisant un substrat vicinal. Dans la continuité de ce travail, nous avons cherché les paramètres influant la magnétorésistance à faible champ magnétique. Pour cela, nous avons étudié le retournement de l'aimantation dans des couches LSMO vicinales et non vicinale et mesuré la magnétorésistance associée. Nous nous sommes intéressés à deux épaisseurs (15 nm et 70 nm) de la couche vicinale et deux largeurs (50 μm et 100 μm) des motifs gravés dans les couches. Une comparaison a été effectuée avec une couche non vicinale d'épaisseur 40 nm.

L'étude du retournement de l'aimantation dans la couche LSMO déposée sur un substrat STO vicinal a révélé qu'en fonction de l'orientation du champ par rapport aux marches et des dimensions des motifs trois types de retournement sont observés:

- Un retournement par nucléation et propagation de parois lorsque le champ est parallèle aux marches. Ce type de retournement a été également observé dans la couche non vicinale mais avec des domaines de forme différente. Nous avons montré que l'anisotropie de forme influe sur le nombre de parois. Lorsque le champ est parallèle à la longueur du motif, deux parois au plus se propagent, alors que lorsque le champ est perpendiculaire aux marches plusieurs parois nucléent et se propagent. Les cycles d'aimantation ont montré que la direction parallèle aux marches est de facile aimantation.
- Un retournement cohérent de l'aimantation est obtenu lorsque le champ est perpendiculaire aux marches. Nous avons montré que cette direction est de difficile aimantation.
- Un retournement mixte, mélange de rotation cohérente et de nucléation et propagation de parois intervient lorsque le champ est parallèle aux marches dans la couche d'épaisseur 15 nm et de motif de largeur 100 μm . Nous avons montré que le cycle d'aimantation présente deux zones: une zone large quand l'aimantation tourne progressivement et une autre abrupte quand la première paroi est créée et que le retournement se termine par nucléation et propagation de parois.

Nous avons également observé une dépendance temporelle du retournement de l'aimantation par nucléation et propagation de parois dans les couches vicinales et non vicinales liée au traînage magnétique. Par contre, aucun effet temporel n'a été observé dans le retournement cohérent et le retournement mixte.

L'étude de la magnétorésistance à ± 6 mT en fonction du type de retournement de l'aimantation a montré que:

- Dans le cas du retournement par nucléation et propagation de paroi, la magnétorésistance est influencée par la présence de parois et par l'effet AMR; la sensibilité magnétique ne dépasse pas 140 %/T (couche vicinale d'épaisseur 70 nm, champ parallèle aux marches)
- Dans le cas de la rotation cohérente, la magnétorésistance s'explique par l'effet AMR; la sensibilité magnétique est comprise entre 7 %/T (couche vicinale d'épaisseur 70 nm, champ perpendiculaire aux marches) et 360 %/T (couche vicinale d'épaisseur 15 nm, champ perpendiculaire aux marches).
- Dans le retournement mixte, la magnétorésistance est plus intéressante; la sensibilité magnétique est de l'ordre de 1000 %/T (couche vicinale d'épaisseur 15 nm, de largeur 100 μm , champ parallèle aux marches). Cette valeur est d'environ une centaine de fois supérieure à celle mesurée dans des couches épitaxiales LSMO sur STO (001) [Choi *et al.*, 2001], et dans des polycristallins [Li *et al.*, 2003] à température ambiante.

Une observation intéressante est que le bruit mesuré dans les couches vicinales est de même ordre de grandeur que celui mesuré dans la couche non vicinale. Nous avons donc montré qu'il est globalement possible d'améliorer le rapport signal sur bruit d'une magnétorésistance à base de LSMO à très faible champ magnétique par l'utilisation de substrats vicinaux, contrairement aux études sur les couches manganites polycristallines par exemple pour lesquelles l'augmentation de la sensibilité magnétique s'accompagne également d'une augmentation du bruit magnétique [Venkatesan *et al.*, 1998].

Pour la perspective de réalisation de micro-capteurs magnétiques performants (une forte sensibilité,

un faible bruit et qui fonctionne dans une zone linéaire), il sera possible d'utiliser la couche vicinale en appliquant le champ perpendiculairement aux marches. Cette configuration donne une magnétorésistance d'un retournement cohérent sans hystérésis où la linéarité du capteur est favorable. Par contre, en choisissant la configuration où le champ est parallèle aux marches dans le pont de largeur $100\ \mu\text{m}$, nous avons une magnétorésistance d'un retournement mixte avec un hystérésis et une sensibilité dix fois plus importante que celle d'une couche non vicinale mais elle nécessite une polarisation en champ du capteur dans la zone linéaire. La sensibilité du capteur quelle que soit la direction du champ par rapport au courant (parallèle ou perpendiculaire) est dix fois plus importante dans la couche vicinale que dans la couche non vicinale sans augmenter le bruit à basse fréquence.

Il reste à poursuivre l'étude de la MR dans les couches LSMO vicinales en étudiant les effets de largeur, d'épaisseur et d'angle de vicinalité. On pourra également envisager de dessiner des géométries permettant en plus de la vicinalité de contrôler les parois de domaine.

Acronymes

AMR	<i>Anisotropy Magnetoresistance</i>
AFM	<i>Atomic Force Microscopy</i>
AF	Antiferromagnétique
CI	<i>Charge-Ordered Insulating</i>
CMR	<i>Colossal Magnetoresistance</i>
CCD	<i>Charge Coupled Device</i>
DE	Double Echange
FM	<i>Ferromagnetic Metallic</i>
F	Ferromagnétique
FI	<i>Ferromagnetic Insulating</i>
GMR	<i>Giant Magnetoresistance</i>
GB	<i>Grain Boundary</i>
JT	Jahn Teller
LSMO	$\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$
MOKE	<i>Magneto-Optical Kerr Effect</i>
MO	Magnéto-optique
MR	Magnétorésistance
PM	<i>Paramagnetic Metallic</i>
PI	<i>Paramagnetic Insulating</i>
RT	<i>Room Temperature</i>
SW	Stoner-Wohlfarth
SE	<i>Step Edge</i>
STO	SrTiO_3
STM	<i>Scanning Force Microscopy</i>
SQUID	<i>Superconducting Quantum Interference Device</i>
TMR	<i>Tunnel Magnetoresistance</i>
XPEEM	<i>X-Ray PhotoElectron Emission Microscopy</i>

Notations

a	Paramètre de maille
A_{ch}	Constante d'échange
E_A	Energie d'activation
E_{int}	Energie interne non magnétique
E_{ch}	Energie d'échange
E_Z	Energie Zeeman
E_k	Energie magnétocristalline
E_{ms}	Energie magnétostatique
E_{σ}	Energie magnéto-élastique
H	Champ magnétique
H_d	Champ démagnétisant
H_{ret}	Champ de retournement
H_A	Champ d'anisotropie
H_c	Champ coercitif
J_{ch}	Intégrale d'échange
K_1	Constante d'anisotropie
K_{forme}	Constante de forme
k_B	Constante de Boltzmann ($k_B = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{J/K}$)
L	Longueur du motif gravé
M	Aimantation
M_s	Aimantation à saturation
M_r	Aimantation rémanente
M_i	Aimantation à l'état métastable de l'énergie
M_f	Aimantation à l'équilibre thermodynamique
N	Facteur démagnétisant
N_{Bloch}	Facteur démagnétisant associé à la paroi type Bloch
$N_{\text{Néel}}$	Facteur démagnétisant associé à la paroi type Néel
n	Indice de réfraction
q	Charge de l'électron ($q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}$)
Q	Coefficient magnéto-optique
r	Rapport d'aspect
$r-$	Coefficient de réflexion d'une onde circulaire droite
$r+$	Coefficient de réflexion d'une onde circulaire gauche
S	Sensibilité d'un capteur magnétorésistif
T_c	Température de Curie
t	Epaisseur de la couche
w	Largeur du motif gravé
ε	permittivité diélectrique d'un matériau magnétique

η_k	Ellipticité Kerr
μ_0	Perméabilité du vide $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m
λ_s	Coefficient de magnétostriktion
σ	Contrainte
δ	Paramètre de désaccord de maille
δ_p	Largeur de paroi
θ_{vic}	Angle de vicinalité
θ_k	Angle de rotation Kerr
τ	Constante de temps
ρ	Résistivité
ρ_{\parallel}	Résistivité lorsque la direction de l'aimantation est parallèle à celle du courant
ρ_{\perp}	Résistivité lorsque la direction de l'aimantation est perpendiculaire à celle du courant

Rappel des unités

- Champ magnétique (A/m) : $1 A/m = 4\pi \cdot 10^{-3} Oe$. Le champ magnétique H est souvent exprimé en unités de $\mu_0 H$, donc en tesla (T). Un champ de $1 A/m$ correspond à $1.2566 \mu T$.
- Aimantation (A/m) : $1 A/m = 10^{-3} uem/cm^3$
- Induction magnétique (T) : $1 T = 10^4 G$. La grandeur B peut s'appeler indifféremment induction magnétique, champ d'induction magnétique ou densité de fux magnétique.
- Densité d'énergie : $1 J/m^3 = 10 erg/cm^3$
- Il convient de rajouter 273.15 aux degrés Celsius ($^{\circ}C$) pour obtenir la température en Kelvin (K).

Annexe

Etats de polarisation de la lumière

La propagation de la lumière est une propagation d'onde électromagnétique représentée par des vecteurs de champ électrique et magnétique orthogonaux. Pour faciliter les notations, la lumière est une onde monochromatique qui se propage de manière isotrope au cours du temps. Elle se propage dans la direction de l'axe z et évolue sinusoidalement avec le temps. On note \vec{e}_x , \vec{e}_y , \vec{e}_z les vecteurs unitaires dans les directions Ox , Oy et Oz .

En choisissant Oz comme direction de propagation, le vecteur d'onde s'écrit : $\vec{k} = k_0 \cdot \vec{e}_z$ avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$ où λ est la longueur d'onde de la lumière, ω sa pulsation et c la vitesse de la lumière. On étudie le mouvement d'un point P dans le plan d'onde sur l'axe z , les composantes complexes associées E_x et E_y s'expriment comme suit [Perez1984] :

$$\begin{cases} E_x = E_{px} \cos(\omega t) \\ E_y = E_{py} \cos(\omega t - \varphi) \end{cases} \quad (3.7.1)$$

L'amplitude du vecteur champ électrique s'exprime alors comme suit :

$$\vec{E}(z, t) = E_{px} \cos(\omega t) \cdot \vec{e}_x + E_{py} \cos(\omega t - \varphi) \cdot \vec{e}_y \quad (3.7.2)$$

Polarisation elliptique

Dans le cas de la polarisation elliptique, la composante complexe de l'onde forme une ellipse à l'extrémité du point P (voir figure 3.7.1). À partir de l'équation 3.7.1 et en éliminant les deux composantes E_x et E_y par le calcul des rapports $\frac{E_x}{E_{px}}$ et $\frac{E_y}{E_{py}}$, on obtient l'équation de l'ellipse suivante :

$$\frac{E_x^2}{E_{px}^2} + \frac{E_y^2}{E_{py}^2} - \frac{2E_x E_y}{E_{px} E_{py}} \cos \varphi = \sin^2 \varphi \quad (3.7.3)$$

Il en résulte donc deux types de polarisation elliptique déterminés par l'angle φ . Lorsque $\varphi < 0$, l'onde est dite polarisée gauche et lorsque $\varphi > 0$, l'onde est dite polarisée droite.

Polarisation circulaire

La polarisation de l'onde est circulaire quand les amplitudes des composantes E_x et E_y sont égales ($E_{px} = E_{py} = E_p$) et en quadrature ($\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$). L'équation 3.7.2 se réécrit comme suit :

$$\vec{E}(z, t) = E_p \cos(\omega t) \cdot \vec{e}_x + E_p \cos(\omega t \pm \frac{\pi}{2}) \cdot \vec{e}_y \quad (3.7.4)$$

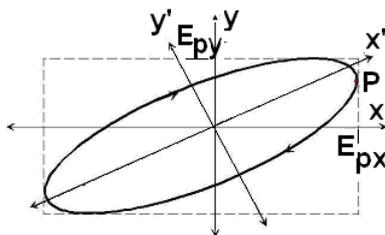


FIGURE 3.7.1. Vecteur champ électrique d'une onde monochromatique de polarisation elliptique. Le point P se situe à l'extrémité du plan de polarisation, par conséquent les amplitudes en x et y ne sont pas égales.

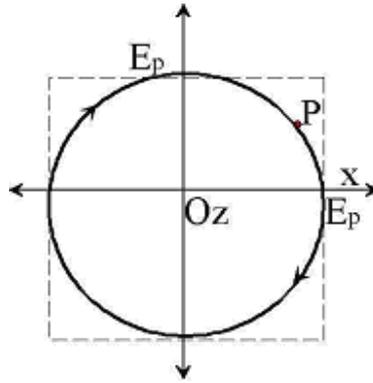


FIGURE 3.7.2. Onde polarisée circulaire.

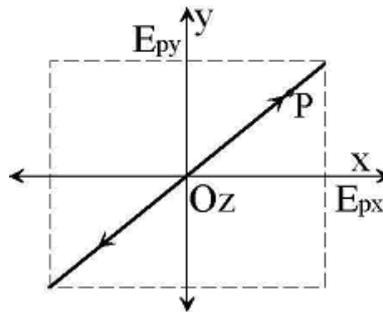


FIGURE 3.7.3. Onde polarisée linéairement.

Par conséquent, le point P décrit un cercle de rayon E_p dans le plan d'onde (figure 3.7.2). Quand $\varphi = +\frac{\pi}{2}$, l'onde est polarisée circulaire gauche, et quand $\varphi = -\frac{\pi}{2}$, l'onde est polarisée circulaire droite (figure 3.7.2).

Polarisation linéaire

Dans la polarisation linéaire, les deux composantes de l'onde E_x et E_y sont en phase ($\varphi = 0$) ou en opposition de phase ($\varphi = \pi$). En conséquence, l'onde garde une direction fixe dans l'espace pendant sa propagation. Le plan d'onde pour une onde polarisée linéairement est représenté à la figure 3.7.3.

Bibliographie

- [Adeyeye *et al.*, 2000] ADEYEYE, A. O., COWBURN, R. P. et WELLAND, M. E. (2000). Magnetoresistance of constricted ferromagnetic wires. *J. Appl. Phys.*, 87:299–302.
- [Akiyama *et al.*, 2001] AKIYAMA, R., TANAKA, H., MATSUMOTO, T. et KAWAI, T. (2001). Spin-polarized scanning tunneling microscopy on half-metallic manganite thin film with half-metallic manganite tip. *Appl. Phys. Lett.*, 79(26):4378–4380.
- [Alejandro *et al.*, 2010] ALEJANDRO, G., STEREN, L. B., PASTORIZA, H., VEGA, D., GRANADA, M., SÁNCHEZ, J. C. R., SIRENA, M. et ALASCIO, B. (2010). Magnetoresistance effect in $(La, Sr)MnO_3$ bicrystalline films. *J. Phys. Condens. Matter*, 22:346007.
- [Alves et Barrué, 2004] ALVES, F. et BARRUÉ, R. (2004). Magnétisme microscopique à l'échelle des domaines magnétiques dans les matériaux ferromagnétiques doux. *J3eA*, Volume 3.
- [Anderson et Hasegawa, 1955] ANDERSON, P. W. et HASEGAWA, H. (1955). Considerations on double exchange. *Phys. Rev.*, 100:675–681.
- [Argyres, 1955] ARGYRES, P. (1955). Theory of the faraday and kerr effects in ferromagnetics. *Phys. Rev.*, 97:334–345.
- [Arnal *et al.*, 2007] ARNAL, V., KHVALKOVSKII, A. V., BIBES, M., MERCEY, B., LECOEUR, P. et HAGHIRI-GOSNET, A.-M. (2007). Electronic properties of domain walls in $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$: Magnetotransport measurements on a nanopatterned device. *Phys. Rev. B*, 75:220409(R).
- [Baibich *et al.*, 1988] BAIBICH, M. N., BROTO, J. M., FERT, A., DAU, F. N. V. et PETROFF, F. (1988). Giant magnetoresistance of $(001)Fe/(001)Cr$ magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2472–2475.
- [Barbara *et al.*, 1988] BARBARA, B., GIGNOUX, D. et VETTIER, C. (1988). *Lectures on modern magnetism*.
- [Bayreuther *et al.*, 1989] BAYREUTHER, G., BRUNO, P., LUGERT, G. et TURTUR, C. (1989). Magnetic aftereffect in ultrathin ferromagnetic films. *Phys. Rev. B*, 40(10):7399–7402.
- [Belmeguenai, 2004] BELMEGUENAI, M. (2004). *Etude de la dynamique hyperfréquence de l'aimantation de nanostructures magnétiques à anisotropie perpendiculaire*. Thèse de doctorat, Université Paris 6.
- [Berger, 1978] BERGER, L. (1978). Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets. *J. Appl. Phys.*, 49:2156–2161.
- [Berndt *et al.*, 2000] BERNDT, L. M., BALBARIN, V. et SUZUKI, Y. (2000). Magnetic anisotropy and strain states of (001) and (110) colossal magnetoresistance thin films. *Appl. Phys. Lett.*, 77(18):2903–2905.
- [Bibes, 2001] BIBES, M. (2001). *Elaboration et étude de couches minces de manganites à valence mixte*. Thèse de doctorat, Institut National des sciences Appliquées de Toulouse en cotutelle avec l'Université Autonoma de Barcelona.
- [Bibes *et al.*, 2001] BIBES, M., HRABOVSKY, D., MARTINEZ, B., FERT, A. R., TRTIK, V., VARELA, M. et FONT-CUBERTA, J. (2001). Magneto-optical kerr effect in laser-patterned $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ epitaxial thin films. *J. appl. Phys.*, 89:6958–6960.
- [Binasch *et al.*, 1989] BINASCH, G., GRÜNBERG, P., SAURENBACH, F. et ZINN, W. (1989). Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39:4828–4830.
- [Bobo *et al.*, 2000] BOBO, J. F., MAGNOUX, D., PORRES, R., RAQUET, B., OUSSET, J. C., FERT, A. R., ROUCAU, C., BAULÈS, P., CASANOVE, M. J. et SNOECK, E. (2000). Structural, magnetic, transport, and magneto-optical properties of single crystal $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ thin films. *J. Appl. Phys.*, 87(9):6773–6775.
- [Bosak *et al.*, 2003] BOSAK, A. A., DUBOURDIEU, C., CHAUDOUËT, P., SÉNATEUR, J.-P. et FOURNIER, T. (2003). Magnetoresistance in step-edge junctions based on $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ films. *J. Appl. Phys.*, 94(8):5021–5026.
- [Bowen *et al.*, 2003] BOWEN, M., BIBES, M., BARTHELEMY, A., CONTOUR, J.-P., ANANE, A., LEMAITRE, Y. et FERT, A. (2003). Nearly total spin polarization in $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ from tunneling experiments. *Appl. Phys. Lett.*, 82(2):233–235.
- [Brissonneau, 1958] BRISSONNEAU, P. (1958). Le trainage magnétique. *J. Phys. Radium*, 19:490 – 504.
- [Bruno, 1989] BRUNO, P. (1989). *Anisotropie magnétique et hystérésis du Cobalt à l'échelle du plan atomique : théorie et expérience*. Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud.

- [Bruno, 1999] BRUNO, P. (1999). Geometrically constrained magnetic wall. *Phys. Rev. Lett.*, 83:2425.
- [Cabrera et Falicov, 1974] CABRERA, G. G. et FALICOV, L. M. (1974). Theory of the residual resistivity of block walls i. paramagnetic effects. *Phys. Status Solidi B*, 61:1521–3951.
- [Chahara et al., 1993] CHAHARA, K.-I., OHNO, T., KASAI, M. et KOZONO, Y. (1993). Magnetoresistance in magnetic manganese oxide with intrinsic antiferromagnetic spin structure. *Appl. Phys. Lett.*, 63(14):1990–1992.
- [Chen et Erskine, 1992] CHEN, J. et ERSKINE, J. L. (1992). Surface-step-induced magnetic anisotropy in thin epitaxial Fe films on w(001). *Phys. Rev. Lett.*, 68(8):1212–1215.
- [Chikazumi et Charap, 1964] CHIKAZUMI, S. et CHARAP, S. H. (1964). *Physics of magnetism*. New york : Wiley.
- [Choi et al., 2001] CHOI, K.-K., TANIYAMA, T. et YAMAZAKI, Y. (2001). Strain-induced anisotropic low-field magnetoresistance of $La - Sr - Mn - O$ thin films. *J. Appl. Phys.*, 90(12):6145–6150.
- [Chou et al., 2006] CHOU, H., SUN, S. J., OU, M. N., WU, T. C., I. KAO, H., I. HUANG, G., HORNG, L., CHI, C. C., YAN, D. C., HONG, M. T. et YU, Y. C. (2006). Anisotropic magnetoresistance and magnetic properties in $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ thin film by sputtering. *Science Direct*, 515:2567–2572.
- [Coey, 1999] COEY, J. M. D. (1999). Powder magnetoresistance. *J. Appl. Phys.*, 85:5576–5581.
- [Cowburn et al., 1998] COWBURN, R. P., FERRÉ, J., GRAY, S. J. et BLAND, J. A. C. (1998). Domain-wall dynamics, pinning, and nucleation in ultrathin epitaxial Fe films. *Phys. Rev. B*, 58(17):11507–11513.
- [Cullity et Graham, 2009] CULLITY, B. D. et GRAHAM, C. D. (2009). *Introduction to Magnetic Materials*. John Wiley Sons, Inc., Hoboken, New Jersey.
- [Davis et Waring, 1992] DAVIS, J. D. et WARING, M. A. (1992). *Appl. Optics*, 31:6183.
- [De Lacheisserie, 1999a] DE LACHEISSERIE, E. T. (1999a). *Magnétisme. Tome 1, Fondements*. EDP SCIENCES.
- [De Lacheisserie, 1999b] DE LACHEISSERIE, E. T. (1999b). *Matériaux et Applications. Tome 2*. EDP SCIENCES.
- [Dieny et Fedeli, 2000] DIENY, B. et FEDELI, J. M. (2000). Capteurs magnétorésistifs. *T.I.*
- [Djayaprawira et al., 2005] DJAYAPRAWIRA, D. D., TSUNEKAWA, K., NAGAI, M., MAEHARA, H., YAMAGATA, S., WATANABE, N., YUASA, S., SUZUKI, Y. et ANDO, K. (2005). 230 % room-temperature magnetoresistance in $CoFeB/MgO/CoFeB$ magnetic tunnel junctions. *Appl. Phys. Lett.*, 86:092502.
- [Dolabdjian et al., 2003] DOLABDJIAN, C., QUASIMI, A. et CORDIER, C. (2003). Applied magnetic sensing : A long way. *IEEE*, pages 477–482.
- [Dourlat, 2008] DOURLAT, A. (2008). *Propriétés magnétiques statiques et dynamiques de couches minces de GaMnAs à anisotropie perpendiculaire*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.
- [Dörr et al., 2001] DÖRR, K., WALTER, T., SAHANA, M., MÜLLER, K.-H., NENKOV, K., BRAND, K. et SCHULTZ, L. (2001). Magnetotransport of $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3/SrTiO_3$ multilayers with ultrathin manganite layers. *J. Appl. Phys.*, 89(11):6973–6975.
- [Dufay et al., 2011] DUFAY, B., SAEZ, S., DOLABDJIAN, C., YELON, A. et MÉNARD, D. (2011). Impact of electronic conditioning on the noise performance of tow-port network giant magnetoimpedance magnetometer. *IEEE Sensors Journal*, 11:1317.
- [Dupas et al., 1990] DUPAS, C., BEAUVILLAIN, P., CHAPPERT, C., RENARD, J. P., TRIGUI, F., VEILLET, P., VELU, E. et RENARD, D. (1990). Very large magnetoresistance effects induced by antiparallel magnetization in two ultrathin cobalt films. *J. Appl. Phys.*, 67:5680–5682.
- [Durand, 1968] DURAND, E. (1968). *Magnétostatique*.
- [Ebels, 1995] EBELS, U. (1995). *Scanning Kerr Microscopy of Magnetic Domains in epitaxial Fe/GaAs(001) Thin Film Systems*. Thèse de doctorat, University of Cambridge.
- [Favre-Nicolin, 2003] FAVRE-NICOLIN, E. (2003). *Etude du transport dépendant du spin dans des nanostructures à base de manganite*. Thèse de doctorat, l'université Grenoble I- Joseph Fourier.
- [Favre-Nicolin et Ranno, 2004] FAVRE-NICOLIN, E. et RANNO, L. (2004). Anisotropic magnetoresistance in manganite films. *J. Magn. Magn. Mater.*, 272-276:1814–1815.
- [Fedeli, 1999] FEDELI, J. M. (1999). Capteurs magnétiques à base de couches minces ferromagnétiques. *Article ISEP sur les capteurs*.
- [Freizer, 1968] FREIZER, M. J. (1968). A survey of magneto-optic effects. *IEEE Trans. Magn.*, MAG-4:2.
- [Geoffroy, 2006] GEOFFROY, O. (2006). Physique des matériaux magnétiques. *T.I.*, D2080.
- [Gillet, 2000] GILLET, F. (2000). *Dynamique non linéaire de surfaces vicinales hors de l'équilibre*. Thèse de doctorat, université Joseph Fourier Grenoble I.
- [Goldshmidt, 1958] GOLDSHMIDT, V. (1958). *Geochemistry*. Oxford University Press.
- [Golosoovsky et al., 2007] GOLOSOVSKY, M., MONOD, P., MUDULI, P. K., BUDHANI, R. C., MECHIN, L. et PERNA, P. (2007). Nonresonant microwave absorption in epitaxial $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ films and its relation to colossal magnetoresistance. *Phys. Rev. B*, 76(18):184414.

- [Goodenough, 1955] GOODENOUGH, J. B. (1955). Theory of the role of covalence in the perovskite-type manganites $LaM(II)MnO_3$. *Phys. Rev.*, 100(2):564–573.
- [Gourdon *et al.*, 2003] GOURDON, C., JEUDY, V., MENANT, M., RODITCHEV, D., TU, L. A., IVCHENKO, E. L. et KARCZEWSKI, G. (2003). Magneto-optical imaging with diluted magnetic semiconductor quantum wells. *Phys. Rev. Lett.*, 82(2):230–232.
- [Granberg *et al.*, 1999] GRANBERG, P., ISBERG, P., BAIER, T., HJÖRVARSSON, B. et NORDBLAD, P. (1999). Anisotropic behaviour of the magnetoresistance in single crystalline iron films. *J. Magn. Magn. Mater.*, 195:1–8.
- [Gregg *et al.*, 1996] GREGG, J. F., ALLEN, W., OUNADJELA, K., VIRET, M., HEHN, M., THOMPSON, S. M. et COEY, J. M. D. (1996). Giant magnetoresistive effects in a single element magnetic thin film. *Phys. Rev. Lett.*, 77:1580–1583.
- [Gunnarsson et Hanson, 2006] GUNNARSSON, R. et HANSON, M. (2006). Magnetization reversal processes in magnetic bicrystal junctions. *Phys. Rev. B*, 73(1):014435.
- [Gunnarsson *et al.*, 2004] GUNNARSSON, R., IVANOV, Z. G., DUBOURDIEU, C. et ROUSSEL, H. (2004). Low-field magnetoresistance in perovskite manganites : Magnetic field, temperature, and current dependence. *Phys. Rev. B*, 69(5):054413.
- [Gupta *et al.*, 1996] GUPTA, A., GONG, G. Q., XIAO, G., DUNCOMBE, P. R., LECOEUR, P., TROUILLOU, P., WANG, Y. Y., DRAVID, V. P. et SUN, J. Z. (1996). Grain-boundary effects on the magnetoresistance properties of perovskite manganite films. *Phys. Rev. B*, 54(22):R15629–R15632.
- [Haghiri-Gosnet et Renard, 2003] HAGHIRI-GOSNET, A.-M. et RENARD, J.-P. (2003). CMR manganites : physics, thin films and devices. *J. Phys. D*, 36:R127–R150.
- [Hong et Giordano, 1998] HONG, K. et GIORDANO, N. (1998). Resistance of a domain wall in a thin ferromagnetic wire. *J. Phys. : Condens. Matter*, 10:L401–L407.
- [Hooge, 1969] HOOGE, F. N. (1969). $1/f$ noise is no surface effect. *Phys. Lett.*, 29:139–140.
- [Hubert, 1998] HUBERT, A., S.-R. (1998). *Magnetic Domains*.
- [Hundley *et al.*, 1995] HUNDLEY, M. F., HAWLEY, M., HEFFNER, R. H., JIA, Q. X., NEUMEIER, J. J., TESMER, J., THOMPSON, J. D. et WU, X. D. (1995). Transport-magnetism correlations in the ferromagnetic oxide $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$. *Appl. Phys. Lett.*, 67(6):860–862.
- [Hunt, 1967] HUNT, R. P. (1967). Magneto-optic scattering from thin solid films. *J. Appl. Phys.*, 38:1652.
- [Hwang *et al.*, 1996] HWANG, H. Y., CHEONG, S.-W., ONG, N. P. et BATLOGG, B. (1996). Spin-polarized intergrain tunneling in $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$. *Phys. Rev. Lett.*, 77(10):2041–2044.
- [Hyman *et al.*, 1998] HYMAN, R. A., ZANGWILL, A. et STILES, M. D. (1998). Magnetic reversal on vicinal surfaces. *Phys. Rev. B*, 58(14):9276–9286.
- [Infante *et al.*, 2006] INFANTE, I. C., LAUKHIN, V., SANCHEZ, F., FONTCUBERTA, J., MELNIKOV, O., GORBENKO, O. Y. et KAUL, A. R. (2006). Anisotropic magnetoresistance in epitaxial (110) manganite films. *J. Appl. Phys.*, 99:08C502.
- [Isaac *et al.*, 1998] ISAAC, S. P., MATHUR, N. D., EVETTS, J. E. et BLAMIRE, M. G. (1998). Magnetoresistance of artificial $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ grain boundaries as a function of misorientation angle. *Appl. Phys. Lett.*, 72(16):2038–2040.
- [Jahn et Teller, 1937] JAHN, A. H. et TELLER, E. (1937). *Proc.*, 161:220.
- [Jander *et al.*, 2005] JANDER, A., SMITH, C. et SCHNEIDER, R. (2005). Magnetoresistive sensors for nondestructive evaluation. *International Symposium Nondestructive Evaluation for Health Monitoring and Diagnostics Conference 5770*.
- [Jiles, 1991] JILES, D. (1991). *Introduction to magnetism and magnetic materials*.
- [Jin *et al.*, 1994] JIN, S., T. H. TIEFEL, M. M., FASTNACHT, R. A., RAMESH, R. et CHEN, L. H. (1994). *Science*, 264:413.
- [Jin *et al.*, 1995] JIN, S., TIEFEL, T. H., MCCORMACK, M., O'BRYAN, H. M., CHEN, L. H., RAMESH, R. et SCHURIG, D. (1995). Thickness dependence of magnetoresistance in $La - Ca - Mn - O$ epitaxial films. *Appl. Phys. Lett.*, 67(4):557–559.
- [Jonker et Santen, 1950] JONKER, G. et SANTEN, J. V. (1950). Ferromagnetic compounds of manganese with perovskite structure. *Physica*, 16:337–349.
- [Ju *et al.*, 1994] JU, H. L., KWON, C., LI, Q., GREENE, R. L. et VENKATESAN, T. (1994). Giant magnetoresistance in $La_{1-x}Sr_xMnO_z$ films near room temperature. *Appl. Phys. Lett.*, 65(16):2108–2110.
- [Julliere, 1975] JULLIERE, M. (1975). Tunneling between ferromagnetic films. *Phys. Lett.*, 54A:225.
- [Kaplan et Gehring, 1993] KAPLAN, B. et GEHRING, G. (1993). The domain structure in ultrathin magnetic films. *J. Magn. Magn. Mater.*, 128:111–116.

- [Kawakami *et al.*, 1996] KAWAKAMI, R. K., ESCORCIA-APARICIO, E. J. et QIU, Z. Q. (1996). Symmetry-induced magnetic anisotropy in Fe films grown on stepped $Ag(001)$. *Phys. Rev. Lett.*, 77(12):2570–2573.
- [Kent *et al.*, 1999] KENT, A. D., RÜDIGER, U. et YU, J. (1999). Magnetoresistance, micromagnetism, and domain wall effects in epitaxial Fe and Co structures with stripe domains. *J. Appl. Phys.*, 85:5243–5248.
- [Kerr, 1877] KERR, J. (1877). On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet. *Philos. Mag.*, 3:321–343.
- [Kläui, 2008] KLÄUI, M. (2008). Head-to-head domain walls in magnetic nanostructures. *J. Phys. : Condens. Matter*, 20:1–20.
- [Kondorsky, 1940] KONDORSKY, E. (1940). *J. Phys. (USSR)*, 2:161.
- [Konoto *et al.*, 2004] KONOTO, M., KOHASHI, T., KOIKE, K., ARIMA, T., KANEKO, Y., TOMIOKA, Y. et TOKURA, Y. (2004). Magnetic domain structure of a $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (001) surface observed by a spin-polarized scanning electron microscope. *Appl. Phys. Lett.*, 84(13):2361–2363.
- [Koo *et al.*, 1997] KOO, T. Y., PARK, S. H., LEE, K.-B. et JEONG, Y. H. (1997). Anisotropic strains and magnetoresistance of $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$. *Appl. Phys. Lett.*, 71(7):977–979.
- [Koubaa, 2005] KOUBAA, M. (2005). *Études, optiques et magnéto-optiques de films minces contraints en $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$: rôle des paramètres de croissance et influence de l'épaisseur*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, université de Sfax.
- [Koubaa *et al.*, 2004] KOUBAA, M., HAGHIRI-GOSNET, A.-M., RENARD, J., VEIS, M., KOLINSKY, V., VISNOVSKY, S., LECOEUR, P., PRELLIER, W. et MERCEY, B. (2004). Magneto-optical spectroscopy of strained $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ thin films grown by 'laser MBE'. *J. Magn. Magn. Mater.*, 272-276:1812–1813.
- [Krams *et al.*, 1994] KRAMS, P., HILLEBRANDS, B., GÜNTHERODT, G. et OEPEN, H. P. (1994). Magnetic anisotropies of ultrathin Co films on $Cu(1113)$ substrates. *Phys. Rev. B*, 49(5):3633–3636.
- [Kubota *et al.*, 2007] KUBOTA, M., TANIUCHI, T., YASUHARA, R., KUMIGASHIRA, H., OSHIMA, M., ONO, K., OKAZAKI, H., WAKITA, T., YOKOYA, T., AKINAGA, H., LIPPMAN, M., KAWASAKI, M. et KOINUMA, H. (2007). Magnetic domain structure of a technically patterned ferromagnetic $La_{0.6}Sr_{0.4}MnO_3$ thin film. *Appl. Phys. Lett.*, 91(18):182503.
- [Kubrakov *et al.*, 1998] KUBRAKOV, N. F., ZVEZDIN, A. K., ZVEZDIN, K. A. et KOTOV, V. A. (1998). New intensity magneto-optical effect in materials exhibiting giant magnetoresistance. *J. EXPERIMENTAL AND THEORETICAL PHYSICS*, 87:600.
- [Kusters *et al.*, 1989] KUSTERS, R., SINGLETON, J., KEEN, D., MCGREEVY, R. et HAYES, W. (1989). Magnetoresistance measurements on the magnetic semiconductor $Nd_{0.5}Pb_{0.5}MnO_3$. *Physica B : Condensed Matter*, 155:362–365.
- [Lacour, 2002] LACOUR, D. (2002). *L'effet tunnel dépendant du spin comme sonde du micromagnétisme et du transport d'électrons chauds : application aux capteurs*. Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy I.
- [Lecoeur *et al.*, 1997] LECOEUR, P., TROUILLOUD, P. L., XIAO, G., GUPTA, A., GONG, G. Q. et LI, X. W. (1997). Magnetic domain structures of $La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3$ thin films with different morphologies. *J. Appl. Phys.*, 82(8):3934–3939.
- [Li *et al.*, 2001] LI, Q., HU, Y. F. et WANG, H. S. (2001). Domain wall resistance in ultrathin manganite films. *J. appl. Phys.*, 89(11):6952–6954.
- [Li et Wang, 2001] LI, Q. et WANG, H. S. (2001). Anomalous domain wall magnetoresistance in ultrathin manganite films near $m\tilde{U}_i$ transition boundary. *J. Superconductivity : Incorporating Novel Magnetism*, 14:231.
- [Li *et al.*, 2003] LI, R.-W., SUN, J.-R., LI, Q.-A., ZHU, T., ZHANG, S.-Y. et SHEN, B.-G. (2003). Magnetic transition and large low-field magnetoresistance near Curie temperature in polycrystalline $La_{2/3}A_{1/3}MnO_3$ ($A = Ca, Sr$). *J. Appl. Phys.*, 93:8092–8094.
- [Li *et al.*, 1997] LI, X. W., GUPTA, A., XIAO, G. et GONG, G. Q. (1997). Low-field magnetoresistive properties of polycrystalline and epitaxial perovskite manganite films. *Appl. Phys. Lett.*, 71(8):1124–1126.
- [Lu *et al.*, 1996] LU, Y., LI, X. W., GONG, G. Q., XIAO, G., GUPTA, A., LECOEUR, P., SUN, J. Z., WANG, Y. Y. et DRAVID, V. P. (1996). Large magnetotunneling effect at low magnetic fields in micrometer-scale epitaxial $La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3$ tunnel junctions. *Phys. Rev. B*, 54(12):R8357–R8360.
- [Manchon, 2007] MANCHON, A. (2007). *Magnétorésistance et Transfert de Spin dans les Jonctions Tunnel Magnétiques*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier.
- [Mathews et Boschker, 2010] MATHEWS, M. and Houwman, E. P. et BOSCHKER, H., R. G. B. D. H. A. (2010). Magnetization reversal mechanism in $La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3$ thin films on $NdGaO_3$ substrates. *J. Appl. Phys.*, 107:013904.
- [Mathews, 2007] MATHEWS, M. (2007). *Structural and magnetic properties of epitaxial $La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3$ films and nanostructures*. Thèse de doctorat, University of Twente.

- [Mathews *et al.*, 2005] MATHEWS, M., POSTMA, F. M., LODDER, J. C., JANSEN, R., RIJNDERS, G. et BLANK, D. H. A. (2005). Step-induced uniaxial magnetic anisotropy of $La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3$ thin films. *Appl. Phys. Lett.*, 87(24):242507.
- [Mathur *et al.*, 1997] MATHUR, N. D., BURNELL, G., ISAAC, S. P., JACKSON, T. J., TEO, B.-S., MACMANUS-DRISCOLL, J. L., COHEN, L. F., EVETTS, J. E. et BLAMIRE, M. G. (1997). Large low-field magnetoresistance in $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ induced by artificial grain boundaries. *Nature*, 387:266 – 268.
- [Mathur *et al.*, 1999] MATHUR, N. D., LITTLEWOOD, P. B., TODD, N. K., ISAAC, S. P., TEO, B.-S., KANG, D.-J., TARTE, E. J., BARBER, Z. H., EVETTS, J. E. et BLAMIRE, M. G. (1999). Resistance of a domain wall in $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$. *J. Appl. Phys.*, 86(11):6287–6290.
- [Mcguire et Potter, 1975] MCGUIRE, T. R. et POTTER, R. I. (1975). Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys. *IEEE Trans. Magn.*, 11(4):1018 – 1038.
- [Méchin *et al.*, 2008] MÉCHIN, L., ROUTOURE, J.-M., MERCONE, S., YANG, F., FLAMENT, S. et CHAKALOV, R. A. (2008). $1/f$ noise in patterned $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ thin films in the 300-400 K range. *J. Appl. Phys.*, 103(8):083709.
- [McMichael et Donahue, 1997] MCMICHAEL, R. D. et DONAHUE, M. J. (1997). Head to head domain wall structures in thin magnetic strips. *IEEE Trans. Magn.*, 33:4167.
- [Mendome, 2007] MENDOME, L. N. (2007). *Surfaces Nanostructurées de Nickel électrodéposé par divers substrats de dépôt : Etude de la croissance d'interface et des caractéristiques magnétiques*. Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne.
- [Mercone *et al.*, 2005] MERCONE, S., PERRONI, C. A., CATAUDELLA, V., ADAMO, C., ANGELONI, M., ARUTA, C., DE FILIPPIS, G., MILETTO, F., OROPALLO, A., PERNA, P., PETROV, A. Y., Scotti di UCCIO, U. et MARITATO, L. (2005). Transport properties in manganite thin films. *Phys. Rev. B*, 71(6):064415.
- [Mistrik *et al.*, 2006] MISTRİK, J., YAMAGUCHI, T., VEIS, M., L. E., VISNOVSKY, S., KOUBAA, M., HAGHIRI-GOSNET, A.-M., L. P., RENARD, J. P., PRELLIER, W. et MERCEY, B. (2006). Magneto-optical and optical spectroscopic ellipsometries of $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ thin films. *J. Appl. Phys.*, 99:08Q317.
- [Montaigne, 1999] MONTAIGNE, F. (1999). *Effet tunnel dépendant du spin : Des simples aux doubles jonctions*. Thèse de doctorat, Université Paris VII- Denis Diderot.
- [Montaigne *et al.*, 2000] MONTAIGNE, F., GOGOL, P., BRIATICO, J., MAURICE, J. L., DAU, F. N. V., PETROFF, F., FERT, A. et SCHUHL, A. (2000). Magnetoresistive tunnel junctions deposited on laterally modulated substrates. *Phys. Rev. Lett.*, 76(22):3286–3288.
- [Mooodera *et al.*, 1995] MOODERA, J. S., KINDER, L. R., WONG, T. M. et MESERVEY, R. (1995). Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 74(16):3273–3276.
- [Morrish, 1983] MORRISH, A. (1983). *The physical principles of magnetism*. R.E. Krieger Publishing.
- [Moskowitz, 1991] MOSKOWITZ, B. M. (1991). Hitchhiker's guide to magnetism. Rapport technique, the Institute for Rock Magnetism.
- [Nassar, 1999] NASSAR, J. (1999). *Magnétorésistance tunnel de jonctions à base de métaux de transition et oxydes ferromagnétiques*. Thèse de doctorat, École Polytechnique.
- [Néel, 1950] NÉEL, L. (1950). Théorie du traînage magnétique des substances massives dans le domaine de rayleigh. *J. Phys. Radium*, Tome XI:49–61.
- [Néel, 1951] NÉEL, L. (1951). Le traînage magnétique. *J. Phys. Radium*, Tome 12:339–351.
- [Néel, 1952] NÉEL, L. (1952). Théorie du traînage magnétique de diffusion. *J. Phys. Radium*, Tome 13:249–264.
- [Néel, 1968] NÉEL, L. (1968). Parois dans les films minces. *J. Phys.*, 29:C2–87.
- [Nozières, 1998] NOZIÈRES, J. P. (1998). Ferromagnetisme. *T.I.*, page E1730.
- [O'Donnell *et al.*, 1996] O'DONNELL, J., ONELLION, M., RZCHOWSKI, M. S., ECKSTEIN, J. N. et BOZOVIC, I. (1996). Magnetoresistance scaling in mbe-grown $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ thin films. *Phys. Rev. B*, 54(10):R6841–R6844.
- [O'Donnell *et al.*, 1997a] O'DONNELL, J., ONELLION, M., RZCHOWSKI, M. S., ECKSTEIN, J. N. et BOZOVIC, I. (1997a). Anisotropic properties of molecular beam epitaxy-grown colossal magnetoresistance manganite thin films. *J. Appl. Phys.*, 81(8):4961–4963.
- [O'Donnell *et al.*, 1997b] O'DONNELL, J., ONELLION, M., RZCHOWSKI, M. S., ECKSTEIN, J. N. et BOZOVIC, I. (1997b). Low-field magnetoresistance in tetragonal $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ films. *Phys. Rev. B*, 55(9):5873–5879.
- [Palanisami *et al.*, 2002] PALANISAMI, A., MERITHEW, R. D., WEISSMAN, M. B., WARUSAWITHANA, M. P., HESS, F. M. et ECKSTEIN, J. N. (2002). Small conductance fluctuations in a second-order colossal magnetoresistive transition. *Phys. Rev. B*, 66:092407.
- [Pallecchi *et al.*, 2007] PALLECCHI, I., GADALETA, A., PELLEGRINO, L., GAZZADI, G. C., BELLINGERI, E., SIRI, A. S. et MARRÉ, D. (2007). Probing of micromagnetic configuration in manganite channels by transport measurements. *Phys. Rev. B*, 76(17):174401.

- [Pannetier-Lecoeur *et al.*, 2011] PANNETIER-LECOEUR, M., PARKKONEN, L., SERGEEVA-CHOLLET, N., POLOVY, H. *et al.*, C. F. (2011). Magnetocardiography with sensors based on giant magnetoresistance. *Appl. Phys. Lett.*, 98:153705.
- [Parkin *et al.*, 2004] PARKIN, S. S. P., KAISER, C., PANCHULA, A., RICE, P. M., HUCHES, B., SAMANT, M. *et al.*, YANG, S. H. (2004). Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with $MgO(100)$ tunnel barriers. *Nature materials*, 3:862–867.
- [Parkin *et al.*, 1991] PARKIN, S. S. P., LI, Z. *et al.* SMITH, D. J. (1991). Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers. *Appl. Phys. Lett.*, 58:2710–2712.
- [Perna, 2008] PERNA, P. (2008). *Colossal magnetoresistive manganites for sensing applications*. Thèse de doctorat, Université de Caen, Université de Cassino.
- [Perna *et al.*, 2010] PERNA, P., MÉCHIN, L., SAÏB, M., CAMARERO, J. *et al.* FLAMENT, S. (2010). Imaging the magnetization reversal of step-induced uniaxial magnetic anisotropy in vicinal epitaxial $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ films. *New Journal of physics*, 12:103030.
- [Perna *et al.*, 2011] PERNA, P., RODRIGO, C., JIMÉNEZ, E., TERAN, F. J., MIKUSZEIT, N., MÉCHIN, L., CAMARERO, J. *et al.* MIRANDA, R. (2011). Tailoring magnetic anisotropy in epitaxial half metallic $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ thin films. *J. Appl. Phys.*, 110(1):013919.
- [Pippard, 1989] PIPPARD, A. B. (1989). *Magnetoresistance in metals*. Cambridge University Press.
- [Prasad *et al.*, 2007] PRASAD, R., GAUR, A., SIWACH, P. K., VARMA, G. D., KAUR, A. *et al.* SINGH, H. K. (2007). Effect of large compressive strain on low field electrical transport in $La_{0.88}Sr_{0.12}MnO_3$ thin films. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 40:2954 – 2960.
- [Prejbeanu, 2001] PREJBEANU, I.-L. (2001). *Configurations de L'aimantation dans des objets magnétiques à dimensionnalité réduite. Relation entre magnétisme et transport*. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg.
- [Prieto *et al.*, 2008] PRIETO, P., CAMARERO, J., MARCO, J. F., JIMÉNEZ, E., BENAYAS, J. M. *et al.* SANZ, J. M. (2008). Characterization of nanocrystalline permalloy thin films obtained by nitrogen IBAD. *IEEE. Trans. Magn.*, 44:3913.
- [Qui *et al.*, 2000] QUI, Z. Q. *et al.* BADER, S. D. (2000). Surface magneto-optic kerr effect. *Rev. Sc. Instr.*, 71:1243–1255.
- [Ramirez, 1997] RAMIREZ, A. P. (1997). Colossal magnetoresistance. *J. Phys. : Condens. Matter*, 9:8171–8199.
- [Ripka, 2003] RIPKA, P. (2003). Advances in fluxgate sensors. *Sensors and Actuators A*, 106:8 – 14.
- [Routoure *et al.*, 2007] ROUTOURE, J. M., FADIL, D., FLAMENT, S. *et al.* MÉCHIN, L. (2007). A low-noise high output impedance dc current source. *In Proceeding ICNF conference*.
- [Ruotolo *et al.*, 2007a] RUOTOLO, A., MILETTO GRANOZIO, F., OROPALLO, A., PEPE, G., PERNA, P., Scotti di UCCIO, U., PULLINI, D., INNOCENTI, G. *et al.* PERLO, P. (2007a). Novel low-field magnetoresistive devices based on manganites. *J. Magn. Magn. Mater.*, 310:e684–e686.
- [Ruotolo *et al.*, 2007b] RUOTOLO, A., OROPALLO, A., GRANOZIO, F. M., PEPE, G. P., PERNA, P., di UCCIO, U. S. *et al.* PULLINI, D. (2007b). Current-induced domain wall depinning and magnetoresistance in $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ planar spin valves. 91(13):132502.
- [Ruotolo *et al.*, 2006] RUOTOLO, A., OROPALLO, A., MILETTO GRANOZIO, F., PEPE, G. P., PERNA, P. *et al.* Scotti di UCCIO, U. (2006). Magnetic and magnetotransport properties of $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ /permalloy heterostructures. *Appl. Phys. Lett.*, 88(25):252504.
- [Saïb, 2007] SAÏB, M. (2007). *Imagerie magnéto-optique du retournement de l'aimantation dans des couches minces de $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$* . Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie.
- [Saïb *et al.*, 2008] SAÏB, M. *and* Belmeguenai, M. M. L., BLOYET, D. *et al.* FLAMENT, S. (2008). Magnetization reversal in patterned $La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3$ thin films by magneto-optical kerr imaging. *J. Appl. Phys.*, 103:113905.
- [Saurel, 2005] SAUREL, D. (2005). *Etude de la séparation de phase magnétique dans les manganites à effet CMR par diffusion de neutrons aux petits angles*. Thèse de doctorat, Université de Caen Basse Normandie.
- [Shearwood *et al.*, 1994] SHEARWOOD, C., BLUNDELL, S. J., BAIRD, M. J., BLAND, J. A. C., GESTER, M., AHMED, H. *et al.* HUGHES, H. P. (1994). Magnetoresistance and magnetization in submicron ferromagnetic gratings. *J. Appl. Phys.*, 75:5249–5256.
- [Sierra, 2010] SIERRA, C. M. (2010). *New features in solution derived $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ thin films : spontaneous outcropping and nanoscale reversible resistive switching*. Thèse de doctorat, Universitat Autònoma de Barcelona.
- [Sirena *et al.*, 2001a] SIRENA, M., STEREN, L. B. *et al.* GUIMPEL, J. (2001a). Magnetic after-effect in manganite films. *J. Magn. Magn. Mater.*, 226-230:847–848.
- [Sirena *et al.*, 2001b] SIRENA, M., STEREN, L. B. *et al.* GUIMPEL, J. (2001b). Magnetic relaxation in bulk and film manganite compounds. *Phys. Rev. B*, 64:104409.

- [Siwach *et al.*, 2003] SIWACH, P. K., SINGH, D. P., SINGH, H. K., KHARE, N., SINGH, A. K. et SRIVASTAVA, O. N. (2003). Effect of substrate on magneto-transport properties of polycrystalline manganite films. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 36(12):1361.
- [Siwach *et al.*, 2008] SIWACH, P. K., SINGH, H. K. et SRIVASTAVA, O. N. (2008). Low field magnetotransport in manganites. *J. Phys. : Condens. Matter*, 20:273201.
- [Smit, 1951] SMIT, J. (1951). Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures. *Physica*, XVI:612–621.
- [Sánchez *et al.*, 1995] SÁNCHEZ, R. D., RIVAS, J., VÁZQUEZ-VÁZQUEZ, C., LOPEZ-QUINTELA, A., CAUSA, M. T., TOVAR, M. et OSEROFF, S. (1995). Giant magnetoresistance in fine particle of $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ synthesized at low temperatures. *Appl. Phys. Lett.*, 68:134.
- [Sofin *et al.*, 2005] SOFIN, R. G. S., ARORA, S. K. et SHVETS, I. V. (2005). Study of magnetoresistance of epitaxial magnetite films grown on vicinal mgo (100) substrate. *J. Appl. Phys.*, 97(10):10D315.
- [Soh *et al.*, 2003] SOH, Y.-A., AEPPLI, G., KIM, C.-Y., MATHUR, N. D. et BLAMIRE, M. G. (2003). Magnetic domain structure and lattice distortions in manganite films under tensile strain. *J. Appl. Phys.*, 93(10):8322–8324.
- [Solignac *et al.*, 2011] SOLIGNAC, A., GUERRERO, R., AGNUS, G., FERMON, C., PANNETIER-LECOEUR, M. et LECOEUR, P. (2011). Magnetic tunnels junctions for all-oxide spin valves devices. *J. Phys : Conf.*, 303:012059.
- [Steenbeck et Hiergeist, 1999] STEENBECK, K. et HIERGEIST, R. (1999). Magnetic anisotropy of ferromagnetic $La_{0.7}(Sr,Ca)_{0.3}MnO_3$ epitaxial films. *Appl. Phys. Lett.*, 75(12):1778–1780.
- [Steinbeiß *et al.*, 2000] STEINBEIß, E., STEENBECK, K., EICK, T. et KIRSCH, K. (2000). Epitaxial thin films of magnetic perovskites preparation, properties and possible applications. *Vacuum*, 58:135–148.
- [Steren *et al.*, 2002] STEREN, L. B., SIRENA, M. et GUIMPEL, J. (2002). Magnetic ordered phase in $La_{0.6}Sr_{0.4}MnO_3$ ferromagnets. *Phys. Rev. B*, 65(9):094431.
- [Stoner et Wohlfarth, 1948] STONER, E. C. et WOHLFARTH, E. P. (1948). A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *Philos. Trans. Roy. Soc. A*, 240:599–642.
- [Stutzke *et al.*, 2005] STUTZKE, N. A., RUSSEK, S. E. et PAPPAS, D. P. (2005). Low-frequency noise measurements on commercial magnetoresistive magnetic field sensors. *J. Appl. Phys.*, 97:10Q107.
- [Sugano et Kojima, 1999] SUGANO, S. et KOJIMA, N. (1999). *Magneto optics*. Springer.
- [Sun *et al.*, 1998] SUN, J. Z., ABRAHAM, D. W., ROCHE, K. et PARKIN, S. S. P. (1998). Temperature and bias dependence of magnetoresistance in doped manganite thin film trilayer junctions. *Appl. Phys. Lett.*, 73(7):1008–1010.
- [Suzuki *et al.*, 1997] SUZUKI, Y. and Hwang, H. Y., CHEONG, S.-W. et VAN DOVER, R. B. (1997). The role of strain in magnetic anisotropy of manganite thin films. *Appl. Phys. Lett.*, 71(1):140–142.
- [Suzuki et Hwang, 1999] SUZUKI, Y. et HWANG, H. Y. (1999). Anisotropy of magnetoresistance in (110) $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ thin films. *J. Appl. Phys.*, 85(8):4797–4799.
- [Suzuki *et al.*, 1998] SUZUKI, Y., HWANG, H. Y., CHEONG, S.-W., SIEGRIST, T., van DOVER, R. B., ASAMITSU, A. et TOKURA, Y. (1998). Magnetic anisotropy of doped manganite thin films and crystals. *J. Appl. Phys.*, 83:7064–7066.
- [Suzuki *et al.*, 2000] SUZUKI, Y., WU, Y., YU, J., RUEDIGER, U., KENT, A. D., NATH, T. K. et EOM, C. B. (2000). Domain structure and magnetotransport in epitaxial colossal magnetoresistance thin films. *J. Appl. Phys.*, 87:6746–6748.
- [Taniuchi *et al.*, 2006] TANIUCHI, T., KUMIGASHIRA, H., OSHIMA, M., WAKITA, T., YOKOYA, T., KUBOTA, M., ONO, K., AKINAGA, H., LIPPMAA, M., KAWASAKI, M. et KOINUMA, H. (2006). Observation of step-induced magnetic domain formation in $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ thin films by photoelectron emission microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 89(11):112505.
- [Tatara et Fukuyama, 1997] TATARA, G. et FUKUYAMA, H. (1997). Resistivity due to a domain wall in ferromagnetic metal. *Phys. Rev. Lett.*, 78:3773–3776.
- [Tedrow et Meservey, 1973] TEDROW, P. M. et MESERVEY, R. (1973). Spin polarization of electrons tunneling from films of *Fe*, *Co*, *Ni*, and *Gd*. *Phys. Rev. B*, 7(1):318–326.
- [Thomson, 1857] THOMSON, W. (1857). On the electro-dynamic qualities of metals : Effects of magnetization on the electric of nickel and iron. *Proc. Roy. Soc.*, 8:546–550.
- [Tiusan, 2000] TIUSAN, C.-V. (2000). *Magnétisme et Transport Polarisé en Spin dans des Jonctions Tunnel Magnétiques. Utilisation du transport Tunnel comme une sonde micromagnétique*. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg.
- [Tokura *et al.*, 1996] TOKURA, Y., TOMIOKA, Y., KUWAHARA, H., ASAMITSU, A., MORITOMO, Y. et KASAI, M. (1996). Origins of colossal magnetoresistance in perovskite-type manganese oxides (invited). *J. Appl. Phys.*, 79(8):5288–5291.

- [Tokura et Tomiakab, 1999] TOKURA, Y. et TOMIAKAB, Y. (1999). Colossal magnetoresistive manganites. *J. Magn. Magn. Mater.*, 200:1–23.
- [Tondra et al., 1998] TONDRA, M., DAUGHTON, J. M., WANG, D., BEECH, R. S., FINK, A. et TAYLOR, J. A. (1998). Picotesla field sensor design using spin-dependent tunneling devices. *J. Appl. Phys.*, 83:6688–6690.
- [Urushibara et al., 5 II] URUSHIBARA, A., Y. MORITOMA, ARIMA, T. et A. ASAMITSU, G. Kido, Y. T. (1995-II). Insulator-metal transition and giant magnetoresistance in $La_{1-x}Sr_xMnO_3$. *Phys. Rev. B*, 51:14103–14109.
- [Van Santen et Jonker, 1950] VAN SANTEN, J. et JONKER, G. (1950). Electrical conductivity of ferromagnetic compounds of manganese with perovskite structure. *Physica*, 16:599–600.
- [Venkatesan et al., 1998] VENKATESAN, T., RAJESWARI, M., DONG, Z.-w., OGALE, S. B. et RAMESH, R. (1998). Manganite-based devices : opportunities, bottlenecks and challenges. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A :Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 356(1742):1661–1680.
- [Viret et al., 1997] VIRET, M., DROUET, M., NASSAR, J., CONTOUR, J. P., FERMON, C. et FERT, A. (1997). Low-field colossal magnetoresistance in manganite tunnel spin valves. *Europhys. Lett.*, 39:545–549.
- [Viret et al., 96 I] VIRET, M., VIGNOLES, D., COLE, D., COEY, J. M. D., ALLEN, W., DANIEL, D. S. et GREGG, J. F. (1996-I). Spin scattering in ferromagnetic thin films. *Phys. Rev. B*, 53:8464–8468.
- [von Helmolt et al., 1993] VON HELMOLT, R., WECKER, J., HOLZAPFEL, B., SCHULTZ, L. et SAMWER, K. (1993). Giant negative magnetoresistance in perovskitelike $La_{2/3}Ba_{1/3}MnO_x$ ferromagnetic films. *Phys. Rev. Lett.*, 71(14):2331–2333.
- [Wang et al., 2004] WANG, D., NORDMAN, C., DAUGHTON, J. M., QIAN, Z. et FINK, J. (2004). 70 % tmr at room temperature for SDT sandwich junctions with $CoFeB$ as free and reference layers. *IEEE. Trans. Magn.*, 40:2269–2271.
- [Wang et al., 2006] WANG, L. M., LIN, J.-K. et SHYU, J.-P. (2006). Magnetotransport properties of $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3/SrTiO_3$ superlattices. *Phys. Rev. B*, 74(18):184412.
- [Wang et al., 2008] WANG, S. G., WARD, R. C. C., DU, G. X., HAN, X. F., WANG, C. et KOHN, A. (2008). Temperature dependence of giant tunnel magnetoresistance in epitaxial $Fe/MgO/Fe$ magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. B*, 78:180411.
- [Wang et al., 1998] WANG, X. L., DOU, S. X., LIU, H. K., IONESCU, M. et ZEIMETZ, B. (1998). Large low-field magnetoresistance over a wide temperature range induced by weak-link grain boundaries in $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$. *Appl. Phys. Lett.*, 73(3):396–398.
- [Wang et al., 2003] WANG, Z.-H., CRISTIANI, G. et HABERMEIER, H.-U. (2003). Uniaxial magnetic anisotropy and magnetic switching in $La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3$ thin films grown on vicinal $SrTiO_3(100)$. *Appl. Phys. Lett.*, 82(21):3731–3733.
- [Warin, 1999] WARIN, P. (1999). *Magnétorésistance et configuration de domaines*. Thèse de doctorat, Université paris 6.
- [Warsito, 2003] WARSITO (2003). *Etude Magnéto Optique à effet Faraday du comportement de dispositifs supra-conducteurs à haute température critique*. Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie.
- [Weber et al., 1996] WEBER, W., BISCHOF, A., ALLENSPACH, R., BACK, C., FASSBENDER, J., MAY, U., SCHIRMER, B., JUNGLUT, R. M., GÜNTHERODT, G. et HILLEBRANDS, B. (1996). Structural relaxation and magnetic anisotropy in $Co/Cu(001)$ films. *Phys. Rev. B*, 54(6):4075–4079.
- [Weinstock, 1996] WEINSTOCK, H. (1996). *SQUID Sensors : Fundamentals, Fabrications and Applications*. NATO ASI Series.
- [Werner et al., 2011] WERNER, R., PETROV, A. Y., MINO, L. A., KLEINER, R., KOELLE, D. et DAVIDSON, B. A. (2011). Improved tunneling magnetoresistance at low temperature in manganite junctions grown by molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 98(8):162505.
- [Wolfman et al., 2001] WOLFMAN, J., HAGHIRI-GOSNET, A. M., RAVEAU, B., VIEU, C., CAMBRIL, E., CORNETTE, A. et LAUNOIS, H. (2001). Large domain wall magnetoresistance up to room temperature in $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ bridges with nanoconstrictions. *J. Appl. Phys.*, 89(11):6955–6957.
- [Wollan et Koehler, 1955] WOLLAN, E. O. et KOEHLER, W. (1955). Neutron diffraction study of the magnetic properties of the series of perovskite - type compounds $La_{1-x}Ca_xMnO_3$. *Phys. Rev.*, 100:545–563.
- [Wu, 2012] WU, S. (prévue pour 2012). *Mise en oeuvre de techniques de mesure pour la caractérisation de films minces peu bruyantes : Applications à des capteurs non refroidis à base de $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$* . Thèse de doctorat, Université de Caen.
- [Wu et al., 1999] WU, Y., SUZUKI, Y., RÜDIGER, U., YU, J., KENT, A. D., NATH, T. K. et EOM, C. B. (1999). Magnetotransport and magnetic domain structure in compressively strained colossal magnetoresistance films. *Appl. Phys. Lett.*, 75(15):2295–2297.
- [Xiao et al., 1992] XIAO, J. Q., JIANG, J. S. et CHIEN, C. L. (1992). Giant magnetoresistance in nonmultilayer magnetic systems. *Phys. Rev. B*, 68:3749–3752.

- [Xu *et al.*, 1999] XU, Y., DWORAK, V., DRECHSLER, A. et HARTMANN, U. (1999). Anisotropic low-field magnetoresistance of polycrystalline manganite sensors. *74(17):2513–2515*.
- [Yamaguchi *et al.*, 1998] YAMAGUCHI, S., OKIMOTO, Y., ISHIBASHI, K. et TOKURA, Y. (1998). Magneto-optical kerr effects in perovskite-type transition-metal oxides : $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ and $La_{1-x}Sr_xCoO_3$. *Phys. Rev. B*, 58(11):6862–6870.
- [Yang, 2005] YANG, F. (2005). *Bruit en 1/f de films minces de manganite $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ pour application en bolométrie*. Thèse de doctorat, Université de Caen.
- [Yang et Scheinfein, 1993] YANG, Z. J. et SCHEINFELD, M. R. (1993). Combined three-axis surface magneto-optical kerr effects in the study of surface and ultrathin-film magnetism. *J. Appl. Phys.*, 74:6810–6823.
- [Yau *et al.*, 2007] YAU, J.-B., HONG, X., POSADAS, A., AHN, C. H., GAO, W., ALTMAN, E., BASON, Y., KLEIN, L., SIDOROV, M. et KRIVOKAPIC, Z. (2007). Anisotropic magnetoresistance in colossal magnetoresistive $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ thin films. *J. Appl. Phys.*, 102:103901.
- [Yuasa et Djayaprawira, 2007] YUASA, S. et DJAYAPRAWIRA, D. D. (2007). Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline mgo(0 0 1) barrier. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(21):R337.
- [Zener, 1951] ZENER, C. (1951). Interaction between the d- shells in the transition metals. ferromagnetic compounds of manganese with perovskite structure. *Phys. Rev.*, 82:403–405.
- [Zhao *et al.*, 2002] ZHAO, D., LIU, F., HUBER, D. L. et LAGALLY, M. G. (2002). Step-induced magnetic-hysteresis anisotropy in ferromagnetic thin films. *J. Appl. Phys.*, 91(5):3150–3153.
- [Zhao *et al.*, 2001] ZHAO, Y.-P., GAMACHE, R. M., WANG, G.-C., LU, T.-M., PALASANTZAS, G. et HOSSON, J. T. M. D. (2001). Effect of surface roughness on magnetic domain wall thickness, domain size, and coercivity. *J. Appl. Phys.*, 89(2):1325–1330.
- [Zhuang *et al.*, 2011] ZHUANG, X., CORDIER, C., SAEZ, S., SING, M. L. C., DOLABDJIAN, C., GAO, J., LI, J. F. et VIEHLAND, D. (2011). Theoretical analysis of the intrinsic magnetic noise spectral density of magnetostrictive-piezoelectric laminated composites. *J. Appl. Phys.*, 109:124512.
- [Ziese, 2005] ZIESE, M. (2005). Magnetocrystalline anisotropy transition in $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ films. *Phys. Stat. Sol. B*, 242:R116–R117.
- [Ziese, 2006] ZIESE, M. (2006). Study of the micromagnetic structure of a $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ film. *Phys. Status Solidi B*, 243:1383–1389.
- [Ziese et Sena, 1998] ZIESE, M. et SENA, S. P. (1998). Anisotropic magnetoresistance of thin $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ films. *J. Phys. : Condens. Matter*, 10:2727–2737.
- [Zvedin et Kotov, 1997] ZVEDIN, A. K. et KOTOV, V. A. (1997). *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials*. Institute of Physics Publishing.