



**HAL**  
open science

# Configurations de l'aimantation dans des objets magnétiques à dimensionalité réduite. Relation entre magnétisme et transport

Ioan Lucian Prejbeanu

► **To cite this version:**

Ioan Lucian Prejbeanu. Configurations de l'aimantation dans des objets magnétiques à dimensionalité réduite. Relation entre magnétisme et transport. Matière Condensée [cond-mat]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2001. Français. NNT: . tel-00003050

**HAL Id: tel-00003050**

**<https://theses.hal.science/tel-00003050>**

Submitted on 25 Jun 2003

**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.

## **THESE**

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG**

Spécialité:

**PHYSIQUE DE LA MATIERE CONDENSEE**

présentée par

**Ioan - Lucian PREJBEANU**

---

**CONFIGURATIONS DE L'AIMANTATION DANS DES  
OBJETS MAGNETIQUES A DIMENSIONALITE REDUITE.  
RELATION ENTRE MAGNETISME ET TRANSPORT**

---

soutenue: le 12 décembre 2001

### **Composition du jury:**

<b>Rapporteurs:</b>	François GAUTIER Luc PIRAUX Jean-Louis PORTESEIL
<b>Examineur:</b>	Claude CHAPPERT
<b>Directeur de thèse:</b>	Kamel OUNADJELA
<b>Invités:</b>	Emil BURZO Ursula EBELS Michel VIRET

---

## Résumé

Ce travail de thèse est constitué de deux parties distinctes.

La première consiste en l'étude de la magnéto-résistance de parois de domaines magnétiques dans des nanofils de cobalt monocristallin. Ces nanofils ont été fabriqués par lithographie électronique et gravure à partir de films minces épitaxiés, à forte anisotropie uniaxiale planaire. Le confinement de l'aimantation qui résulte de la nanostructuration affecte fortement sa distribution. Différentes configurations micromagnétiques sont induites dans ces fils selon qu'ils sont découpés parallèlement ou perpendiculairement à l'axe de facile aimantation cristallin. Ces configurations dépendent fortement de l'histoire magnétique. Le retournement de l'aimantation dans ces fils a été étudié en détail, à l'aide de mesures de magnéto-transport. Celles-ci ont été interprétées dans le cadre des modèles décrivant la magnéto-résistance de parois et les effets galvanomagnétiques classiques des matériaux ferromagnétiques. Il ressort de cette étude que la contribution magnéto-résistive des parois est positive et augmente à basse température.

La seconde partie de ce travail est consacrée à l'étude du magnétisme des réseaux de plots circulaires de cobalt polycristallin, fabriqués par nano-impression. Dans les réseaux les moins denses, où les interactions magnéto-statiques entre plots sont négligeables, différents mécanismes de renversement de l'aimantation ont été identifiés en fonction des dimensions des objets: une rotation cohérente de l'aimantation ou la formation d'un, voire de deux vortex. Dans les réseaux les plus denses, les interactions magnéto-statiques sont à l'origine de phénomènes de renversement collectif de l'aimantation. Elles entraînent la formation, par un processus d'avalanche, de chaînes de plots monodomaines ou contenant des vortex de sens de circulation identique. Elles imposent au processus de renversement, et notamment au champ de nucléation, d'être anisotrope, de symétrie identique à celle de la maille du réseau.

**Mots clefs :** Couches minces épitaxiées, Nanostructures magnétiques, Parois de domaines, Microscopie à force magnétique, Effets galvanomagnétiques, Magnéto-résistance de parois, Interactions magnéto-statiques, Micromagnétisme

---

## Abstract

In this work, two different aspects of the magnetic properties in systems of small dimensions have been investigated.

The first aspect concerns the domain wall magnetoresistance in monocristallin cobalt nanowires of rectangular section. These nanowires were fabricated by electron-beam lithography and dry etching from epitaxial cobalt thin films with strong in-plane uniaxial anisotropy. The reduction of the lateral size of the system influences drastically the distribution of the magnetization. Different micromagnetic configurations are obtained in wires, depending on their orientation, parallel or perpendicular, with respect to the easy magnetocrystalline axis. These configurations are strongly affected by the magnetic history. The magnetization reversal in the wires was studied by magnetotransport measurements and interpreted in the context of models of domain walls scattering and conventional galvanomagnetic effects in ferromagnetic materials. The domain wall magnetoresistance obtained from this study is positive and increases at low temperature.

The second part is dedicated to the study of arrays of polycrystalline circular cobalt dots, fabricated by nanoimprint. For the case of widely spaced arrays, where the magnetostatic interactions between dots are negligible, different magnetization reversal mechanisms were identified, as a function of the dot dimensions: a coherent rotation of the magnetization and the formation of one or two vortices. For a dense array, the magnetostatic interactions generate collective magnetization reversal phenomena. These interactions lead to the formation, by an avalanche mechanism, of single-domain state chains or vortex-state chains, with identical rotation sense. Furthermore, they give rise to a quadratic anisotropy of the reversal process, and namely of the vortex nucleation field.

**Keywords :** Epitaxial thin films, Magnetic nanostructures, Domain and domain walls, Magnetic force microscopy, Galvanomagnetic effects, Domain wall magnetoresistance, Magnetostatic interactions, Micromagnetics

---

## Discipline

Physique de la matière condensée

## Laboratoire

Groupe d'Etude des Matériaux Métalliques  
Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg (UMR 7504 du CNRS)  
23, rue du Loess, F-67037 Strasbourg

---

# Remerciements

---

Le travail présenté dans ce mémoire de thèse a été réalisé à l'*Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg (IPCMS)*, au sein du *Groupe d'Etude des Matériaux Métalliques (GEMM)* ainsi que dans les salles blanches des laboratoires *DRECAM – SPEC* de *CEA Saclay*. A travers quelques lignes, je voudrais évoquer tous ceux qui, par leurs conseils, par leur compétence ou tout simplement par leur chaleur humaine, ont contribué au bon déroulement de cette thèse.

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à mon directeur de thèse **Kamel Ounadjela**. Grâce aux collaborations, mais aussi aux conférences auxquelles il m'a permis de participer durant les trois années de thèse il m'a donné toutes les chances nécessaires pour mener à bien ce travail. J'ai ainsi pu aborder des domaines scientifiques très variés, mais aussi rencontrer et discuter avec beaucoup de chercheurs. Sa disponibilité et son optimisme contagieux m'ont été très précieuses tout au long de ce travail et ce fut pour moi un plaisir de travailler à ses côtés.

Le fait que Messieurs **Claude Chappert**, **François Gautier**, **Luc Piraux** et **Jean-Louis Porteseil** ont fait partie du jury de soutenance est un honneur pour moi dont je les remercie vivement. Je leur suis très reconnaissant de leur relecture attentive et de leurs remarques objectives, qui ont contribué à l'amélioration du manuscrit.

Cette thèse n'aurait pas pu se réaliser sans les accords de coopération franco-roumains mis en œuvre à l'université Babes-Bolyai de Cluj par **Emil Burzo**, qui nous a permis de découvrir le goût pour le magnétisme et la physique du solide. Merci encore pour la confiance accordée.

**Michel Viret** a été le co-directeur officieux de ma thèse. Par ses conseils judicieux, sa disponibilité et son expérience dans les mesures de magnéto-transport et des étapes de la lithographie électronique, il a énormément contribué à l'achèvement de ce travail. Merci pour toutes les soirées sympas à Paris et Saint-Aubin.

**Ursula Ebels**, dès mon arrivée au laboratoire et jusqu'au moment de la soutenance elle a été d'une très grande disponibilité et a su m'ouvrir les portes nécessaires à la bonne marche de mes travaux.

La collaboration avec l'équipe de **Yong Chen** du laboratoire de photonique et des nanostructures de Bagneux et notamment avec **Marco Natali** m'a énormément apporté, tant sur le plan expérimental que théorique. Les nuits passées au microscope à force magnétique nous ont permis de mettre en évidence les effets des interactions magnétostatiques des réseaux de plots de cobalt sur des échantillons d'excellente qualité, fabriqués dans leur laboratoire.

**Jacek Arabski**, qui m'a appris la technique de dépôt de couches minces par épitaxie par jet moléculaire et qui a représenté une aide constante durant les trois années. Merci encore une fois pour le nombre impressionnant d'échantillons de très bonne qualité, mais aussi pour ses gourmandises.

**Yves Henry**, pour toutes les discussions fructueuses et enrichissantes, pour sa rigueur scientifique et pour la lecture attentive et critique de certaines parties du manuscrit.

**Eric Beaupaire** (pour les mesures d'effet Kerr), **Samy Boukari**, **Alain Derory** (pour les mesures SQUID), **Gaby Ehret** (pour la microscopie électronique à transmission), **Sylvain Eimer**, **Jacques Faerber**, **Jean-Paul Kappler**, **Francine Lapp** et **Véronique Wernher** (pour leur gentillesse et disponibilité), **Pierre Panissod** (pour la lecture critique du dernier chapitre), **Richard Poinot** (qui m'a initié à l'AGFM), **Daniel Spor** (celui pour qui l'électronique n'a plus de secrets et la tarte aux figues non plus), **Daniel Stoeffler** (pour l'aide administrative sur les contrats), **C. Uhlaq** et **Guy Schmerber** (pour les mesures de rayons X), **Gérard Wurtz** (pour la microscopie électronique par transmission et pour sa gentillesse).

Enfin, je remercie tous les collègues que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant mon séjour au laboratoire. Par leur gentillesse, leur sympathie et leur bonne humeur ont constitué la source de bonheur sans laquelle ce travail n'aurait pas été possible: **Mair Chshiev**, **Silviu Colis**, **Victor da Costa**, **Marc Demand**, **Theo Dimopoulos**, **Ovidiu Ersen**, **Iosif Galanakis**, **Michel Guth**, **Adrian Iovan**, **Sorin Jurca**, **Adriana Popa**, **Dana** et **Stefan Stanescu**, **Clara Stoeffler**, **Cori Tiusan**, **Alexandre da Cas Viegas**.

Ma reconnaissance va à **Claude Fermon** pour m'avoir accueilli au sein de son équipe à Saclay: **Patrick Warin** (avec qui j'ai découvert les premiers pas de la lithographie électronique), **Frédéric Ott**, **Elin Sondergaard**, **Mireia Blanco-Mantecon**, **Sébastien Berger**, **Olivier Klein**, **Matthieu Bailleul**, **Ivan Petej**.

Je voudrais remercier les programmes européens qui ont financé ce travail de thèse:

- NANOWIRES H-96/928/534: "Nanoporous Particle Etched Membranes and their use as templates for electrodeposited multilayers for giant magnetoresistance applications" BRPR-CT95-0001
- MAGNOISE 00/928/03/535 "Noise in Spin Electronic Devices" IST-1999-10849

Enfin, j'ai une pensée affectueuse pour mes parents, **Lucia** et **Ion-Petre** (pour leur soutien constant et pour leurs efforts qui m'ont permis d'arriver jusqu'ici) et pour mes beaux-parents, **Dochia** et **Ioan** . *Vă multumesc din inimă, dragii mei!*

Je voudrais dédier ce travail à **Liliana**, mon épouse, pour les journées merveilleuses passées ensemble tant au labo qu'à la maison et pour le support micromagnétique.

---

# Table des matières

---

INTRODUCTION GENERALE .....	1
-----------------------------	---

---

CHAPITRE I: TECHNIQUES EXPERIMENTALES.....	5
--	---

I. 1 Méthodes expérimentales d'élaboration et de caractérisation structurale et morphologique des couches minces.....	7
---	---

I. 1. 1. Elaboration des couches minces par épitaxie par jet moléculaire (EJM).....	7
---	---

I. 1. 2. Techniques de caractérisation structurale et morphologique des couches minces.....	10
---	----

I. 2. Techniques de fabrication des fils et des réseaux de plots.....	13
---	----

I. 2. 1. Lithographie électronique et gravure ionique sèche.....	14
--	----

I. 2. 2. Nano-impression .....	18
--------------------------------	----

I. 3. Mesures du magnétisme macroscopique.....	20
--	----

I. 3. 1. Magnétomètre à gradient de champ alternatif.....	20
---	----

I. 3. 2. Magnétomètre à détection SQUID.....	21
--	----

I. 3. 3. Magnétomètre à effet Kerr .....	21
--	----

I. 3. 4. Pendule à torsion.....	23
---------------------------------	----

I. 4. Microscopie à force magnétique.....	24
---	----

I. 4. 1. Microscope à force atomique.....	24
---	----

I. 4. 2. Pointes Magnétiques.....	25
-----------------------------------	----

I. 4. 3. Méthode "lift-mode" .....	26
------------------------------------	----

I. 4. 4. Principe du contraste MFM.....	27
---	----

I. 4. 5. Protocole des mesures MFM.....	30
---	----

I. 4. 6. Avantages et limitations expérimentales.....	30
---	----

I. 5. Mesures de magnéto-transport.....	31
---	----

Références bibliographiques du chapitre I.....	32
--	----

---

CHAPITRE II: ELABORATION DE COUCHES MINCES DE COBALT DE STRUCTURE $(10\bar{1}0)$ . PROPRIETES STRUCTURALES, MORPHOLOGIQUES ET MAGNETIQUES.....	35
--	----

II. 1. Motivation .....	37
-------------------------	----

II. 2. Introduction.....	38
--------------------------	----

II. 3. Optimisation des conditions de croissance.....	40
---	----

II. 3. 1. Description générale du système élaboré .....	40
---	----

II. 3. 1. Préparation du substrat de MgO.....	41
---	----

II. 3. 2. Couches tampons (Mo, Cr).....	41
---	----

II. 3. 3. Couche mince de cobalt.....	43
---------------------------------------	----

II. 3. 4. Propriétés cristallines des couches de cobalt.....	45
--	----

II. 4. Propriétés magnétiques macroscopiques des couches minces de cobalt.....	47
II. 4. 1. Symétrie de l'anisotropie magnétique.....	47
II. 4. 2. Retournement de l'aimantation des couches de cobalt à anisotropie planaire.....	49
II. 4. 3. Constantes d'anisotropie magnétocristalline.....	52
II. 4. 4. Autres caractérisations magnétiques.....	55
II. 5. Conclusions.....	57
Références bibliographiques du chapitre II.....	58

## CHAPITRE III: OBSERVATION DE PAROIS ASYMETRIQUES DANS DES COUCHES DE COBALT EPITAXIEES A FORTE ANISOTROPIE MAGNETIQUE UNIAXIALE PLANAIRE.....61

III. 1. Motivation.....	63
III. 2. Introduction.....	64
III. 2. 1. Minimisation de l'énergie d'un système ferromagnétique: formation des domaines magnétiques.....	64
III. 2. 2. Parois de domaines dans des films minces à anisotropie planaire.....	67
III. 3. Etude de parois asymétriques dans les couches de cobalt à forte anisotropie uniaxiale planaire.....	75
III. 3. 1. Modèle micromagnétique.....	75
III. 3. 2. Observations des parois asymétriques par MFM.....	78
III. 3. Conclusions.....	85
Références bibliographiques du chapitre III.....	85

## CHAPITRE IV: CONFIGURATIONS MICROMAGNETIQUES DANS LES FILS DE COBALT ( $10\bar{1}0$ ).....87

IV. 1. Motivation.....	89
IV. 2. Description des systèmes étudiés.....	90
IV. 3. Fils parallèles à l'axe cristallin de facile aimantation.....	92
IV. 3. 1. Introduction.....	92
IV. 3. 2. Retournement de l'aimantation par nucléation et propagation d'une paroi .....	94
IV. 4. Fils perpendiculaires à l'axe cristallin de facile aimantation.....	100
IV. 4. 1. Introduction.....	100
IV. 4. 2. Influence de l'histoire magnétique sur la structure en domaines des fils.....	102
IV. 4. 3. Etat fondamental - influence des dimensions du fil.....	107
IV. 5. Conclusions.....	116
Références bibliographiques du chapitre IV.....	117



## CHAPITRE V: MAGNETORESISTANCE DE PAROIS DE DOMAINES MAGNETIQUES: APPLICATION A L'ETUDE DU RETOURNEMENT DE L'AIMANTATION DES NANOFILS DE COBALT.....119

V. 1. Motivation.....	122
V. 2. Description des systèmes étudiés.....	124
V. 3. Effets galvanomagnétiques dans les matériaux métalliques.....	126
V. 3. 1. Tenseur de résistivité électrique.....	127
V. 3. 2. Magnéto­résistance.....	127
V. 3. 3. Effet Hall.....	129
V. 4. Transport électronique dans les matériaux ferromagnétiques.....	131
V. 5. Effets galvanomagnétiques dans les matériaux ferromagnétiques.....	134
V. 5. 1. Loi d'Ohm généralisée pour les matériaux ferromagnétiques.....	134
V. 5. 2. Magnéto­résistance anisotrope (AMR).....	135
V. 5. 3. Effet Hall extraordinaire (EHE).....	136
V. 5. 4. Effet Hall planaire.....	137
V. 5. 5. Magnéto­résistance de parois - résultats et modèles.....	137
V. 6. Résultats expérimentaux.....	143
V. 6. 1. Mesures en 4 points.....	143
V. 6. 2. Variation de la résistivité avec la température.....	144
V. 7. Fils perpendiculaires à l'axe cristallin de facile aimantation.....	145
V. 7. 1. Champ appliqué suivant l'axe cristallin de facile aimantation.....	146
V. 7. 2. Champ perpendiculaire planaire.....	149
V. 7. 3. Champ perpendiculaire à la couche.....	151
V. 7. 4. Magnéto­résistance de parois.....	152
V. 8. Fils parallèles à l'axe cristallin de facile aimantation.....	159
V. 8. 1. Champ suivant l'axe cristallin de facile aimantation.....	159
V. 8. 2. Champ perpendiculaire planaire.....	160
V. 8. 3. Champ perpendiculaire au substrat.....	162
V. 8. 4. Magnéto­résistance de parois.....	164
V. 9. Conclusions.....	168
Références bibliographiques du chapitre V.....	169

---

## CHAPITRE VI: MAGNETISME DE RESEAUX A BASE CARREE DE PLOTS DE COBALT.....173

VI. 1. Motivation.....	175
VI. 2. Description du système étudié.....	175
VI. 3. Plots isolés.....	176
VI. 3. 1. Introduction.....	176

VI. 3. 2. Mécanismes planaires de retournement de l'aimantation.....	178
VI. 4. Plots de cobalt en interaction magnétostatique.....	185
VI. 4. 1. Introduction.....	185
VI. 4. 2. Variation des champs de nucléation et d'annihilation avec l'espacement entre les plots.....	186
VI. 4. 3. Etude MFM du processus de retournement - champ appliqué suivant l'axe du réseau.....	189
VI. 5. Anisotropie du retournement de l'aimantation induite par les interactions magnétostatiques.....	197
VI. 5. 1. Introduction.....	197
VI. 5. 2. Anisotropie des champs de nucléation et d'annihilation.....	199
VI. 5. 3. Etude microscopique de l'anisotropie du retournement.....	202
VI. 6. Conclusions.....	206
Références bibliographiques du chapitre VI.....	207

---

CONCLUSIONS GENERALES.....	211
----------------------------	-----

---

ANNEXES.....	215
Annexe A.I-1 - Protocole de fabrication des fils de cobalt.....	215
Annexe A.I-2 - Simulation du contraste MFM.....	216
Annexe A.IV-1 - Modèle de Kittel.....	219
Annexe A.V-1 – Calcul de la magnéto-résistance anisotrope.....	223
Annexe A.VI-1 - Calcul du champ dipolaire d'un réseau carré de plots.....	225
Annexe A.VI-2 - Simulations micromagnétiques avec OOMMF.....	229

---

LISTE DES PUBLICATIONS.....	231
-----------------------------	-----

---

# Introduction générale

---

Au cours de ces quinze dernières années, une extraordinaire accélération des recherches a permis une avancée considérable dans le domaine des couches minces, multicouches et nanostructures magnétiques. L'ordre magnétique et le processus de retournement de l'aimantation, étudiés intensivement par le passé dans le cas des matériaux massifs, sont aujourd'hui revisités pour des objets magnétiques de dimension réduite. Au niveau industriel, la motivation première de ces recherches est la possibilité d'aboutir à des applications dans le domaine de l'électronique (stockage de l'information, transistor de spin, etc.)<sup>1</sup>.

Dans les mémoires périphériques (disques durs d'ordinateurs, par exemple), les bits d'information sont généralement des entités magnétiques (ensemble de grains) qui correspondent à un petit élément de surface d'un médium, dont l'aimantation peut prendre deux orientations opposées. Le couplage inter-grains donne lieu à un bruit magnétique qui est aujourd'hui l'une des principales limitations à l'augmentation des performances (la densité notamment) des supports d'enregistrement magnétique. Une manière de s'affranchir de cette limitation consisterait à isoler physiquement les bits afin d'éviter ces couplages parasites, en fabriquant des médias constitués d'assemblées de nanostructures<sup>2</sup>.

Avec les récents progrès faits dans les techniques de nano-fabrication, les dimensions des objets magnétiques réalisables peuvent désormais être amenées à une échelle nanométrique, où la taille et le nombre des domaines magnétiques deviennent contrôlables. De nouvelles propriétés, intéressantes d'un point de vue tant fondamental qu'appliqué, sont attendues lorsque ces dimensions deviennent comparables aux longueurs d'échelle caractéristiques du magnétisme (taille de domaines, largeur de parois). Une réduction de taille latérale a pour effet une redistribution des rôles joués par les différentes énergies contrôlant le comportement magnétique (énergies d'échange, d'anisotropie et magnétostatique). Elle peut conduire à des états fondamentaux et à des processus de retournement de l'aimantation totalement différents de ceux rencontrés dans les matériaux massifs et les films minces. Les nanostructures

---

<sup>1</sup> R. P. Cowburn et M. E. Welland, *Science* **287**, 1466 (2000)

<sup>2</sup> S. Y. Chou, P. R. Krauss and P. J. Renstrom, *Science* **272**, 85 (1996).

magnétiques constituent en outre une excellente opportunité pour tester les théorèmes fondamentaux de la magnétostatique et du micromagnétisme, tel que le théorème de Brown.<sup>3</sup>

Une condition nécessaire à l'utilisation de nanostructures dans les média d'enregistrement ou les mémoires non volatiles (MRAM) est la possibilité d'obtenir un retournement de l'aimantation reproductible d'un processus d'écriture à l'autre. Ceci implique non seulement une faible distribution des champs de retournement, mais aussi un contrôle précis du champ magnétique local agissant au niveau de chaque nano-objet. Ces paramètres sont reliés à l'homogénéité de la taille des objets ainsi qu'aux interactions magnétostatiques qui deviennent importantes dans les réseaux d'objets très denses.

Enfin, lorsqu'un tel nano-objet est traversé par un courant électrique et que sa résistance est utilisée en tant que sonde de l'état magnétique (comme c'est le cas dans les MRAM par exemple), la présence de parois des domaines peut engendrer un "bruit" se superposant au signal magnétorésistif utile<sup>4</sup>, "bruit" dont il convient de connaître l'influence.

Mon travail de thèse s'inscrit dans le cadre de cette thématique. Il est divisé en deux parties essentielles. La première consiste en l'étude des configurations micromagnétiques et de la contribution des parois de domaine au signal magnétorésistif dans des nanofils de cobalt monocristallin, représentant un système modèle de géométrie et d'anisotropie magnétique bien contrôlées. La seconde partie importante de mon travail est dédiée à l'étude du retournement de l'aimantation dans des réseaux de plots circulaires de cobalt (polycristallins), où les interactions magnétostatiques peuvent jouer un rôle déterminant.

Ce manuscrit s'articule de la manière suivante.

Dans le **premier chapitre**, nous présenterons une revue des différentes techniques expérimentales qui ont été utilisées pour l'élaboration des échantillons, notamment l'épitaxie par jet moléculaire et les techniques de nano-fabrication, et pour leur caractérisation tant structurale que magnétique.

---

<sup>3</sup> J. F. Brown Jr., "Micromagnetics", Interscience Publishers, J. Wiley and Sons, New York (1963).

<sup>3</sup> U. Ebels, A. Radulescu, Y. Henry, L. Piraux, K. Ounadjela, Phys. Rev. Lett. **84**, 983 (2000).

Le **chapitre II** décrira les conditions de croissance qu'il a fallu optimiser afin d'obtenir des couches minces de cobalt monocristallines de structure  $hc$  ( $10\bar{1}0$ ), de faible rugosité et de forte anisotropie uniaxiale planaire.

Ces films minces constituent un système idéal pour l'étude de la configuration micromagnétique des parois de domaines dans un matériau fortement anisotrope. Des observations par microscopie à force magnétique et des simulations micromagnétiques permettront dans le **troisième chapitre** de déterminer l'influence de l'épaisseur de ces couches, ainsi que de leur histoire magnétique sur la structure interne des parois (chiralités, transitions entre zones de chiralités différentes).

Des fils submicroniques ont été obtenus par lithogravure à partir de ces couches minces de cobalt. Différentes configurations micromagnétiques sont formées selon que ces fils sont découpés parallèlement ou perpendiculairement à l'axe de facile aimantation cristallin. Ces structures magnétiques seront détaillées dans le **chapitre IV** où les mécanismes de retournement de l'aimantation, le piégeage de parois au niveau de constriction géométriques et la structure micromagnétique des parois seront considérés. Une attention particulière sera donnée au rôle de l'histoire magnétique et des dimensions des fils dans la stabilisation de différentes configurations micromagnétiques.

La compréhension de la structure en domaines et de la configuration micromagnétique des parois sera utile pour l'interprétation des mesures de magnéto-transport effectuées sur les nanofils et présentées dans le **chapitre V**. Les changements de signal magnétorésistif observés seront interprétés dans le cadre des modèles décrivant la magnétorésistance de parois de domaines et les effets magnétorésistifs conventionnels des matériaux ferromagnétiques: la magnétorésistance anisotrope, la magnétorésistance de Lorentz, les effets Hall ordinaire, extraordinaire et planaire.

Le **dernier chapitre**, enfin, présentera une étude approfondie du retournement de l'aimantation dans des réseaux à base carrée de plots circulaires de cobalt polycristallins, fabriqués au moyen d'une technique de nano-impression. Nous décrirons et expliquerons les changements observés dans les processus de retournement de l'aimantation selon l'intensité des interactions magnétostatiques existant entre les plots. Dans le cas des réseaux à forte interaction, nous mettrons en évidence des processus d'aimantation collectifs anisotropes.

---

# Chapitre I :

## Techniques expérimentales

---

Ce premier chapitre présente une revue des différentes techniques expérimentales d'élaboration et de caractérisation, utilisées au cours de mon travail de thèse.

- *L'épitaxie par jet moléculaire* a été utilisée pour la fabrication de couches minces de cobalt. Le processus de croissance a été étudié "in-situ" par *diffraction d'électrons rapides en incidence rasante* (RHEED). Pour l'étude des propriétés structurales et morphologiques de ces films minces, nous avons utilisé la *diffraction de rayons X*, avec ses différentes géométries et la *microscopie à force atomique* (AFM).
- Les propriétés magnétiques des couches minces de cobalt ont été étudiées à l'aide de la *magnétométrie à gradient de champ magnétique alternatif* (AGFM), de la *magnétométrie à détection SQUID* et de mesures de *couple magnétique*. Des études de la structure interne des parois de domaines ont été menées par *microscopie à force magnétique* (MFM).
- Des nanofils ont été obtenus, par *lithographie électronique* et *gravure ionique sèche*, à partir des films minces de cobalt. La structure en domaines magnétiques de ces nanofils a été étudiée par *microscopie à force magnétique*. Des mesures de *magnéto-transport* ont été servi à déterminer les effets magnétorésistifs dus aux parois de domaines magnétiques.
- Finalement, nous avons étudié l'effet des interactions dipolaires sur le processus de retournement de l'aimantation dans des réseaux de plots de cobalt fabriqués par une technique de *nano-impression*. Les propriétés magnétiques de ces réseaux ont été étudiées par *magnétométrie à effet Kerr* et par *microscopie à force magnétique*.

Les couches minces de cobalt ont été fabriquées au sein de l'IPCMS par J. Arabski et moi-même, les nanofils de cobalt ont été réalisés par moi-même au CEA/SPEC Saclay, alors que les réseaux de plots ont été fabriqués au LPN-Bagneux, dans l'équipe de Y. Chen.

---

---

## **I. 1 Méthodes expérimentales d'élaboration et de caractérisation structurale et morphologique des couches minces**

- I. 1. 1. Elaboration des couches minces par épitaxie par jet moléculaire (EJM)
- I. 1. 2. Techniques de caractérisation structurale et morphologique des couches minces

## **I. 2. Techniques de fabrication des fils et des réseaux de plots**

- I. 2. 1. Lithographie électronique et gravure ionique sèche
- I. 2. 2. Nano-impression

## **I. 3. Mesures du magnétisme macroscopique**

- I. 3. 1. Magnétomètre à gradient de champ alternatif
- I. 3. 2. Magnétomètre à détection SQUID
- I. 3. 3. Magnétomètre à effet Kerr
- I. 3. 4. Pendule de torsion

## **I. 4. Microscopie à force magnétique**

- I. 4. 1. Microscope à force atomique
- I. 4. 2. Pointes Magnétiques
- I. 4. 3. Méthode "lift-mode"
- I. 4. 4. Principe du contraste MFM
- I. 4. 5. Protocole des mesures MFM
- I. 4. 6. Avantages et limitations expérimentales

## **I. 5. Mesures de magnétotransport**

## **Références bibliographiques du chapitre I**

---

## **I. 1. Méthodes expérimentales d'élaboration et de caractérisation structurale et morphologique des couches minces**

Dans ce paragraphe, nous allons décrire successivement la technique d'élaboration des couches minces, puis les techniques expérimentales utilisées pour leur caractérisation structurale et morphologique. Nous distinguerons les techniques "in-situ", qui permettent de suivre l'évolution des propriétés des échantillons durant la croissance, sans les exposer à l'air et des techniques "ex-situ" pour lesquelles l'échantillon est retiré de l'enceinte d'élaboration.

### **I. 1. 1. Elaboration des couches minces par épitaxie par jet moléculaire (EJM)**

La méthode consiste à contrôler, dans une enceinte à très basse pression résiduelle (autour de  $10^{-11}$  torr), des flux atomiques ou moléculaires que l'on cherche à déposer et à condenser sur un substrat. Compte tenu du vide très poussé, le libre parcours moyen des atomes est très grand (supérieur à quelques centaines de mètres). Ainsi, les atomes ne subissent aucune collision avant d'atteindre le substrat, où ils se thermalisent vite à la température de celui-ci.

Pour obtenir des couches minces de bonne qualité cristalline, on choisit en général un substrat monocristallin, dont la surface libre présente une maille cristallographique aussi proche que possible de celle du matériau que l'on cherche à faire croître sur le substrat. Dans des conditions optimales de croissance, il est possible d'obtenir des couches parfaitement monocristallines.

Les avantages de la méthode, comme par exemple la possibilité d'utiliser des systèmes de caractérisation "in-situ" propres aux techniques du vide, l'excellent contrôle de la vitesse de croissance ou la très faible rugosité de la surface ( $< 1$  nm) en ont fait une technique très populaire pour la croissance des couches minces, dont un essor considérable existe actuellement pour les couches métalliques.

Généralement, un bâti d'épitaxie par jet moléculaire contient une enceinte à vide, équipée pour obtenir et contrôler un vide poussé, un porte-échantillon, sur lequel un ou plusieurs substrats peuvent être installés, des cellules d'évaporation et des systèmes d'analyse.



Le bâti d'épitaxie disponible dans notre institut est constitué de deux chambres de volume différent, les chambres d'évaporation et d'analyse, reliées par un sas d'introduction. La communication entre ces chambres se fait au moyen de cannes de transfert à couplage mécanique. La chambre d'analyse, qui comporte un spectromètre Auger à balayage et un canon à ions, n'a pas été utilisée durant mon travail de thèse. Elle ne sera pas décrite par la suite.

- *Sas d'introduction*

Le rôle du sas d'introduction, de volume réduit, est d'assurer le transfert des échantillons dans la chambre d'évaporation, sans la mise à l'air de cette-dernière. Il est isolé des chambres d'évaporation et d'analyse par des vannes pneumatiques à tiroir. Son petit volume est tel qu'une pression de  $10^{-7}$  Torr peut être atteinte en quelques minutes.

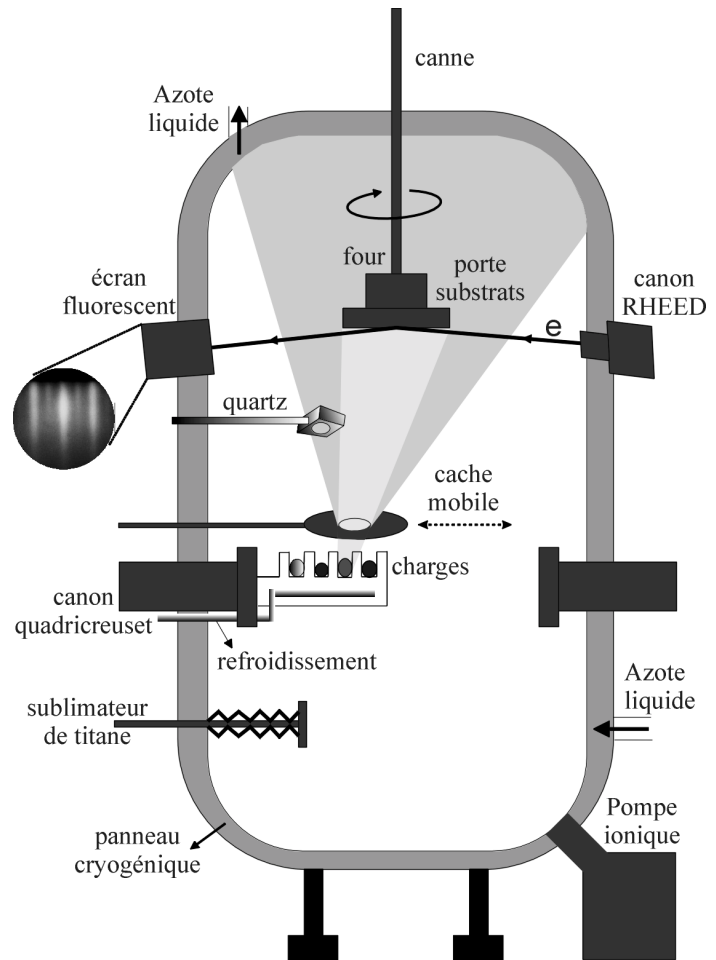
- *Chambre d'évaporation*

La chambre d'évaporation, présentée schématiquement sur la figure **I.1-1**, est une enceinte à ultravide dans laquelle la pression résiduelle limite avoisine les  $10^{-11}$  torr. Les systèmes de pompage utilisés pour atteindre une telle pression sont une pompe ionique de 400 l/s, un sublimateur de titane et un panneau cryogénique refroidi à l'azote liquide. La pression est mesurée à l'aide d'une jauge Bayart-Alpert.

Afin de pouvoir déposer des matériaux avec des températures de fusion très élevées, des canons à évaporation par bombardement électronique remplacent les cellules d'évaporation Knudsen, traditionnellement utilisées pour l'épitaxie par jet moléculaire. Ces canons comprennent chacun quatre creusets, ce qui permet l'utilisation de huit matériaux différents et éventuellement la co-évaporation de deux d'entre eux. Les deux sources possèdent des caches mobiles qui permettent l'interruption brutale du flux d'atomes dans la direction du substrat.

L'épaisseur du film mince déposé est mesurée à l'aide d'une balance à quartz piézoélectrique. La fréquence de vibration du quartz dépend de sa masse et par conséquent de l'épaisseur de matériau qui le recouvre. L'épaisseur déposée est déterminée à une constante multiplicative près, qui dépend des caractéristiques géométriques de l'enceinte. La détermination de cette constante de proportionnalité nécessite un calibrage "ex-situ", réalisé à l'aide de mesures de réflectivité de rayons X aux petits angles sur des dépôts tests.

Un porte-échantillon circulaire, en molybdène, permet l'installation d'un nombre variable de substrats. Les substrats y sont attachés par des pattes en tungstène avant d'être introduits dans le sas. Un cache amovible permet le choix "in-situ" du substrat à recouvrir. A l'intérieur de la chambre d'évaporation, le porte-échantillon est fixé sous un four, qui permet de chauffer les substrats à la température souhaitée. Ce four est constitué d'un disque en molybdène et d'un fil en tantale bobiné sur une céramique de façon à minimiser le champ magnétique induit par la circulation du courant. La mesure de la température au voisinage des substrats est effectuée par deux thermocouples. Le couplage entre l'alimentation du filament chauffant et la mesure de la tension fournie par les thermocouples assure le contrôle et la stabilisation de la température. L'ensemble est suspendu à une canne, dont la rotation pendant le dépôt assure une bonne homogénéité de l'épaisseur du film déposé.



**Figure I. 1-1:** Représentation schématique de la chambre d'évaporation par jet moléculaire

Un canon à électrons de haute énergie (quelques dizaines de  $keV$ ) et un écran fluorescent, disposés dans une géométrie convenable (figure I.1-1), permettent l'étude de la croissance par diffraction d'électrons rapides en incidence rasante (RHEED). Le faisceau d'électrons est diffracté par le réseau cristallin de l'échantillon et l'image de diffraction est captée sur l'écran. Les diagrammes de diffraction RHEED sont ensuite photographiés.

## I. 1. 2. Techniques de caractérisation structurale et morphologique des couches minces

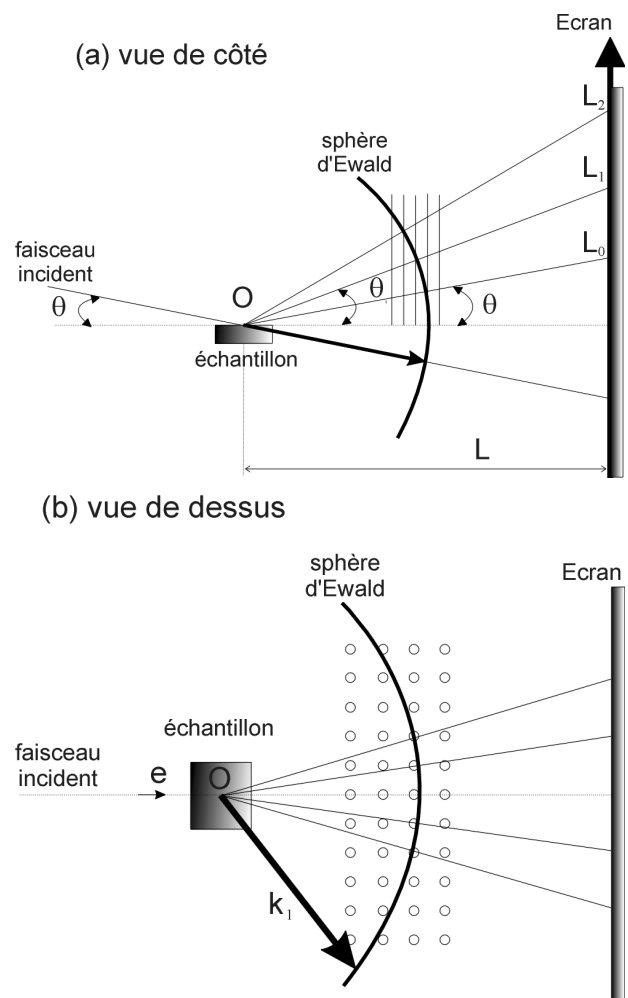
La technique du RHEED fournit des informations structurales mais aussi des indications sur la morphologie des couches minces durant la croissance. La caractérisation structurale des échantillons, après leur sortie du bâti d'évaporation est réalisée par diffraction des rayons X. La morphologie est étudiée par microscopie à force atomique.

### I. 1. 2. 1. Diffraction d'électrons rapides en incidence rasante (RHEED)

La diffraction d'électrons rapides en incidence, étant relativement facile à mettre en oeuvre rasante, elle représente un outil important de la physique des surfaces. L'équipement utilisé est robuste et compact et donne des informations instantanément. L'échantillon est illuminé sous incidence rasante par un faisceau d'électrons monochromatique dont l'énergie est de l'ordre de 20 keV. Seules les premières couches atomiques sont sondées. Les électrons diffractés par le réseau cristallin du système percutent un hublot recouvert d'une couche fluorescente. Les points ou les lignes lumineuses que l'on observe sur l'écran sont significatifs de l'arrangement des atomes à la surface de l'échantillon.

Une diffraction RHEED se produit lorsque le vecteur d'onde du faisceau incident et celui du faisceau réfléchi diffèrent par un vecteur du réseau réciproque.<sup>[Henry\_thèse\_95]</sup>

Lorsque la surface de l'échantillon est bien plane et le faisceau suffisamment rasant, le système peut être considéré comme bidimensionnel. La figure de diffraction est alors constituée de bâtonnets, disposés perpendiculairement à la surface de l'échantillon. Leur



**Figure I. 1-2:** Schéma de la construction EWALD pour une expérience RHEED (a) vue suivant la direction de croissance et (b) vue dans le plan de croissance

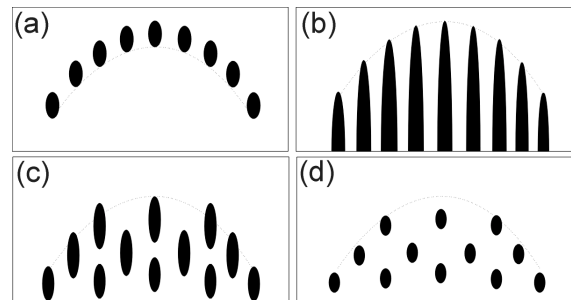
intersection avec la sphère d'Ewald se fait en un seul point et le diagramme résultant est constitué de points répartis sur des arcs de cercle (figure **I.1-3a**), qui constituent les différentes zones de Laue ( $L_0$ ,  $L_1$ ,  $L_2$ , etc.). Le diagramme RHEED n'étant qu'une projection du réseau réciproque, l'échantillon doit être tourné autour de la normale à sa surface et au moins deux azimuts différents inéquivalents sont observés afin de déterminer la symétrie de la surface.

Un diagramme de diffraction parfait (figure **I.1-3a**) n'est toutefois jamais obtenu à cause de diverses imperfections:

- le faisceau d'électrons n'est pas parfaitement monochromatique, ce qui crée une dispersion des rayons de la sphère d'Ewald;
- le faisceau d'électrons a une divergence angulaire;
- les atomes oscillent autour de leurs positions d'équilibre à la température de croissance;
- les surfaces ne sont pas parfaitement planes;

Ainsi, les diagrammes RHEED obtenus sur des échantillons de bonne qualité sont généralement constitués de tiges de diffraction (figure **I.1-3b**).

Lorsque la surface de l'échantillon est très rugueuse, le faisceau est transmis au travers d'îlots de matière et le diagramme de diffraction tend vers celui d'un objet tridimensionnel (figures **I.1-3c,d**): les tiges de diffraction se condensent sous forme de taches autour des nœuds de Bragg du réseau réciproque tridimensionnel. Il devient alors possible de déterminer la structure cristalline tridimensionnelle de l'échantillon. La largeur des taches de diffraction, mesurée verticalement, permet la détermination de la rugosité de surface.<sup>[Chevrier\_EL\_91]</sup>



**Figure I. 1-3:** Représentation schématique des diagrammes de diffraction d'une surface (a) parfaitement lisse dans des conditions de diffraction idéales; (b) d'une surface lisse dans des conditions de diffraction réelles; (c) d'une surface peu rugueuse; (d) d'une surface très rugueuse

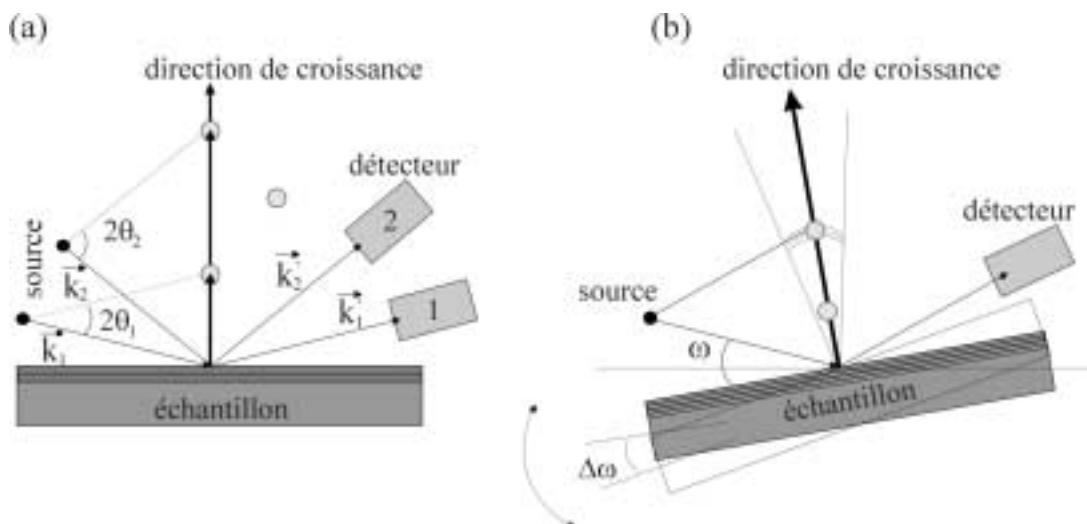
L'utilisation de la technique RHEED est cependant restreinte à cause de difficultés dans l'interprétation des diagrammes. Toutefois, elle fournit des informations qualitatives sur la morphologie de la surface (des lignes plus fines pour une surface plus plate), permet de mesurer des distances interatomiques (la périodicité du cristal perpendiculairement au

faisceau incident est inversement proportionnelle à la distance entre les taches) et de déterminer le nombre des couches atomiques déposées dans le cas d'une croissance monocouche atomique par monocouche atomique (par l'intermédiaire des oscillations d'intensité de la tache (0.0)).

### I. 1. 2. 2. Diffraction de rayons X

La diffraction de rayons X est une technique d'analyse structurale non-destructive. Elle présente une grande sensibilité aux paramètres cristallins des échantillons, sa longueur d'onde étant de l'ordre de grandeur des distances interatomiques. Ainsi, son utilisation dans diverses géométries constitue un outil important pour la caractérisation structurale "ex-situ" des couches minces.<sup>[Michel\_thèse\_95]</sup>

Les mesures de diffraction de rayons X ont été effectuées à température ambiante sur un diffractomètre Siemens de type D500 muni d'un tube scellé à une anode de Co. La longueur d'onde utilisée (l'émission  $K_\alpha$  du Co de longueur d'onde  $\lambda = 1.7889 \text{ \AA}$ ) a l'avantage d'une fluorescence nettement inférieure par rapport aux radiations du cuivre. Pour éviter les erreurs de mesure dues au mauvais alignement de l'échantillon par rapport au centre du goniomètre, la position le pic [110] du substrat de MgO a été utilisé comme étalon. Deux types de géométries interviennent dans nos mesures: la diffraction symétrique  $\theta - 2\theta$  et la géométrie symétrique, autour de la réflexion spéculaire, "rocking curve" (figure I.1-4).



**Figure I. 1-4:** Géométries utilisées pour la diffraction de rayons X: (a)  $\theta$ - $2\theta$ ; (b) "rocking curve", en géométrie symétrique

- *Diffraction en géométrie  $\theta$ - $2\theta$*

Dans cette géométrie, le vecteur de diffusion est toujours perpendiculaire au plan de l'échantillon (figure **I.1-4a**). Lorsque l'angle  $\theta$  varie, des pics de diffraction apparaissent aux positions angulaires qui vérifient la loi de Bragg  $2d_{hkl} \sin\theta = n\lambda$ . La géométrie  $\theta$ - $2\theta$  fournit essentiellement des informations sur l'empilement suivant la direction de croissance. Outre la famille de plans ( $hkl$ ) diffractant, elle fournit des informations sur la longueur de cohérence perpendiculaire, c'est à dire l'épaisseur sur laquelle la cohérence cristalline est conservée:

$$L_{perp} = \frac{180}{\pi} \frac{K\lambda}{\Delta(2\theta)\cos\theta} \quad (I. 1-1)$$

Dans cette relation,  $\Delta(2\theta)$  est la largeur à mi-hauteur du pic.  $K$  un facteur de proportionnalité qui dépend de la forme attribuée au pic de diffraction et varie entre 0.8 et 1. <sup>[Michel\_thèse\_95]</sup>

- *"Rocking curve" en géométrie symétrique*

La caractéristique de cette géométrie est le fait que l'échantillon tourne autour d'une position de diffraction de Bragg, alors que la source et le détecteur sont maintenus fixes à un angle  $2\theta_B$  (figure **I.1-4b**). La largeur angulaire à mi-hauteur du pic de diffraction s'écrit <sup>[Hehn\_thèse\_97]</sup>.

$$\Delta\omega = \eta + \frac{K\lambda}{2L_{par} \sin\theta_B} \quad (I. 1-2)$$

Dans cette expression,  $\eta$  représente la mosaïcité (légère désorientation de l'axe cristallin des petits domaines à l'intérieur de l'échantillon par rapport à la normale à la surface),  $\theta_B$  est l'angle de diffraction de Bragg associé au pic, alors que  $L_{par}$  représente la longueur de cohérence latérale. La mosaïcité et la longueur de cohérence latérale peuvent être distinguées par des mesures effectuées autour de pics de Bragg d'ordres différents. <sup>[Michel\_thèse\_95]</sup>

## I. 2. Techniques de fabrication des fils et des réseaux de plots

Le terme lithographie vient des mots grecques "lithos" qui signifie "pierre" et "graphein" qui signifie "à écrire". La lithographie est utilisée afin "d'écrire" un motif dans un matériau. Selon la nature du matériau à structurer et du motif à inscrire, différentes techniques de lithographie peuvent être mises en œuvre.

Pour la fabrication de nos objets, deux techniques différentes ont été utilisées: la lithographie électronique et la gravure ionique sèche pour la fabrication des nanofils, une technique de nano-impression (anglais "nanoimprint") pour la fabrication des réseaux de plots.

### **I. 2. 1. Lithographie électronique et gravure ionique sèche**

La lithographie électronique est une technique d'une grande souplesse qui permet de réaliser des motifs complexes et de haute résolution. Elle est particulièrement adaptée aux besoins de la recherche et à la réalisation de prototypes. L'un de ses avantages est le fait que, contrairement aux lithographies optiques, elle ne nécessite pas l'utilisation de masques (en revanche, elle intervient dans la fabrication de ces masques). Son inconvénient majeur est la dimension réduite de la région que l'on peut lithographier. En effet, l'insolation de vastes régions avec une résolution élevée requiert des temps le plus souvent incompatibles avec la durée limitée de stabilité des faisceaux d'électrons.

- *Principe de la lithographie électronique*

La lithographie électronique consiste à balayer un faisceau d'électrons, d'énergie comprise entre 1 et 200 *keV* afin de dessiner un motif dans une résine sensible à l'irradiation électronique, recouvrant le matériau à structurer. Un appareil de lithographie électronique est typiquement constitué d'une colonne, semblable à celle d'un microscope électronique à balayage, équipée d'un système de déflexion électromagnétique du faisceau et d'un dispositif de micro-déplacement de la platine porte-échantillon, contrôlé par interférométrie laser.<sup>[Matsui\_00]</sup>

La résolution de cette technique dépend essentiellement de trois facteurs: le diamètre et l'intensité du faisceau incident et la résine utilisée. La taille de sonde est de l'ordre de 10 *nm* dans les appareils commerciaux opérant à 50-100 *keV* et peut atteindre moins de 1 *nm* pour des faisceaux d'énergies plus grandes. La diffusion des électrons à petits angles lors de leur pénétration dans la résine et la rétrodiffusion à grand angle par le substrat (effets de proximité) sont des facteurs d'élargissement importants. Enfin, le choix des résines et des conditions de révélation est crucial.

- *Résines photosensibles*

Les résines sont des matériaux organiques sensibles à l'irradiation par un faisceau d'électrons. En fonction de leur réponse à l'irradiation, elles peuvent être classées en deux grandes familles, celle des résines dites "positives" et celle des résines dites "négatives". Dans le cas

des résines positives, que nous avons utilisé pour la fabrication des fils de cobalt, la partie irradiée voit sa solubilité au solvant accrue après irradiation. L'action du rayonnement se traduit par une scission des chaînes de polymères en fragments de masse moléculaire plus faible, plus solubles. Dans le cas des résines négatives, les fragments produits ont une solubilité inférieure à celle des polymères non-irradiés. Pour la fabrication de nos objets, seules des résines positives ont été utilisées.

- *Etapas du processus de lithogravure électronique (figure I.2-1)*

1. *Dépôt de résine*: les films de cobalt à nano-structurer ont tout d'abord été recouverts d'une couche de MAA "épaisse" (MethylAcrylic Acide) suivie d'une couche de PMMA (PolyMethyl MethAcrylate), plus fine. Ces résines étant positives, une étape additionnelle de lift-off est nécessaire. <sup>[Miramond\_thèse\_97, Warin\_thèse\_99]</sup> Pour enlever facilement l'ensemble de résines dans le processus de lift-off il faut que, après le développement, la résine MAA ait un profil spécifique de "poire", formée par la retrodiffusion des électrons sur le substrat (figure I.2-1). Cela impose que la couche de résine soit suffisamment épaisse. De plus, afin d'obtenir une taille latérale proche de celle définie et pour minimiser les effets de la retrodiffusion des électrons, il faut que la couche de PMMA soit très fine. Après leur étalement, les couches de résine sont soumises à un traitement thermique pour durcissement.

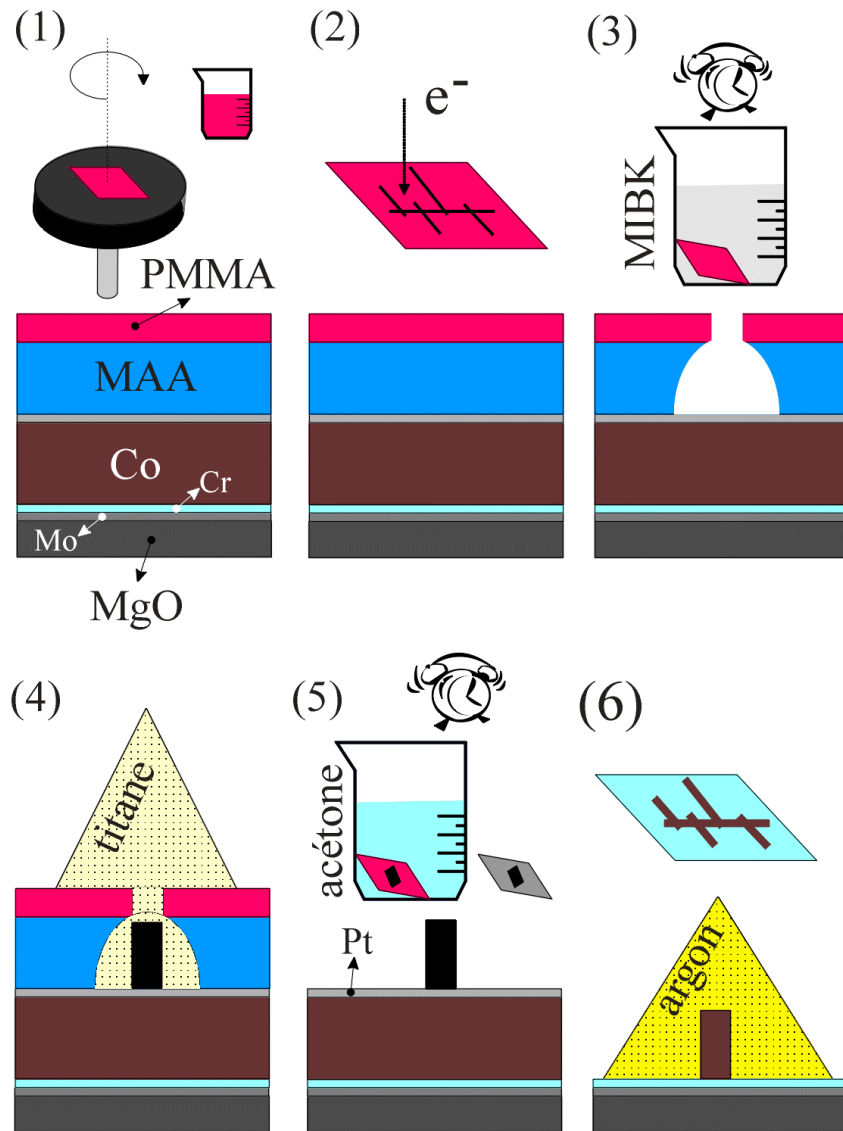
2. *Insolation de la résine par un faisceau d'électrons*

L'appareil utilisé pour l'insolation est un microscope électronique à balayage JEOL, de type JSM840 à filament de tungstène. Le microscope contient un obturateur de faisceau électromagnétique et des bobines défléctrices, contrôlées en temps réel par le logiciel PROXY<sup>TM</sup> (de Raith GmbH) via des convertisseurs digital-analogique avec une résolution de 16 bits. Le faisceau d'électrons est formé à partir d'un filament de tungstène dans une enceinte à basse pression ( $10^{-5}$  torr).

3. *Développement de la résine*: la partie de résine insolée, dans l'étape précédente, de solubilité accrue, est enlevée dans un solvant adéquat (le MIBK, MethylIsoButhylKetone).

4-5. *Dépôt de titane et "lift-off"*: une couche de titane est déposée par évaporation thermique dans le profil défini dans la résine. La résine est ensuite enlevée par dissolution dans l'acétone et le motif est transféré en titane.





**Figure I. 2-1:** Etapes dans la fabrication des fils par lithographie électronique et gravure ionique sèche: (1) dépôt de la résine; (2) insolation; (3) développement; (4) dépôt de titane; (5) lift-off; (6) gravure aux ions d'argon. Tous les détails du protocole de fabrication des nanofils de cobalt sont présentés dans l'annexe A.I-1.

6. *Gravure ionique sèche*: consiste à bombarder l'échantillon avec un faisceau d'ions d'argon afin d'abraser les parties de la couche magnétique qui ne sont pas protégés par le titane. Le motif est ainsi transféré dans la couche de cobalt. La technique de gravure ionique sèche est peu sélective chimiquement et les motifs sont gravés de manière isotrope. Le taux de gravure, défini comme le nombre d'atomes enlevés d'une surface unitaire dans l'unité de temps, est une caractéristique de chaque matériau à graver. Il dépend aussi de l'énergie, ainsi que de l'angle d'incidence du faisceau d'ions par rapport à la surface de l'échantillon. Dans la configuration choisie, le faisceau d'ions arrive perpendiculairement à la surface de l'échantillon pour éviter la formation de marches ou le redépôt de matière abrasée, qui peuvent apparaître dans le cas d'une gravure sous incidence oblique.

Le bâti de gravure contient une chambre d'ionisation, une électrode extractrice et un neutraliseur. Les électrons, émis par la cathode (filament de tungstène chauffé), ionisent un gaz d'argon introduit dans l'enceinte (figure I.2-2). L'ionisation est facilitée par le champ magnétique créé par la bobine. Une autre différence de potentiel est appliquée entre la grille extractrice et la cathode pour accélérer les ions argon et former le faisceau. La forme de la grille détermine la focalisation du faisceau. Dans notre cas ce dernier est circulaire et fait environ 3 cm de diamètre. Cette électrode est associée à un neutraliseur, constitué d'un autre filament de tungstène chauffé. Ce filament émet des électrons qui vont neutraliser le faisceau d'ions argon chargés positivement. La pression dans l'enceinte, après l'addition d'une pression partielle d'argon, ne dépasse pas  $10^{-4}$  torr et, dans ces conditions, le libre parcours moyen des atomes d'argon est plus grand que la distance canon-échantillon.

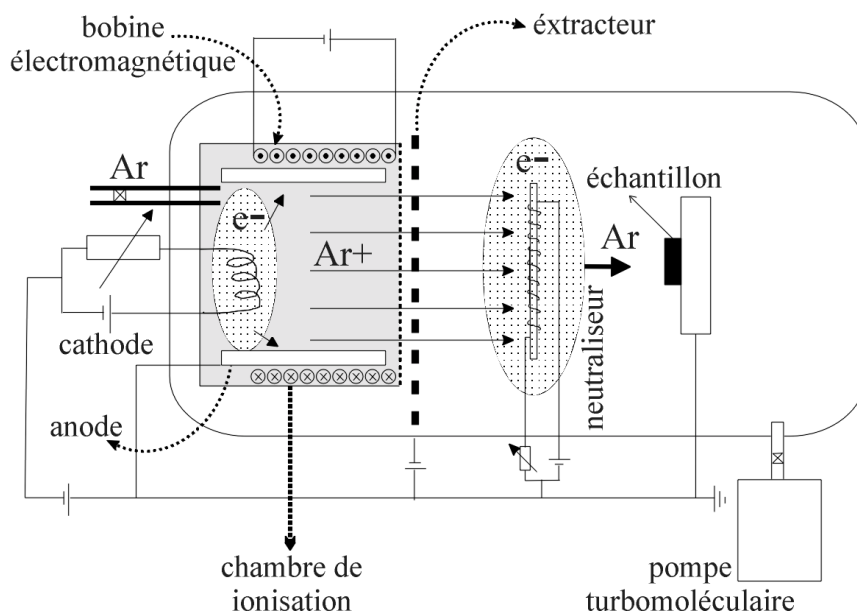


Figure I. 2-2: Représentation schématique de l'enceinte de gravure ionique

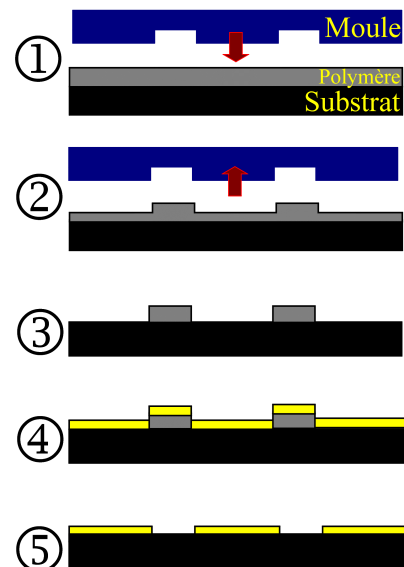
## I. 2. 2. Nano-impression

La nano-impression (anglais "nanoimprint") est une technique de lithographie proposée en 1995 par Stephen Chou.<sup>[Chou\_APL\_95]</sup> Le principe de la nano-fabrication est basé sur les propriétés thermoplastiques des polymères et non pas sur leur interaction avec un faisceau de particules chargées, comme c'est le cas dans la lithographie électronique. La couche de polymère thermoplastique déposée sur le substrat est déformée physiquement avec un moule, fabriquée au préalable par lithographie électronique. L'organigramme du procédé de fabrication est présentée schématiquement sur la figure I.2-3. Dans une première étape, la couche de polymère est déposée sur un substrat. Le moule et le substrat sont ensuite chauffés à une température supérieure à celle de la transition vitreuse du polymère. Le moule est alors pressé contre la couche de polymère avec une pression d'environ 50 bars - (1). Après le pressage, le système est refroidi - (2). Les motifs du moule imprimés dans la couche de polymère doivent donner un contraste d'épaisseur raisonnable pour la suite du procédé de fabrication. Le transfert des motifs imprimés dans l'épaisseur totale de la couche de polymère est assuré par une étape de gravure ionique réactive - (3). Un lift-off est effectué par la suite: une couche métallique très mince est déposée - (4), puis le polymère est dissout - (5).

La technique de nano-impression permet d'atteindre de très hautes résolutions, car elle n'est pas limitée par la diffusion optique ou électronique dans la résine. Sa résolution ne dépend que de celle du moule<sup>[Chou\_JVST\_97]</sup> et des résolutions inférieures à 10 nm ont pu ainsi être atteintes<sup>[Chou\_JVST\_98]</sup>. Un avantage supplémentaire de la méthode est son très faible coût en équipement.

- *Fabrication de réseaux de plots de cobalt*

Pour la fabrication des réseaux de plots, le dépôt thermosensible est constitué d'une tri-couche, qui permet d'obtenir de très bonnes résolutions.<sup>[Lebib\_ME\_00, Natali\_JVST\_01]</sup> Tout d'abord, une couche mince de résine PMGI (polyméthylglutarimide) de 200 nm d'épaisseur est déposée par "spin coating" sur un substrat de silicium. Après son dépôt, cette couche de PMGI est soumise



**Figure I. 2-3:** Organigramme du procédé de fabrication des objets par la nano-impression: (1) impression à  $T > T_g$ ; (2) enlèvement du moule à  $T \ll T_g$ ; (3) enlèvement du moule à  $T \ll T_g$ ; (3) gravure ionique réactive; (4) métallisation; (5) lift-off.<sup>[Chou\_APL\_95]</sup>

---

à un traitement thermique pour durcissement. Elle est ensuite recouverte successivement d'une couche intermédiaire de 10 *nm* de germanium obtenue par pulvérisation cathodique et d'une couche de PMMA (polyméthylméthacrylate) étalée par "spin coating". La couche de PMGI est thermiquement stable jusqu'à 200°C, tandis que la couche de PMMA peut être déformée à des températures plus basses. Dans une première étape, seule la couche de PMMA va être déformée par pressage contre le moule. Le contraste imprimé dans cette couche est ensuite transféré dans les couches inférieures (Ge puis PMGI) à l'aide de plusieurs étapes de gravure ionique réactive (avec O<sub>2</sub> et SF<sub>6</sub>). Dans les profils définis dans le PMGI, une couche de cobalt d'épaisseur comprise entre 10 et 50 *nm* est finalement déposée à température ambiante par évaporation par bombardement électronique d'une cible métallique sous ultravide (10<sup>-7</sup> bar) tandis que la couche de PMGI est enlevée par un procédé de lift-off.

### I. 3. Mesures du magnétisme macroscopique

La plupart des courbes d'aimantation mesurées pour les besoins de ce travail à la température ambiante ont été obtenues avec un magnétomètre à gradient de champ alternatif. Pour des mesures à basse température, un magnétomètre à détection SQUID a été utilisé. Les constantes d'anisotropie ont été déterminées par des mesures de couple magnétique, en utilisant un pendule à torsion. L'étude du comportement magnétique des réseaux de plots a été réalisée par magnétométrie à effet Kerr.

#### I. 3. 1. Magnétomètre à gradient de champ alternatif (AGFM)

L'échantillon est installé à l'extrémité d'une tige qui incorpore un élément piézo-électrique. Il est soumis à la fois à un champ magnétique statique d'intensité variable (de 0 à 13 kOe) créé par un électro-aimant, et à un gradient de champ alternatif produit par de petites bobines de Helmholtz (figure I.3-1). La force magnétique générée par ce champ alternatif sur l'échantillon

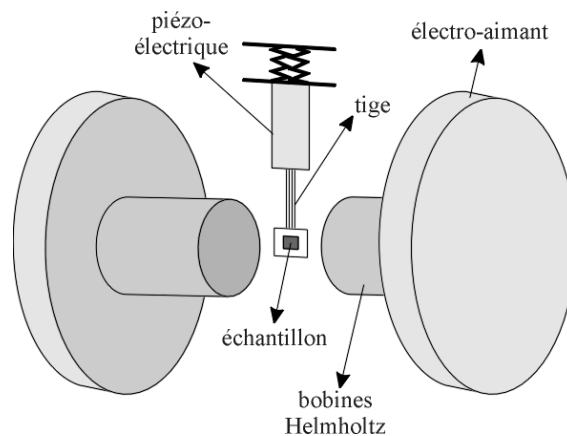


Figure I. 3-1: Représentation schématique d'un magnétomètre à gradient de champ alternatif

provoque une oscillation de la tige d'amplitude proportionnelle au moment magnétique de l'échantillon et à la valeur du gradient de champ. La déflexion périodique de la tige déforme l'élément piézo-électrique solide, ce qui induit une tension de sortie proportionnelle à l'aimantation de l'échantillon. La mesure s'effectue en détection synchrone à la fréquence d'excitation des bobines de Helmholtz. Le champ magnétique peut être appliqué soit parallèlement, soit perpendiculairement au plan de l'échantillon à l'aide de deux types de tiges, qui diffèrent par l'orientation de l'élément piézo-électrique.

En travaillant à la fréquence de résonance mécanique de la tige, la sensibilité de l'appareil est principalement limitée par le bruit mécanique et acoustique. Le magnétomètre à gradient de champ alternatif présente deux avantages importants: sa grande sensibilité ( $10^{-11} A.m^2$ ) et sa rapidité de mesure (un cycle peut être obtenu en quelques dizaines de secondes).

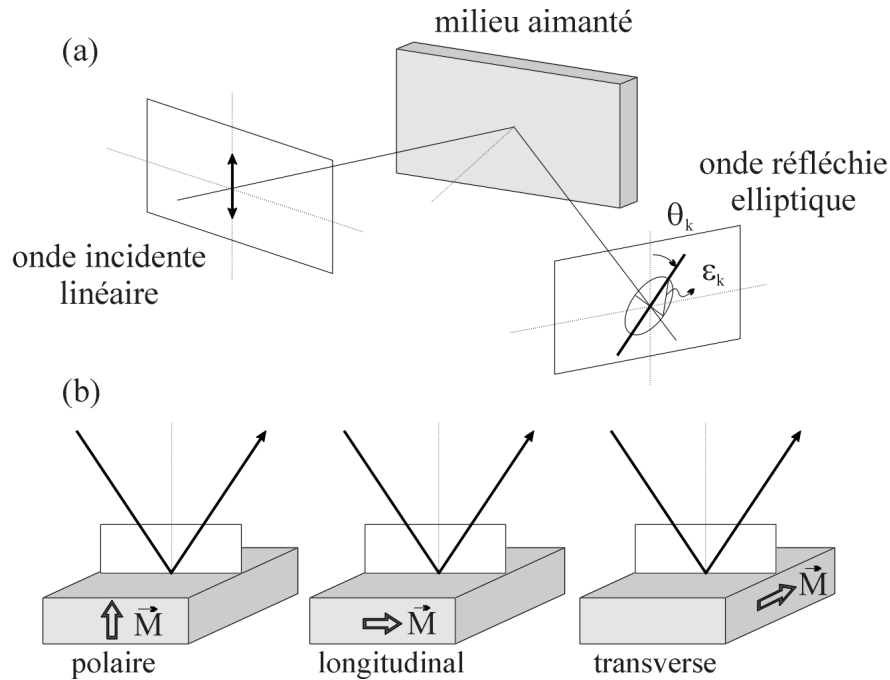
### I. 3. 2. Magnétomètre à détection SQUID

La description détaillée du fonctionnement d'un magnétomètre à détection SQUID a été faite ailleurs. <sup>[Goree\_RGSP\_76, Henry\_thèse\_95]</sup> En bref, l'échantillon est placé à l'intérieur d'une enceinte située au centre d'un ensemble de trois bobines supraconductrices, disposées verticalement, en série. La première et la troisième bobine ont  $N$  spires et sont bobinées dans le même sens. La deuxième bobine a un nombre  $2N$  de spires et est bobinée en sens inverse. L'ensemble de ces bobines permet d'éviter l'influence des courants induits par les variations d'un champ magnétique extérieur. L'échantillon est déplacé le long de l'axe des bobines, ce qui produit une variation de flux magnétique qui induit un courant. La bobine intermédiaire transmet cette variation de flux au SQUID (anneau supraconducteur en niobium-titane, interrompu par une jonction Josephson). Le circuit de mesure comporte un réseau (L, C) de fréquence de résonance de quelques  $MHz$ ; ce circuit est couplé au SQUID. La mesure se fait en détectant les variations d'amplitude de la tension radiofréquence aux bornes du circuit de détection.

Par rapport à la magnétométrie à gradient de champ alternatif, le magnétomètre à SQUID permet une détermination sans ambiguïté du moment magnétique absolu de l'échantillon. De plus, les gammes de champs magnétiques et de température accessibles sont beaucoup plus larges (la bobine supraconductrice est capable de fournir des champs magnétiques allant jusqu'à  $6 T$ ).

### I. 3. 3. Magnétomètre à effet Kerr

Le principe de cette technique consiste dans la mesure de la rotation du plan de polarisation et/ou de l'ellipticité d'un faisceau laser incident (polarisé linéairement) après réflexion sur un matériau magnétique. En fonction de l'orientation relative de l'aimantation de l'échantillon par rapport au plan d'incidence de la lumière polarisée, on peut distinguer (figure **I.3-2**): l'effet Kerr polaire (sensible à la composante de l'aimantation perpendiculaire à l'échantillon, située dans le plan d'incidence), l'effet Kerr longitudinal (sensible à la composante de l'aimantation dans le plan de l'échantillon et parallèle au plan d'incidence) et l'effet Kerr transverse (mesure de la composante de l'aimantation orientée dans le plan de l'échantillon et orthogonale au plan d'incidence du faisceau laser).



**Figure I. 3-2:** (a) Transformation d'une onde linéaire en une onde elliptique, après réflexion sur un milieu aimanté. (b) Différentes configurations (polaire, longitudinal et transverse) de l'effet Kerr.

Le dispositif expérimental utilisé contient un ellipsomètre à analyseur tournant. Un laser He-Ne (raie rouge  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ ) envoie un faisceau focalisé d'un diamètre de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$  sur un échantillon placé entre les deux bobines d'un électroaimant alimenté par un générateur de courant continu. Le faisceau passe d'abord par un polariseur, puis par un chopper. Après réflexion sur l'échantillon, le faisceau traverse un analyseur avant d'atteindre un photomultiplicateur. Le polariseur d'entrée permet d'obtenir une polarisation rectiligne de l'onde incidente sur l'échantillon. L'angle entre les directions du polariseur et de l'analyseur est réglé pour avoir un bon taux d'extinction ce qui permet un contrôle facile de l'état de polarisation de la lumière. Nous effectuons l'acquisition simultanée de la sortie du détecteur synchrone (signal proportionnel à l'aimantation) et du champ magnétique appliqué. Toute la procédure d'acquisition des cycles d'hystérésis est automatisée grâce à un ordinateur relié à un système de détection synchrone.<sup>[Lebib\_JAP\_00]</sup> Un microscope optique permet le contrôle de la position du faisceau laser sur l'échantillon. Les cycles Kerr ont été mesurés en géométrie longitudinale à la température ambiante.

La magnétométrie à effet Kerr constitue un bon compromis entre les techniques de microscopie magnétique (microscopie Lorentz, holographie électronique ou microscopie à force magnétique) et les techniques classiques (AGFM) pour la caractérisation des propriétés magnétiques des petits objets. En effet, les techniques de microscopie magnétique peuvent

résoudre spatialement la distribution d'aimantation d'un objet individuel mais elles sont moins adaptées pour mesurer quantitativement un cycle d'aimantation. Toutefois, la limite de sensibilité de ces deux dernières demande des réseaux avec un grand nombre de particules. L'effet Kerr permet de déterminer quantitativement, les caractéristiques magnétiques d'un objet magnétique dans la limite d'un nombre réduit de particules identiques.<sup>[Cowburn\_APL\_98]</sup>

### **I. 3. 4. Pendule à torsion**

La mesure de couple à l'aide d'un pendule à torsion est la technique la plus directe de détermination des constantes d'anisotropie magnétique d'un corps ferromagnétique. La méthode consiste à suspendre l'échantillon étudié à un fil de constante de torsion connue et à mesurer le couple de rappel exercé par le fil sur l'échantillon lorsque ce dernier tourne sous l'effet d'un champ appliqué. Ce couple de rappel est directement relié au couple associé à l'anisotropie magnétique de l'échantillon, que l'on cherche à déterminer. La description du dispositif expérimental est largement développée ailleurs.<sup>[Henry\_thèse\_95]</sup>



## I. 4. Microscopie à force magnétique

L'invention en 1982 par G. Binnig et al <sup>[Binnig\_82]</sup> du premier microscope à effet tunnel (STM) a conduit à un développement sans précédent de la physique des surfaces. Son principal avantage était la possibilité d'acquérir des informations à l'échelle atomique directement dans l'espace réel. La flexion du levier était mesurée à l'aide de la détection du courant tunnel entre une pointe STM située derrière le levier et l'échantillon. L'inconvénient de la technique est le fait que le levier doit être conducteur et très propre, afin de former une bonne jonction tunnel.

### I. 4. 1. Microscope à force atomique

En 1986, Binnig et al ont mis au point le premier microscope à force atomique <sup>[Binnig\_PRL\_86]</sup>, qui ne mesure plus un courant tunnel, mais qui est sensible à l'interaction entre une pointe et une surface. La pointe est montée sur un support élastique, nommé levier (figure **I.4-1**), ayant une constante de raideur très faible (0.1-10  $N/m$ ). Lorsque la pointe est proche de la surface, la force qui agit sur elle produit une modification de l'état du levier et on peut mesurer soit sa déflexion, soit la variation de sa fréquence de résonance. Pour détecter le signal, les techniques optiques <sup>[Meyer\_APL\_88, Martin\_APL\_87]</sup> se montrent plus fiables, car de grandes déflexions sont possibles dans le cas de grandes forces d'interaction et le levier n'a pas besoin d'être ultrapropre.

La microscopie à force atomique existe en deux variantes la microscopie de "contact", qui consiste à mettre en contact la pointe et l'échantillon et la microscopie dite de "non-contact" ou "tapping", dans laquelle la sonde locale frôle la surface sans la toucher. Les résultats présentés dans ce manuscrit ont été réalisés en mode "tapping". Le signal détecté dans ce cas est relié à la fréquence de résonance du levier qui dépend du gradient de champ de force de type Van der Waals ressenti par la pointe. Cette fréquence de résonance peut varier, selon la géométrie des leviers, entre 5 et 350  $kHz$ , alors que les amplitudes de vibration sont de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres.

L'apparition d'un gradient de force qui agit sur la pointe a pour effet de modifier le changement de la fréquence d'oscillation du levier. La fréquence de résonance du système se trouve déplacée vers des valeurs plus basses pour des forces attractives et vers les hautes fréquences pour des forces répulsives (voir annexe **A.1-2**). Ce changement de la fréquence de résonance entraîne une variation de l'amplitude de vibration du levier. Lors du balayage de la

surface, la mesure de cette variation d'amplitude nous permet ainsi d'obtenir une cartographie du gradient de la force agissant sur la pointe et donc de la topographie de l'échantillon.

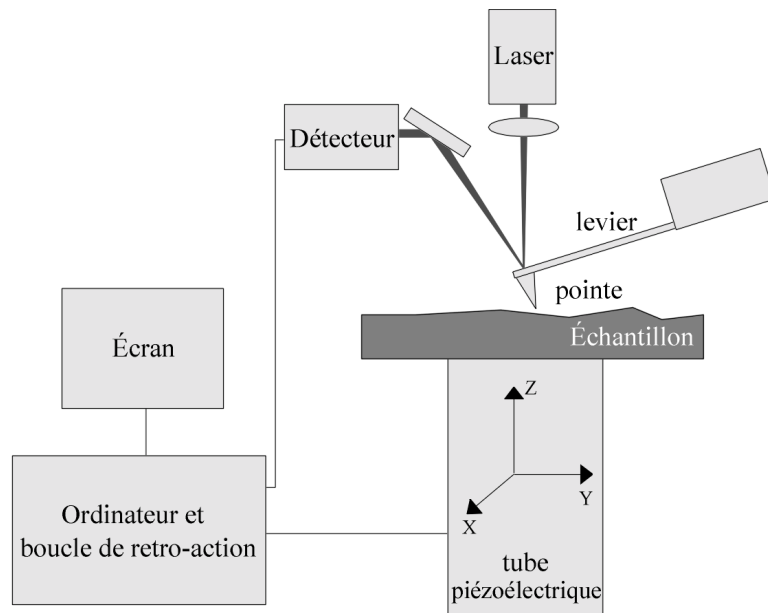


Figure I. 4-1: Représentation schématique d'un microscope à force atomique.

#### I. 4. 2. Pointes magnétiques

Le concept de la microscopie à force peut être étendu à des forces magnétiques.<sup>[Martin\_APL\_87]</sup>

Afin de rendre la sonde locale sensible au gradient de force magnétique, la pointe est réalisée soit à partir d'un fil ferromagnétique<sup>[Rugar\_PT\_90]</sup>, soit à partir d'une pointe AFM, recouverte d'un matériau magnétique.<sup>[Boef\_APL\_90]</sup> Les pointes fabriquées par l'amincissement d'un fil ferromagnétique présentent une très bonne résolution latérale, qui est d'autant meilleure que la pointe est fine et son rayon de courbure est petit. Leur faiblesse est liée au grand moment magnétique de la sonde qui peut influencer d'une manière irréversible la structure en domaines de l'échantillon étudié.<sup>[Bélliard\_thèse\_97]</sup> Dans le cadre du travail de cette thèse, nous avons utilisé des pointes AFM recouvertes d'un alliage magnétique Co-Cr (figure I.4-2). L'utilisation de pointes de ce type, bien qu'elle occasionne une perte de résolution significative, assure une moindre influence de la sonde sur l'échantillon. La

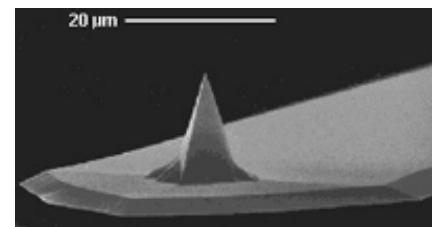
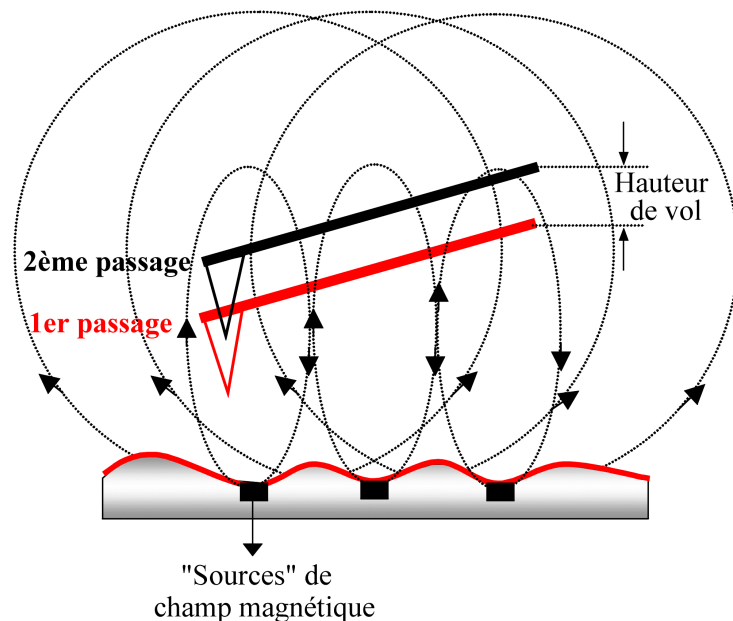


Figure I. 4-2: Pointe utilisée en MFM vue de côté. Un matériau magnétique (Co-Cr) est déposé sur la pointe de Si.

réduction du volume magnétique de la pointe permet de diminuer l'effet de convolution avec celle-ci.<sup>[Rühriig\_RSI\_94, Belliard\_thèse\_97]</sup> Lorsque la couverture de la pointe est trop douce, l'état d'aimantation de cette dernière peut être affecté par le champ de fuite de l'échantillon.<sup>[Wadas\_APL\_94]</sup>

### I. 4. 3. Méthode "lift-mode"

Cette méthode particulièrement élégante, qui permet de séparer les informations topographiques et magnétiques, a été mise au point par Digital Instruments. Son principe consiste à utiliser un double balayage, au même endroit de l'échantillon, mais à des hauteurs de vol différentes (figure I.4-3). Lors du premier passage, la pointe se déplace au voisinage immédiat de la surface; elle est essentiellement soumise à des forces de Van der Waals de courte portée. Une boucle de contre-réaction pilote les mouvements verticaux du tube piézo-électrique supportant la pointe afin de conserver l'amplitude de vibration du levier constante. Ce premier passage définit la topographie de la surface. Lors du deuxième passage, les mouvements verticaux du piézo-électrique enregistrés précédemment sont restitués le long de la même ligne de balayage, avec une hauteur de vol augmentée d'une valeur choisie par l'opérateur (typiquement 20-100 nm), de telle sorte que la pointe soit essentiellement soumise aux forces magnétiques (de plus longue portée). Dans le choix de cette hauteur de survol, la rugosité de la surface de l'échantillon joue un rôle très important. Plus la rugosité est faible plus la hauteur de survol peut être réduite.



**Figure I. 4-3:** Représentation schématique du principe de fonctionnement de la technique "lift-mode": la pointe magnétique effectue un premier passage à une hauteur de survol basse étant sensible à la topographie, et un deuxième passage au même endroit de la surface mais à une hauteur de survol aditionnelle, où les forces magnétiques deviennent prédominantes

#### I. 4. 4. Principe du contraste MFM

Le signal collecté lors d'une expérience de microscopie à force magnétique est relié aux champs de fuite généré par la distribution d'aimantation à l'intérieur de l'échantillon (annexe A.I-2).

L'énergie magnétique du système pointe MFM – échantillon peut être exprimée sous deux formes équivalentes:

$$E = - \int_{\text{pointe}} \vec{m}_{\text{pointe}} \cdot \vec{H}_{\text{échantillon}} dV = - \int_{\text{échantillon}} \vec{m}_{\text{échantillon}} \cdot \vec{H}_{\text{pointe}} dV \quad (I. 4-1)$$

Il faut remarquer que deux configurations magnétiques différentes qui fournissent un champ de fuite identique ne sont pas distinguables. La deuxième intégrale indique que deux pointes magnétiques ayant des distributions internes de l'aimantation différentes, mais des champs de fuite identiques ne sont pas non plus différenciables. L'expression (I.4-1) de l'énergie d'interaction peut être transformée en utilisant une intégration partielle:

$$E = - \int_{\text{volume}} \lambda_v \cdot \Phi_{\text{pointe}} dV - \int_{\text{surface}} \sigma_s \cdot \Phi_{\text{pointe}} dS \quad (I. 4-2)$$

Dans cette formulation,  $\Phi_{\text{pointe}}$  représente le potentiel scalaire du champ de fuite de la pointe MFM ( $\vec{H}_{\text{pointe}} = -\nabla\Phi_{\text{pointe}}$ ). Le champ de fuite de l'échantillon magnétique peut être décrit par des densités de charge volumique  $\lambda_v$  et surfacique  $\sigma_s$  :

$$\lambda_v = -\nabla \cdot \vec{m}_{\text{échantillon}} \quad (I. 4-3)$$

$$\sigma_s = \vec{n} \cdot \vec{m}_{\text{échantillon}} \quad (I. 4-4)$$

On trouve alors le champ de fuite grâce au potentiel créé par ces charges magnétiques, comme en électrostatique.

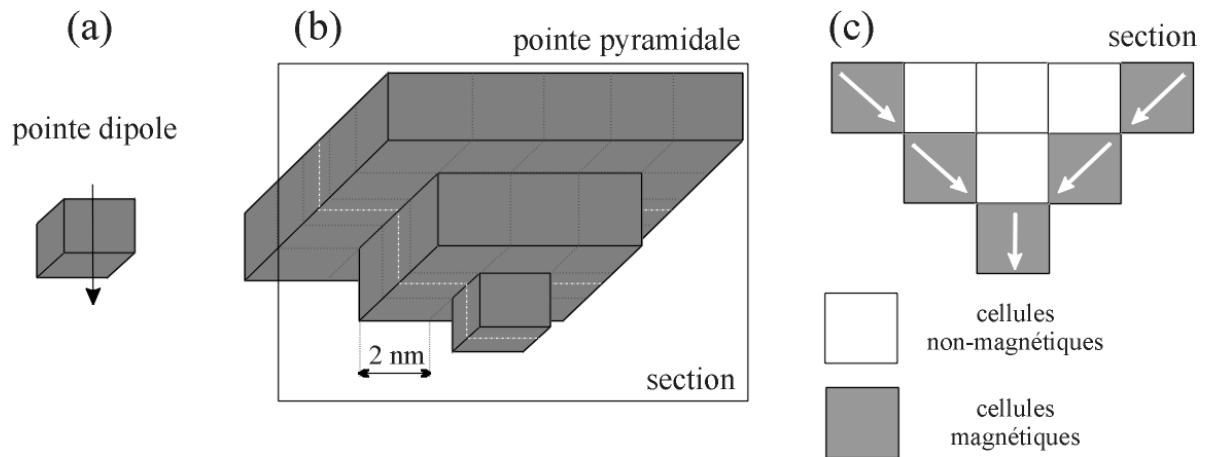
Afin de reconstruire la distribution d'aimantation de l'échantillon, il est le plus souvent nécessaire d'avoir recours à une modélisation des signaux MFM. Celle-ci demande une connaissance approximative des configurations micromagnétiques possibles dans l'échantillon étudié. Ainsi, il est important de corréler les études de microscopie à force magnétique avec des simulations micromagnétiques. Par ailleurs, le degré de complexité de cette simulation varie essentiellement avec le degré d'approximation utilisé pour décrire la distribution d'aimantation de la pointe.

Une approximation possible consiste à identifier la pointe à un dipôle magnétique. Dans cette

limite, le gradient de la force magnétique est proportionnel à  $\frac{\partial^2 \vec{H}_{\text{échantillon}}}{\partial z^2}$ , où  $\vec{H}_{\text{échantillon}}$

désigne le champ magnétique émanant de l'échantillon.<sup>[Mamin\_PRL\_88, Foss\_JMSJ\_95]</sup> Des structures en domaines plus complexes ont toutefois été proposées dans la littérature, afin de rendre compte plus précisément de l'interaction pointe-échantillon.<sup>[Scheinfain\_JAP\_90, Proksch\_JAP\_94]</sup>

Dans notre cas, nous avons représenté la pointe sous la forme d'un empilement pyramidal de cellules cubiques de 2 nm de côté (figure I.4-4b), de hauteur allant de 1 à 20 plans. Dans cet empilement, seules les cellules externes sont supposées magnétiques, uniformément aimantées (figure I.4-4c).



**Figure I. 4-4:** Géométries de la pointe magnétique utilisée pour modéliser le signal MFM: (a) pointe de type dipôle; (b) pointe de forme pyramidale. (c) Section transverse de la pointe pyramidale. Le pas de maillage de discrétisation de la pointe est de 2 nm.

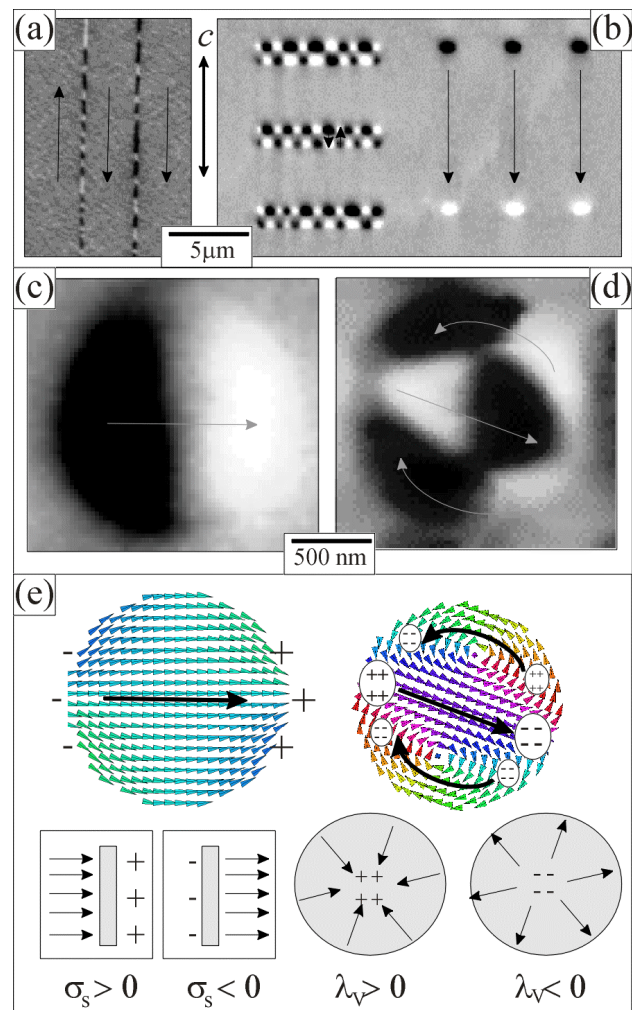
- *Contrastes MFM des nanostructures magnétiques*

Toutes les études MFM effectuées dans le cadre de cette thèse ont été réalisées avec des pointes aimantées perpendiculairement à la surface des échantillons, c'est à dire verticalement. De ce fait, les images recueillies contiennent exclusivement des informations sur la composante verticale du champ de fuite émanant de l'échantillon.

Dans le cas des films minces à aimantation planaire, le contraste MFM provient ainsi uniquement des charges magnétiques liées aux parois de domaines (figure **I.4-5a**). Dans le cas de parois de Bloch pures, ce sont des charges de surface liées à la composante verticale des moments magnétiques dans la paroi qui se manifestent. Des charges volumiques interviennent dans le cas de parois de Bloch asymétriques comportant une composante de type Néel (chapitre **III**), que l'on rencontre le plus souvent dans les films minces.

Lorsque, en passant de films minces à des nanostructures, on réduit la taille latérale, ce sont les charges de surface le long des bords de ces objets qui deviennent prépondérantes (figure **I.4-5b**). Les contrastes magnétiques observés émanent alors essentiellement de l'aimantation des domaines magnétiques (et non plus de parois), dont on peut ainsi déterminer l'orientation (chapitre **IV**).

Un exemple tiré des observations réalisées sur les plots de cobalt (chapitre **VI**) démontre bien la difficulté d'interprétation des contrastes MFM en



**Figure I. 4-5:** Observations de nanostructures magnétiques: (a) Parois dans les couches minces de cobalt (10 $\bar{1}$ 0), à aimantation planaire.

(b) Configurations micromagnétiques des nanofils de cobalt (10 $\bar{1}$ 0); (c) Etat monodomaine dans un plot de cobalt polycristallin. (d) état double vortex dans un plot de cobalt polycristallin. (e) Représentation schématique des charges magnétiques de surface  $\sigma_s$  et de volume  $\lambda_v$  des deux états micromagnétiques

l'absence de toute connaissance préalable de la configuration d'aimantation. Deux états micromagnétiques distincts dans lesquels l'aimantation de la partie centrale du plot pointe dans la même direction peuvent générer des contrastes magnétiques opposés. C'est le cas de l'état monodomaine (figure **I.4-5c**), où les charges de surface prédominent, et de l'état "double-vortex" (figure **I.4-5d**), où la circulation de l'aimantation le long des bords diminue considérablement les charges de surface et où ce sont les charges de volume qui sont à l'origine de l'essentiel du contraste (figure **I.4-5e**).

#### **I. 4. 5. Protocole des mesures MFM**

Pour analyser l'évolution de la structure en domaines magnétiques par MFM sous champ magnétique, nous avons utilisé un dispositif contenant deux petits aimants permanents. Les aimants sont reliés entre eux et guidés par une vis sans fin qui permet de les éloigner ou de les rapprocher avec précision. L'échantillon est placé au centre du dispositif, entre les aimants et le champ appliqué est contenu dans le plan de l'échantillon. Le champ délivré par les aimants a été calibré au préalable à l'aide d'une sonde de Hall et le champ maximum qu'il peut délivrer est de 1000 *Oe*. Cependant, à cause de l'influence sur l'aimantation de la pointe, le champ utilisable pour obtenir de bonnes images est limité à 600 *Oe*. Avant la mesure, les pointes magnétiques sont aimantées suivant une direction orthogonale au plan de l'échantillon, dans un champ de 3 *kOe*. La poutre est mise en vibration à sa fréquence de résonance (60-80 *kHz*). Le signal MFM, représenté par la variation de cette fréquence de vibration est transmis aux photo-diodes par l'intermédiaire d'un faisceau laser réfléchi sur la face arrière de la poutre. Afin de déterminer l'influence du champ de la pointe magnétique sur la configuration micromagnétique des échantillons, la hauteur de survol a été variée entre 20 *nm* et 100 *nm*.

#### **I. 4. 6. Avantages et limitations expérimentales**

La microscopie à force magnétique est complémentaire d'autres techniques de microscopie magnétique.<sup>[Gomez\_JAP\_99]</sup> Par rapport aux autres techniques, elle présente une série d'avantages mais aussi de désavantages, ce qui fait que son utilisation est recommandée dans certaines situations et pas dans d'autres.

Parmi ses qualités, on peut citer sa bonne résolution, de l'ordre de la dizaine de nanomètres, l'échantillon ne nécessite pas de préparation spéciale et il peut être recouvert d'une couche de

protection. De plus, elle fournit des informations limitées sur la distribution de l'aimantation dans le volume de l'échantillon.

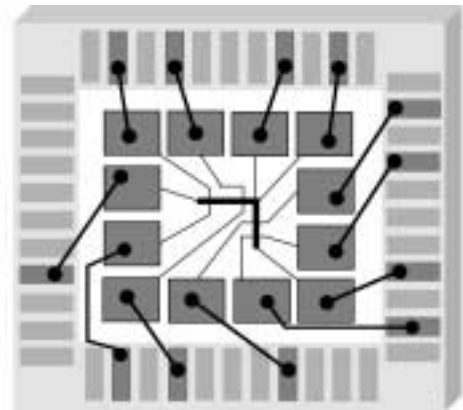
Le principal inconvénient est représenté par la difficulté d'interprétation des contrastes MFM, déjà mentionnée précédemment. Une deuxième difficulté est relié à l'interaction mutuelle entre la pointe et l'échantillon étudié. Des études effectuées sur des matériaux magnétiques doux ont montré l'existence de perturbations significatives de la part de la pointe MFM sur leur structure micromagnétique.<sup>[Mamin\_APL\_89, Scheinfein\_JAP\_90, Aharoni\_JAP\_93, Müller\_PRB\_94, Rave\_IEEE\_94]</sup>

Ces effets sont diverses, pouvant aller d'une simple perturbation réversible (chapitre III), proportionnelle au champ local de la pointe, jusqu'à des interactions irréversibles, comme par exemple des déplacements de parois ou même des modifications de la configuration micromagnétique de l'échantillon, qui relaxe vers son état fondamental (chapitres IV et VI).

## I. 5. Mesures de magnétotransport

La magnétorésistance des nanofils de cobalt a été mesurée à l'aide d'une technique à 4 pointes.

<sup>[Pauw\_PRR\_56]</sup> Cette technique permet de déterminer correctement la résistance de l'échantillon étudié en s'affranchissant de la résistance des fils de connexion et de la résistance de contact. L'échantillon est introduit dans un cryostat à circulation d'hélium installé dans le gap d'un électroaimant. Ce dispositif permet des mesures dans des champs magnétiques allant jusqu'à 2.5 T et pour des températures comprises entre 5 K et 300 K. La température au niveau de l'échantillon est mesurée à



**Figure I. 5-1:** Représentation schématique du support utilisé pour les mesures de magnétotransport. Il permet la mesure simultanée des signaux résistifs, respectivement Hall.

l'aide d'une résistance de type "cernox". La régulation de la température est effectuée par un contrôleur Lakeshore DRC 82C. Une source Keithley 220 fournit un courant continu stabilisé d'intensité ajustable entre  $1\mu A$  et  $100 mA$ . La mesure de la tension est réalisée par un voltmètre électronique Keithley 2001 disposant d'une carte d'acquisition avec 10 canaux de mesure pouvant être enregistrés simultanément. Le câblage permet de relier à la carte d'acquisition différentes parties de l'échantillon et de mesurer soit des signaux résistifs, soit des signaux de Hall (figure I.6-1). L'ensemble des opérations de mesure est piloté par un



ordinateur. La transmission des ordres et des données se fait par l'intermédiaire d'un bus IEEE piloté par une carte GPIB.

La mesure commence par l'établissement d'un champ magnétique. On attend environ 3 s pour la stabilisation du champ magnétique et l'amortissement d'éventuels courants de Foucault dans le circuit de mesure. Pour chaque pas de champ magnétique, le courant électrique est établi dans un sens puis dans l'autre et une moyenne est faite entre les deux mesures. Cela permet d'éliminer d'éventuels offsets de tension. Une fois que toutes les mesures à un champ donné sont faites, le courant électrique est coupé afin d'éviter un chauffage excessif de l'échantillon. Pour protéger l'échantillon des surcharges générées lors du changement des canaux de la carte d'acquisition, des résistances de 10 k $\Omega$  ont été connectées en série et des condensateurs en parallèle avec les lignes de mesure. D'autre part, lors de la connexion de l'échantillon, une mise systématique à la masse est effectuée afin de ne pas induire de décharges électrostatiques, qui pourraient détruire ces lignes de mesure.

---

## Références bibliographiques du chapitre I

---

### a. microscopie à force atomique (magnétique)

[Aharoni\_JAP\_93] A. Aharoni, J. P. Jakubovics, *J. Appl. Phys.* **73**, 6498 (1993).

[Babcock\_MRS\_95] K. Babcock, M. Dugas, S. Manalis, V. Elings, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **355**, 311 (1995).

[Bélliard\_thèse\_97] Laurent Bélliard, "La microscopie à force magnétique: du semi massif aux nanostructures", thèse Université Paris XI Orsay (1997).

[Binnig\_APL\_82] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 178 (1982); G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel, *Physica* **109/110b**, 2075 (1982); G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 57 (1982).

[Binnig\_PRL\_86] G. Binnig, C. F. Quate, Ch. Gerber, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 930 (1986).

[Boef\_APL\_90]. A. J. den Boef, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2045 (1990).

[Foss\_JMSJ\_95] S. Foss, R. Proksch and E. D. Dahlberg, *J. Magn. Soc. Jpn.* **19**, 135 (1995).

[Gomez\_JAP\_99] R. D. Gomez, T. V. Luu, A. O. Pak, K. J. Kirk, J. N. Chapman, *J. Appl. Phys.* **85**, 6163 (1999).

[Grutter\_APL\_90] P. Grütter, D. Rugar, H. J. Manin, G. Castillo, C. J. Lin, I. R. McFayden, R. M. Valetta, O. Wolter, T. Bayer, J. Greschner, *J. Appl. Phys.* **69**, 5883 (1991).

[Mamin\_APL\_89] H. J. Mamin, D. Rugar, J. E. Stern, R. E. Fontana Jr., P. Kasiraj, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 318 (1989).

[Mamin\_APL\_88] H. J. Mamin, D. Rugar, J. E. Stern, B. D. Terris and S. E. Lambert, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1446 (1988).

[Martin\_APL\_87] Y. Martin, H. K. Wickramasinghe, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1455 (1987).

[Martin\_APL\_88] Y. Martin, D. Rugar, H. K. Wickramasinghe, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 244 (1988).

[Meyer\_APL\_88] G. Meyer, N. M. Amer, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1045 (1988).

[Müller\_PRB\_94] S. Müller-Pfeiffer, M. Schneider and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **49**, 15745 (1994).

[Rave\_IEEE\_94] W. Rave, L. Belliard, M. Labrune, A. Thiaville and J. Miltat, *IEEE Trans. Magn.* **30**, 4473 (1994).

[Rugar\_PT\_90] D. Rugar and P. Hansma, *Physics Today* **43**, 23 (1990).

[Scheinfein\_JAP\_90] M. R. Scheinfein, J. Unguris, D. T. Pierce and R. J. Celotta, *J. Appl. Phys.* **67**, 5932 (1990).

[Wadas\_APL\_94] A. Wadas, J. Moreland, P. Rice, R. R. Katti, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1156 (1994).

### **b. nano-impression**

[Chou\_APL\_95] S. Y. Chou, P. R. Krauss and P. J. Renstrom, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3114 (1995).

[Chou\_JVST\_97] S. Y. Chou, P. R. Krauss, W. Zhang, L. Guo and L. Zhang, *J. Vac. Sci. Technol.* **15**, 2897 (1997).

[Chou\_JVST\_98] S. Y. Chou et al, *J. Vac. Sci. Technol.* **16**, 3825 (1998).

[Chou\_Science\_96] S. Y. Chou, P. R. Krauss and P. J. Renstrom, *Science* **272**, 85 (1996).

### **c. magnétométrie à effet Kerr**

[Cowburn\_APL\_98] R. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye and M. E. Welland, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3947 (1998)

[Lebib\_JAP\_01] A. Lebib, S. P. Li, M. Natali and Y. Chen, *J. Appl. Phys.* **89**, 3892 (2001).

### **d. RHEED**

[Chevrier\_EL\_91] J. Chevrier, V. Le Thanh, R. Buys, J. Derrien, *Europhys. Lett.* **16**, 737 (1991).

### **e. SQUID**

[Henry\_these\_95] Yves Henry, "Etude des propriétés structurales et magnétiques de bicouches, sandwiches et multicouches cobalt/manganèse", thèse Université Louis Pasteur Strasbourg, (1995).

[Goree\_RGSP\_76] W. S. Goree and M. Fuller, *Reviews of Geophysics and Space Physics* **14**, 591 (1976).

### **f. lithographie électronique**

[Miramond\_thèse\_97] C. Miramond, "Propriétés magnétiques de réseaux de plots de permalloy. Réflectivité de neutrons polarisés", thèse Université Paris XI - CEA Saclay (1997).

[Warin\_thèse\_99] *Patrick Warin, "Magnéto-résistance et configuration de domaines", thèse Université Paris VI - CEA Saclay (1999).*

[Matsui\_00] *S. Matsui, in "Handbook of Nanostructured Materials and Technology", Vol. 3 (Electrical Properties), Ch. 11, 555-564, 582-583 (2000).*

#### **g. rayons X**

[Michel\_thèse\_95] *Anny Michel, thèse ULP Strasbourg, (1995).*

[Hehn\_thèse\_96] *Michel Hehn, "Elaboration, étude des propriétés structurales et magnétiques de couches et réseaux de plots submicroniques à base de cobalt", thèse Université Louis Pasteur de Strasbourg (1996).*

#### **h. épitaxie par jet moléculaire**

[Henini\_TSF\_97] *M. Henini, Thin Solid Films 306, 331 (1997).*

[George\_PTF\_92] *J. George, in "Preparation of Thin Films", Chap. 7, 303-315, 324-335 (1992).*

#### **h. mesures magnéto-résistives**

[Warin\_thèse\_99] *P. Warin, "Magnéto-résistance et configuration de domaines", thèse Université Paris VI - CEA Saclay (1999).*

[Pauw\_PRR\_58] *van der Pauw, Philips Research Reports 13 (1958).*

---

## Chapitre II :

### Elaboration de couches minces de cobalt de structure $(10\bar{1}0)$ . Propriétés structurales, morphologiques et magnétiques

---

L'ensemble des couches minces de cobalt qui constituent le support des nanofils ont été réalisées par épitaxie par jet moléculaire (EJM) sous ultravide.

- L'optimisation des paramètres de croissance (température durant le dépôt, flux de dépôt, épaisseurs des couches tampon) a permis d'obtenir des films minces Co/Cr/Mo/MgO de très bonne qualité cristalline, confirmée par des mesures de diffraction d'électrons rapides en incidence rasante et par diffraction de rayons X. L'optimisation de la rugosité de surface de ces échantillons, requise pour la fabrication ultérieure de nanofils, a été étudiée par la microscopie à force atomique.
  - Dans la deuxième partie du chapitre, nous étudierons les propriétés magnétiques des couches minces. Tout d'abord, la symétrie de l'anisotropie magnétique sera étudiée par des cycles d'aimantation planaire, en variant l'angle du champ magnétique appliqué par rapport aux axes cristallographiques. Les constantes d'anisotropie seront déterminées à partir des mesures de couple magnétique. Finalement, l'influence de la température et de l'épaisseur de la couche de cobalt sur les propriétés magnétiques du système sera considérée.
-

---

## **II. 1. Motivation**

## **II. 2. Introduction**

## **II. 3. Optimisation des conditions de croissance**

- II. 3. 1. Description générale du système élaboré
- II. 3. 1. Préparation du substrat de MgO
- II. 3. 2. Couches tampons (Mo, Cr)
- II. 3. 3. Couche mince de cobalt
- II. 3. 4. Propriétés cristallines des couches de cobalt

## **II. 4. Propriétés magnétiques macroscopiques des couches minces de cobalt**

- II. 4. 1. Symétrie de l'anisotropie magnétique
- II. 4. 2. Retournement de l'aimantation des couches de cobalt à anisotropie planaire
- II. 4. 3. Constantes d'anisotropie magnétocristalline
- II. 4. 4. Autres caractérisations magnétiques
  - II. 4. 4. 1 Cycles d'aimantation perpendiculaires au plan des couches minces
  - II. 4. 4. 2 Influence de la température sur les propriétés magnétiques des couches de cobalt

## **II. 5. Conclusions**

## **Références bibliographiques du chapitre II**

---

## II. 1. Motivation

Un des buts du travail de cette thèse est l'étude de la magnéto-résistance des parois dans le cas d'un système modèle, avec une configuration micromagnétique bien définie. Des études théoriques existantes dans la littérature indiquent la nécessité d'avoir des parois très étroites afin d'observer des effets magnéto-résistifs importants. <sup>[Levy\_PRL\_97]</sup> Un tel confinement des parois est réalisable dans le cas des systèmes à forte anisotropie magnétique. Dans le cadre de mon travail de thèse, nous avons choisi d'utiliser des couches minces de Co hexagonal compact (*hc*). Dans les fils fabriqués ultérieurement par des techniques de lithographie, différentes configurations micromagnétiques pourront être stabilisées en disposant l'axe des fils parallèlement ou perpendiculairement à l'axe facile cristallin. L'élaboration de ces couches minces de cobalt est décrite dans ce chapitre.

D'une manière générale, il est possible de contrôler la symétrie et l'amplitude de l'anisotropie magnétique dans des couches minces en choisissant des substrats et des couches tampon adéquats. Par exemple, dans le cas des couches minces de cobalt, plusieurs types d'anisotropie magnétique ont été identifiés, dont une anisotropie uniaxiale et une anisotropie cubique. La symétrie hexagonale compacte du cobalt massif est préservée lorsque la croissance épitaxiale des couches minces est effectuée avec des substrats et des couches tampon adéquats. Dépendant du substrat de départ, l'anisotropie magnétocristalline du cobalt (*hc*) peut être soit planaire, dans le cas d'un substrat de MgO(110) <sup>[Nakamura\_JAP\_93]</sup> soit perpendiculaire au plan de la couche, lorsque le substrat de départ est le saphir ou le mica. <sup>[Hehn\_PRB\_95]</sup> Le cobalt peut aussi être stabilisé par croissance épitaxiale dans une structure cubique à faces centrées (*cfc*), en utilisant un substrat de saphir ( $11\bar{2}0$ ) et une couche tampon de Nb. <sup>[Bödeker\_PRB]</sup> Du point de vue structural, les deux empilements possibles, (*hc*) et (*cfc*), sont très peu différents. Cependant, l'anisotropie magnétocristalline de ces deux structures est très différente, la structure hexagonale compacte étant fortement anisotrope à cause de sa symétrie uniaxiale. Etant donné que les deux structures sont si proches du point de vue structural, il est important de bien choisir un substrat et des paramètres de dépôt adéquats pour obtenir des couches minces de type (*hc*), caractérisées par une forte anisotropie uniaxiale, proche de celle du matériau massif.

Dans la suite du chapitre, la croissance de couches épitaxiales de Co (hc) est décrite, en utilisant comme substrat le MgO orienté (110) et des couches tampon de chrome et de molybdène.

## II. 2. Introduction

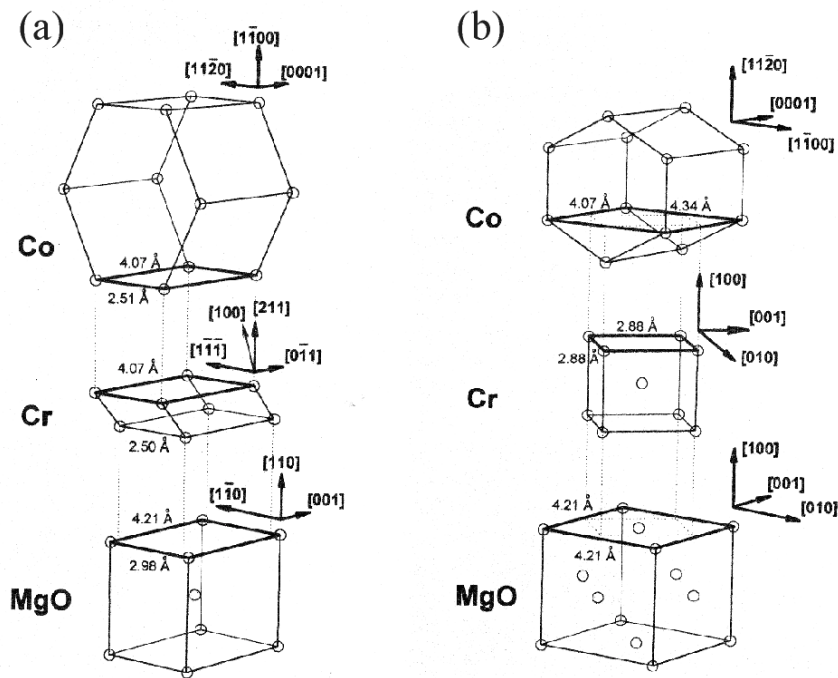
Un nombre important d'études existent dans la littérature sur la croissance des bicouches de Co-Cr sur un substrat de MgO.<sup>[Nakamura\_JAP\_93, Metoki\_PRB\_94, Liou\_IEEE\_95, Schreiber\_PRB\_95, Yao\_JAP\_96, Fullerton\_APL\_97]</sup> Ces études indiquent que l'utilisation des différentes surfaces du substrat de MgO permet d'obtenir des couches minces de très bonne qualité cristalline, avec des anisotropies magnétocristallines planaires variables (figure II.2-1). L'arrangement structural des couches de chrome et de cobalt est largement influencé par l'orientation du substrat de MgO. Ainsi, dans le cas d'une surface (100) du MgO, la couche mince de cobalt ( $11\bar{2}0$ ) obtenue par croissance épitaxiale a une structure bicristalline, qui consiste en deux types de domaines d'axes "c" perpendiculaires, disposées suivant les directions  $[011]$  et  $[01\bar{1}]$  du chrome. Cette structure bicristalline est induite par la symétrie biaxiale du plan (100) du chrome. L'axe facile du cobalt hexagonal compact peut s'orienter parallèlement aux directions  $[001]$  et  $[010]$  du substrat de MgO.

Dans le cas d'une surface de départ (110) du substrat de MgO, les mailles élémentaires des couches de chrome et de cobalt sont rectangulaires. C'est le plan (211) du chrome qui est choisi pour la croissance épitaxiale même si un plan (110) du chrome aurait permis un meilleur accord entre les paramètres de maille avec le substrat. Le désaccord entre les distances interatomiques du chrome et du MgO, suivant les directions  $[1\bar{1}0]$ , et  $[001]$  du MgO sont  $-16.2\%$  et  $-3.2\%$ . Malgré ce grand désaccord, l'épitaxie est favorisée par la correspondance des rangées denses d'atomes aux plans d'interface. Les images RHEED de la couche de chrome sont interprétées comme la superposition de deux réseaux de diffraction indépendants, avec un axe  $[01\bar{1}]$  commun.<sup>[Nakamura\_JAP\_93]</sup> Ces réseaux sont tournés de  $180^\circ$  par rapport à la normale à la direction de croissance. Les deux types de domaines sont nucléés et poussent indépendamment sur la surface du substrat. Parce que l'arrangement atomique du plan (211) du chrome est invariant à une rotation de  $180^\circ$  autour de la normale au plan, la surface du film de chrome sera identique à celle d'un monocristal. Une croissance épitaxiale d'excellente qualité est obtenue pour la couche de cobalt ( $10\bar{1}0$ ) déposée ensuite car les

désaccords existants entre les paramètres de maille des couches de cobalt et de chrome sont beaucoup plus faibles. Même si le cobalt et le chrome en massif ont des structures cristallines différentes, les plans  $Co(10\bar{1}0)$  et  $Cr(211)$  ont des symétries et paramètres cristallins presque identiques:  $4.07\text{\AA}\times 2.51\text{\AA}$  pour la maille élémentaire du  $Co(10\bar{1}0)$  et  $4.07\text{\AA}\times 2.50\text{\AA}$  pour la maille élémentaire du  $Cr(211)$ . Les relations d'épitaxie correspondantes sont représentées schématiquement sur la figure II.2-1:

$$\begin{array}{l} Co(10\bar{1}0) \parallel Cr(211) \parallel MgO(110) \\ Co(11\bar{2}0) \parallel Cr(\bar{1}11) \parallel MgO(1\bar{1}0) \\ Co(0001) \parallel Cr(0\bar{1}1) \parallel MgO(001) \end{array} \quad (II. 2-1)$$

L'utilisation d'une couche d'amorçage de molybdène déposée directement sur le substrat de MgO est déterminante afin d'obtenir des couches minces de bonne qualité morphologique. [Yao\_JAP\_96] Le molybdène a une structure cristalline cubique centrée, similaire à celle du chrome, mais avec un paramètre de maille légèrement différent.



**Figure II. 2-1:** Représentation schématique, en géométrie tridimensionnelle, des mailles élémentaires et des relations d'épitaxie pour les couches minces de structure: (a)  $Co/Cr/MgO(110)$  et (b)  $Co/Cr/MgO(100)$  [Yao\_JAP\_96]



## II. 3. Optimisation des conditions de croissance

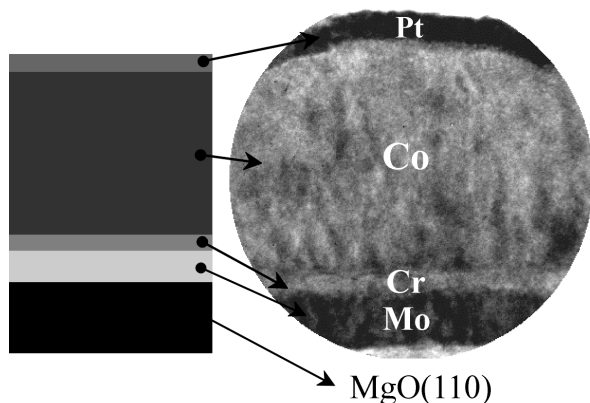
Les études existantes dans la littérature qui indiquent la très bonne croissance épitaxiale des couches minces de cobalt et une forte anisotropie uniaxiale planaire, nous ont déterminé choisir le système Co/Cr/Mo/MgO(110). Les différentes solutions proposées dans la littérature pour les conditions de dépôt de la bicouche chrome-cobalt sont synthétisées dans le tableau II.3-1. Ces solutions nous ont guidés dans l'élaboration de nos échantillons et nous avons optimisé certains paramètres de croissance (température, flux de dépôt) pour améliorer la morphologie, les propriétés cristallines et surtout la valeur de l'anisotropie magnétocristalline de ces couches.

**Tableau II. 3-1:** Sommaire des paramètres de dépôt proposés dans la littérature pour la croissance des bicouches (multicouches) chrome-cobalt

référence	technique de dépôt	température		Flux de dépôt		épaisseur	
		Cr	Co	Cr	Co	Cr	Co
[Nakamura_JAP_93]	EJM	400°C	400°C	0.08 nm/s	0.08 nm/s	30 nm	30 nm
[Huang_PRB_95]	EJM	350°C	350°C	0.01 nm/s	0.01 nm/s	0.2-3.5 nm	4 nm
[Grimsditch_PRB_97]	Pulvérisation cathodique	600°C	300°C				50 nm
[Picconatto_JAP_97]	Pulvérisation cathodique	600°C	150°C			10 nm	2 nm
[Fullerton_APL_97]	Pulvérisation cathodique	600°C	600°C			20 nm	7.5-900 nm (Sm-Co)

### II. 3. 1. Description générale du système élaboré

L'ensemble des couches minces a été réalisé par épitaxie par jet moléculaire sous ultravide. L'architecture générale des échantillons est résumée sur la figure II.3-1. De bas en haut sont empilés sur le substrat de MgO (110) une couche d'amorçage de molybdène d'épaisseur  $t_{Mo}$  qui varie entre 5 et 10 nm, une couche tampon de chrome ( $t_{Cr} = 5$  à 20 nm), la couche magnétique de cobalt ( $t_{Co} = 10$  à 150 nm) et une couche fine de platine, de 3 nm d'épaisseur, qui sert de protection contre l'oxydation.



**Figure II. 3-1:** Architecture générale des échantillons Pt/Co/Cr/Mo/MgO fabriqués et l'image TEM correspondante

### II. 3. 2. Préparation du substrat de MgO

Les substrats utilisés sont des monocristaux de MgO orientés (110) provenant de chez CRYSTAL GmbH. Ils ont préalablement subi un polissage mécanique et une découpe en carré de  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ . Les substrats de MgO sont sortis à l'air juste avant leur introduction dans le bâti d'évaporation. La légère contamination de surface qui pourrait apparaître durant le transfert, provenant essentiellement des molécules d'oxygène et d'hydrocarbures, sera éliminée par un recuit sous ultravide à  $700^\circ\text{C}$  pendant quelques heures.

### II. 3. 3. Couches tampons (Mo-Cr)

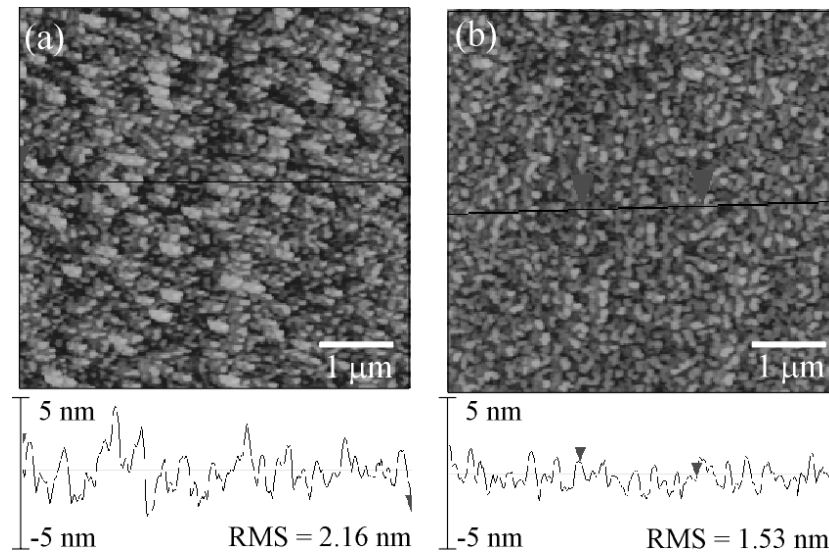
Du fait du désaccord des paramètres de maille dans le plan de croissance entre le substrat de MgO et la couche de chrome, une épaisseur de dépôt de  $20 \text{ nm}$  s'avère suffisante pour s'affranchir des défauts de la surface du substrat et pour relaxer les contraintes qui résultent du léger désaccord de maille existant entre la couche de chrome et le substrat de MgO. Cette épaisseur de  $20 \text{ nm}$  s'avère trop grande pour les études de magnéto-transport, parce que les résistivités du chrome et du cobalt ont le même ordre de grandeur. Pour éviter un effet de court-circuit via la couche tampon de chrome, il faut augmenter sa résistance totale en réduisant son épaisseur. Ceci peut être réalisé en utilisant une couche d'amorçage de molybdène, de résistivité comparable, qui permet de relaxer les contraintes provenant du désaccord entre le chrome et le substrat de MgO. Ainsi, sur la surface du substrat préalablement recuite, une couche d'amorçage de molybdène de  $5 \text{ nm}$  en épaisseur est déposée, à  $700^\circ\text{C}$ . Un dépôt avec une vitesse de croissance de  $2 \text{ \AA}/\text{min}$  permet d'obtenir des résultats satisfaisants concernant la planéité et la cristallinité des couches de molybdène.

Ensuite, la température de croissance a été variée de  $300$  à  $700^\circ\text{C}$  et la vitesse de dépôt de la couche tampon de chrome entre  $0.01$  et  $0.05 \text{ nm/s}$ . Ces paramètres ont été optimisés pour obtenir une bonne morphologie de la couche de chrome, avec une rugosité faible, tout en gardant des bonnes propriétés cristallines.

- *Influence de la vitesse de dépôt*

Lorsque la vitesse de dépôt de la couche de chrome est augmentée de  $0.01 \text{ nm/s}$  à  $0.05 \text{ nm/s}$ , les images AFM indiquent une légère diminution de la rugosité des couches (figure **II.3-2**). La rugosité moyenne (RMS) diminue de  $2.16 \text{ nm}$  à  $1.53 \text{ nm}$  pour une épaisseur constante de la couche de chrome ( $t_{Cr} = 20 \text{ nm}$ ) et à une température de dépôt fixée ( $T=600^\circ\text{C}$ ). La vitesse de

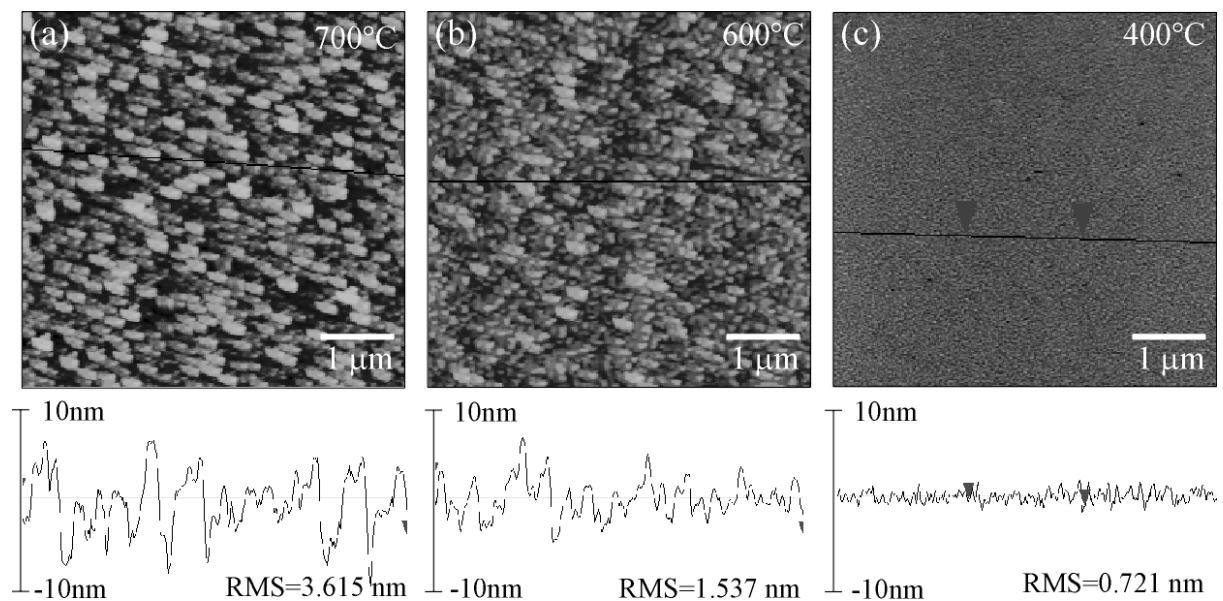
dépôt semble ne pas jouer de rôle pour les propriétés cristallines de la couche de chrome, du moins pour la gamme de vitesses étudiée. Une vitesse de dépôt optimisée de  $0.05 \text{ nm/s}$  a été utilisée ensuite pour la croissance de la couche de chrome.



**Figure II. 3-2:** Morphologie de la couche tampon de chrome en fonction de différentes vitesses de dépôt: (a)  $v = 0.01 \text{ nm/s}$  et (b)  $v = 0.05 \text{ nm/s}$

- *Influence de la température de croissance*

Le mode de croissance caractéristique à des températures élevées est dominé par la formation d'îlots, qui sont très bien définis pour  $T = 700^\circ\text{C}$ . Lorsque la température est réduite, la taille des îlots diminue et une couche assez plate est obtenue pour  $T = 400^\circ\text{C}$ . En réduisant la température du substrat pendant le dépôt de  $700^\circ\text{C}$  à  $400^\circ\text{C}$ , la rugosité diminue de  $3.615 \text{ nm}$

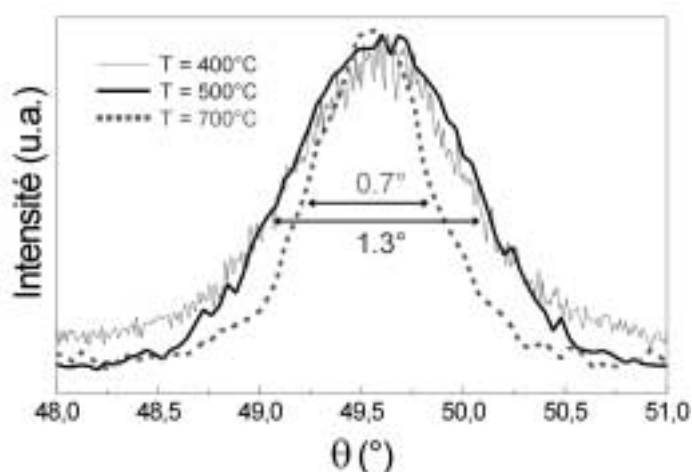


**Figure II. 3-3:** Dépendance de la morphologie de la couche tampon de chrome à la température de croissance (a)  $T = 700^\circ\text{C}$ , (b)  $T = 600^\circ\text{C}$ , (c)  $T = 400^\circ\text{C}$

RMS à  $0.721 \text{ nm}$  RMS (figure II.3-3). Pour des températures inférieures à  $400^\circ\text{C}$  la rugosité ne varie plus de manière significative.

Les études de diffraction de rayons X indiquent que la qualité cristalline de la couche tampon Mo-Cr se détériore à basse température. En effet, les valeurs de la largeur à mi-hauteur du pic de chrome en géométrie "rocking-curve" augmentent de  $0.7^\circ$  à  $1.3^\circ$  lorsque la température diminue de  $700^\circ\text{C}$  à  $300^\circ\text{C}$  (figure II.3-4). En négligeant la mosaïcité  $\eta$  de la relation (I.1-2), la longueur de cohérence planaire  $L_{par}$ , obtenue en utilisant les valeurs des largeurs à mi-hauteur des pics, diminue de 8 à 4 nm.

En géométrie  $\theta$ - $2\theta$ , les largeurs des pics de chrome ne varient pas avec la température de croissance. La valeur obtenue, de  $0.9^\circ$ , correspond à une longueur de cohérence suivant la direction de croissance ( $L_{perp}$ ) qui est quasiment égale à l'épaisseur totale de la couche de chrome ( $t = 20 \text{ nm}$ ).



**Figure II. 3-4:** Dépendance de la largeur du pic de chrome (211) en géométrie "rocking-curve" en fonction de la température de croissance L'épaisseur de la couche de chrome est maintenue constante dans les trois cas étudiés ( $t=20 \text{ nm}$ )

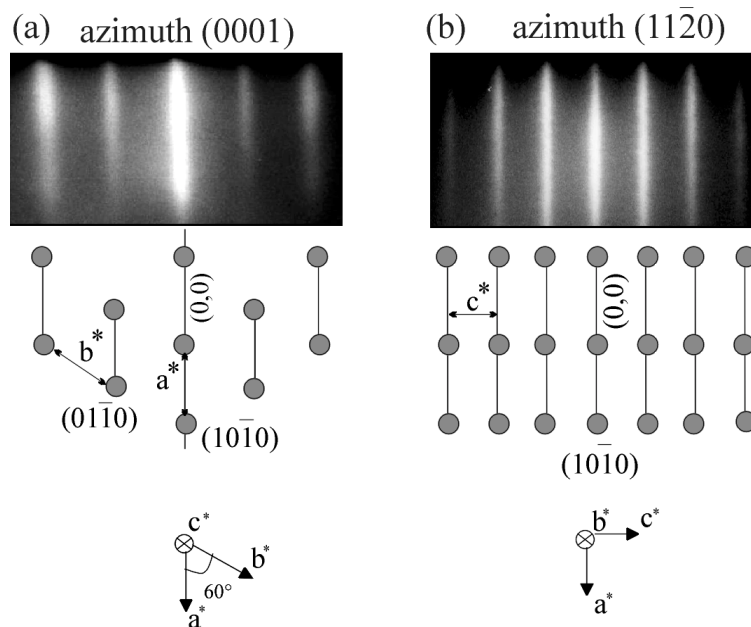
En conclusion, un dépôt à une température élevée assure une meilleure épitaxie, mais a un rôle négatif sur la rugosité des couches. Même si les propriétés cristallines se détériorent lorsqu'on diminue la température, les dépôts de chrome à haute température sont trop rugueux pour la croissance ultérieure des couches de cobalt. Finalement nous avons opté pour une température de compromis ( $T=400^\circ\text{C}$ ), qui assure une bonne planéité des couches et des propriétés cristallines satisfaisantes.

### II. 3. 4. Couche mince de cobalt

Pour optimiser les propriétés morphologiques et cristallines de la couche mince de cobalt, nous avons effectué des tests de dépôt en faisant varier la vitesse de dépôt  $v$  de  $0.1$  à  $0.2 \text{ \AA/s}$  et la température de croissance  $T$  de  $300$  à  $500^\circ\text{C}$ .

Les meilleurs résultats ont été obtenus pour une température de croissance  $T = 400^{\circ}\text{C}$  et pour une vitesse de dépôt  $v = 0.2 \text{ \AA}/s$ . Les diagrammes RHEED correspondants à ces conditions de croissance sont présentés sur la figure II.3-5, selon deux azimuts spécifiques (0001) et  $(11\bar{2}0)$ . Les diagrammes sont constitués des lignes fines, ce qui indique une rugosité faible des couches de cobalt. Le rapport des distances entre les lignes observées expérimentalement pour les deux azimuts est en bon accord avec le rapport des distances interatomiques correspondantes (voir schématique de la projection du réseau réciproque de la couche mince de cobalt, où  $a^*$ ,  $b^*$  et  $c^*$  représentent les vecteurs unitaires dans l'espace réciproque). Les diagrammes RHEED obtenus pour des couches déposées à  $500^{\circ}\text{C}$  sont "pointillés", ce qui indique la présence d'une rugosité plus importante.

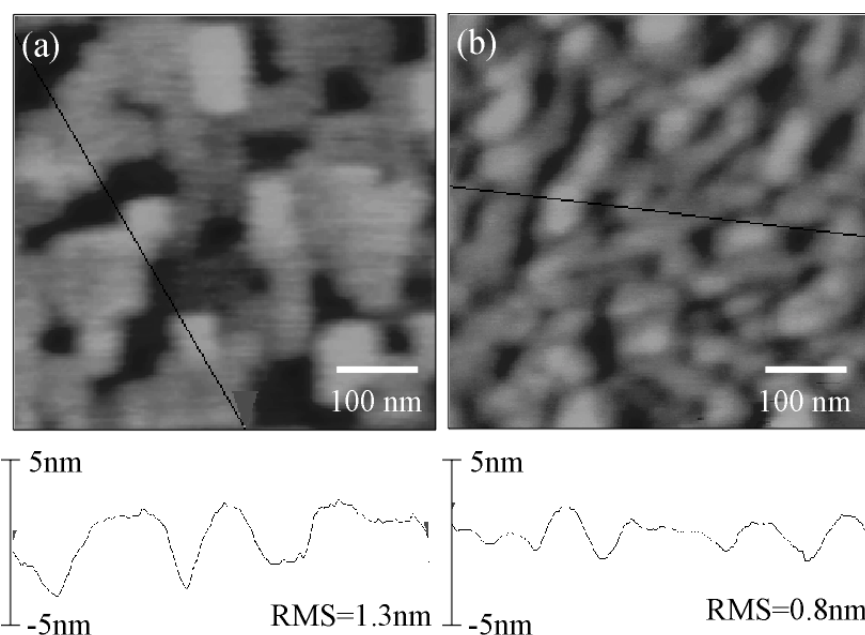
L'évolution du mode de croissance en fonction de l'épaisseur de la couche de cobalt dans des conditions optimales de croissance (température et flux de dépôt optimisés) indique que la rugosité pic-à-pic ou la rugosité moyenne (RMS) augmente avec l'épaisseur déposée. Ce comportement est confirmé par la dégradation des diagrammes RHEED pour des épaisseurs supérieures à  $60 \text{ nm}$ . Toutefois, il faut mentionner que le rapport entre la rugosité moyenne et l'épaisseur de la couche de cobalt diminue lorsque l'épaisseur augmente.



**Figure II. 3-5:** Images RHEED d'une couche de Co de  $50 \text{ nm}$  d'épaisseur, obtenues pour deux azimuts différents. Le faisceau d'électrons incident a été orienté parallèlement aux directions  $[1-10]$  et  $[001]$  du MgO. Des projections du réseau réciproque dans le plan de croissance et suivant les azimuts indiqués sont présentés en bas des images RHEED.

- *Influence de la couche tampon sur la morphologie de la couche de cobalt*

Un autre avantage de l'utilisation de la couche d'amorçage de molybdène est une amélioration de la morphologie de la couche de cobalt, la taille des grains étant réduite (figure II.3-6). Cela implique une réduction de la rugosité moyenne de la couche de cobalt ( $t_{Co} = 50\text{ nm}$ ) de  $1.3\text{ nm}$  à  $0.8\text{ nm}$ .

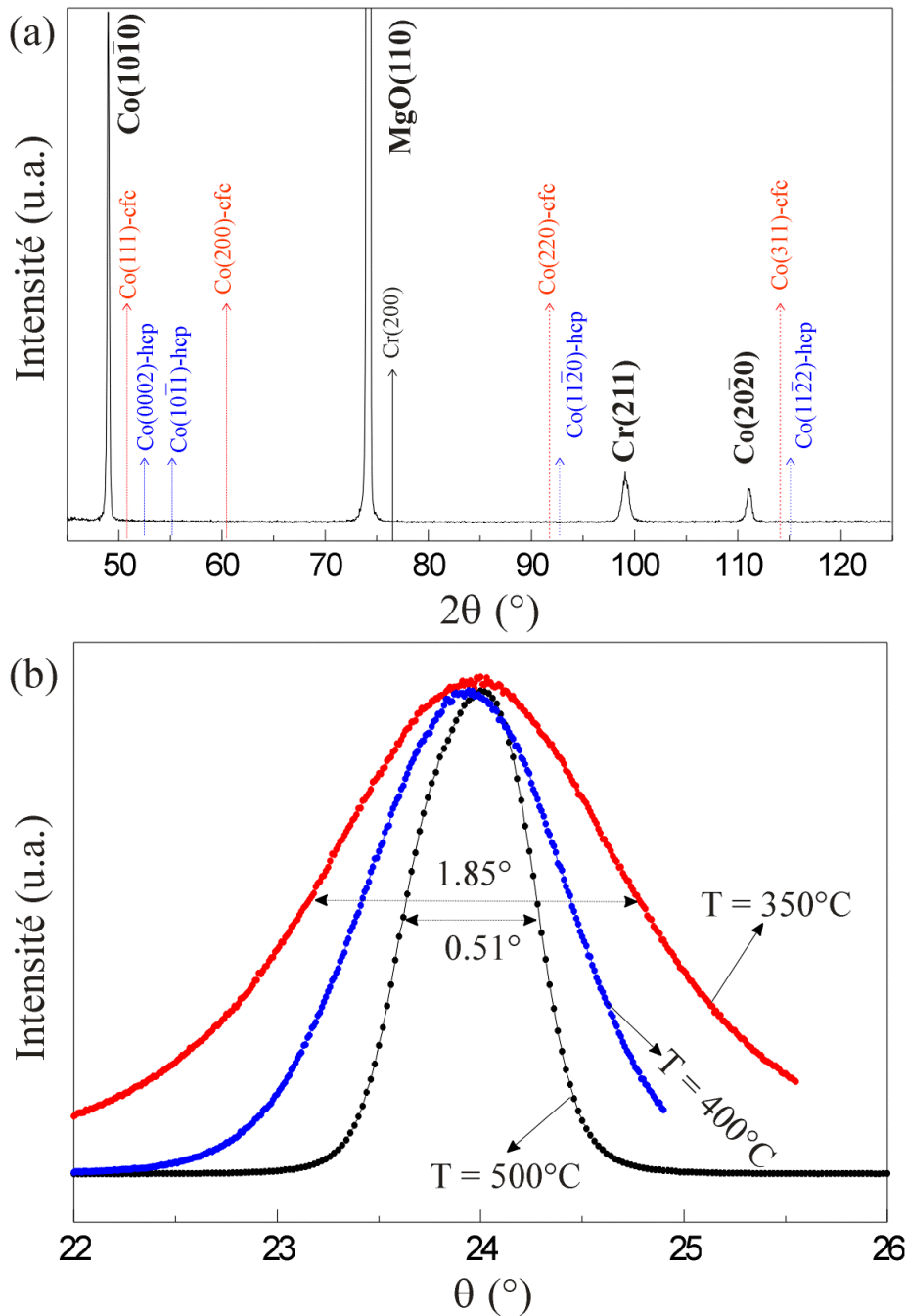


**Figure II. 3-6:** Dépendance de la morphologie d'une couche de cobalt de  $50\text{ nm}$  d'épaisseur en fonction des couches intermédiaires utilisées: (a) couche tampon de  $10\text{ nm}$  de chrome; (b) couche tampon chrome ( $5\text{ nm}$ ) – molybdène ( $5\text{ nm}$ )

### II. 3. 5. Propriétés cristallines des couches de cobalt

Les propriétés cristallines d'une couche mince de cobalt de  $50\text{ nm}$  d'épaisseur sont présentées sur la figure II.3-7. Le pic de diffraction le plus intense du spectre de diffraction en géométrie  $\theta$ - $2\theta$ , provient du substrat monocristallin de MgO (110) et apparaît à un angle d'environ  $72^\circ$ . On peut bien distinguer les pics équivalents d'ordre 1 et 2, correspondants à la couche de cobalt -  $(10\bar{1}0)$  et  $(20\bar{2}0)$ , situés à  $48.9^\circ$  et  $110.5^\circ$  respectivement. Le pic du chrome (211) est reconnaissable autour de  $89.8^\circ$ . Les autres pics de diffraction caractéristiques du cobalt hexagonal compact ou cubique sont absents du spectre ce qui confirme une bonne épitaxie des couches de cobalt  $(10\bar{1}0)$ . Les largeurs des pics de cobalt en géométrie  $\theta$ - $2\theta$  diminuent avec l'épaisseur de  $0.55^\circ$  pour  $t = 20\text{ nm}$  à  $0.2^\circ$  pour  $t = 100\text{ nm}$ . La longueur de cohérence selon la direction de croissance  $L_{perp}$ , déterminée en utilisant l'expression (I.1-1), est supérieure à 80% de l'épaisseur totale de la couche de cobalt.

Des mesures effectuées en géométrie "rocking-curve" autour des pics de diffraction  $(10\bar{1}0)$  de la couche de cobalt indiquent que les propriétés cristallines se détériorent lorsque la température de croissance diminue. En effet, la largeur à mi-hauteur du pic augmente de  $0.5^\circ$  pour une température de croissance de  $500^\circ\text{C}$  à  $1.85^\circ$  pour  $T = 350^\circ\text{C}$ . En négligeant la mosaïcité  $\eta$  dans l'expression (I.1-2), la longueur de cohérence latérale  $L_{para}$  diminue de  $776 \text{ \AA}$  à  $485 \text{ \AA}$ .



**Figure II. 3-7:** (a) Spectre de diffraction de rayons X en géométrie  $\theta$ - $2\theta$  obtenu pour un échantillon Co (50 nm) / Cr (10 nm) / MgO; (b) Variation en fonction de la température de croissance de la couche de cobalt, du spectre de diffraction de rayons X en géométrie "rocking-curve" autour du pic  $(10\bar{1}0)$  du Co.

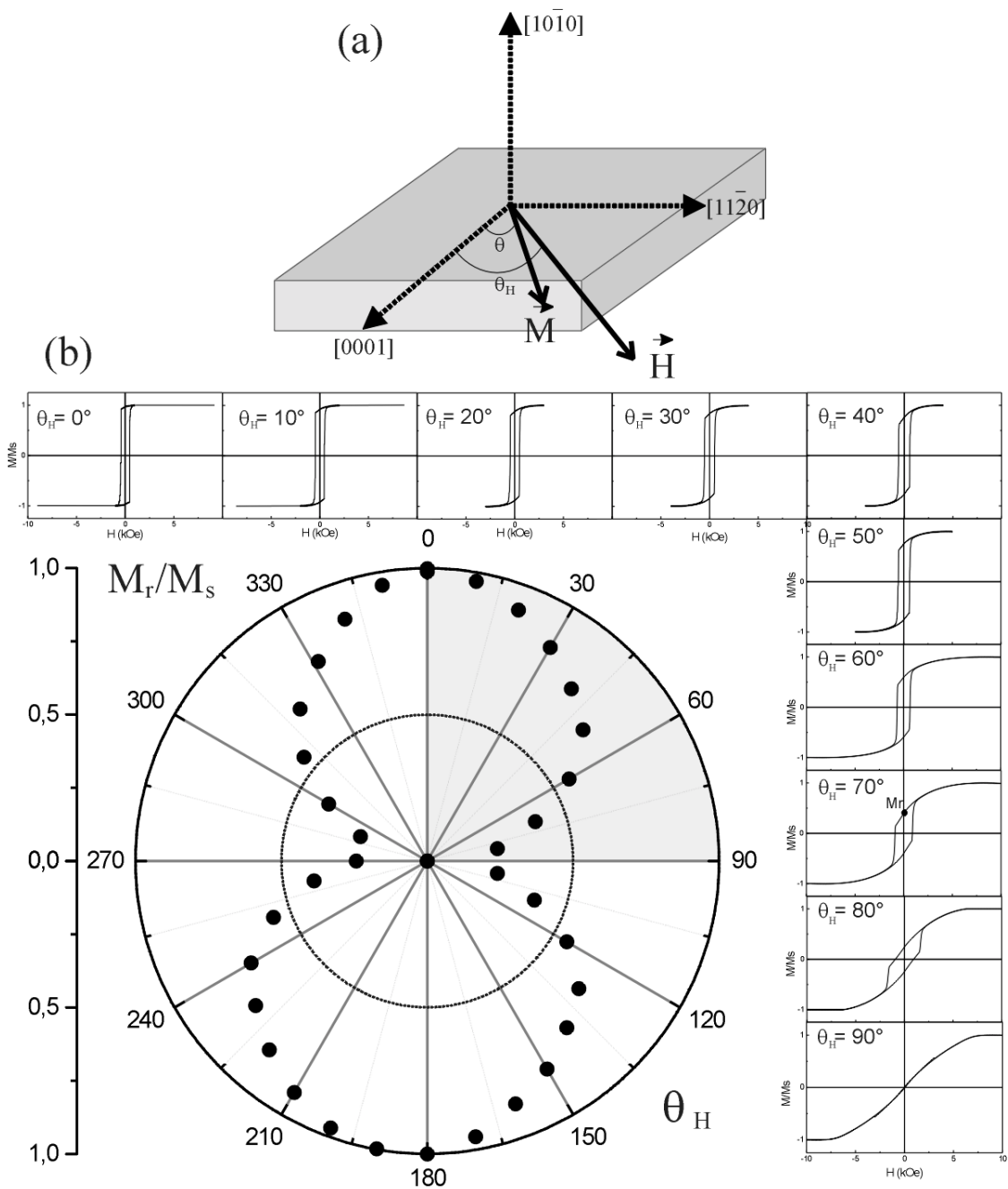
## II. 4. Propriétés magnétiques macroscopiques des couches minces de cobalt

Dans la suite de ce chapitre, nous allons nous intéresser aux propriétés magnétiques des couches Co/Cr/Mo/MgO optimisées, en particulier sur la symétrie et la valeur de l'anisotropie. La symétrie de l'anisotropie magnétique est obtenue à partir des cycles d'aimantation, en regardant le retournement de l'aimantation suivant divers axes cristallographiques. Ensuite, les constantes d'anisotropie seront déterminées par des mesures de couple magnétique et comparées aux valeurs obtenues à partir des cycles d'aimantation. L'influence de la température sur l'amplitude de l'anisotropie sera finalement considérée.

### II. 4. 1. Symétrie de l'anisotropie magnétique

La symétrie de l'anisotropie magnétocristalline dans le plan des couches minces de cobalt a été déterminée par la variation d'aimantation rémanente en fonction de l'angle  $\theta_H$  entre le champ magnétique externe et les axes cristallographiques du système. Durant les cycles d'hystérésis, l'aimantation reste dans le plan de l'échantillon, à un angle  $\theta$  par rapport à la direction cristallographique [0001] (figure **II.4-1a**). En modifiant l'angle  $\theta_H$ , le cycle d'aimantation se transforme progressivement d'un cycle carré à haute rémanence, lorsque  $\theta_H = 0$ , à un cycle complètement fermé à rémanence nulle, pour  $\theta_H = 90^\circ$  (figure **II.4-1b**). L'aimantation rémanente  $M_r$  diminue continuellement entre ces deux valeurs extrêmes. Une représentation de  $M_r$  en coordonnées polaires, en fonction de l'angle azimutal  $\theta_H$ , indique l'existence d'une géométrie avec deux lobes, forme spécifique pour une anisotropie uniaxiale. Des valeurs maximales sont obtenues pour  $\theta_H = 0^\circ$  et  $\theta_H = 180^\circ$ . Ceci confirme que la direction [0001] correspond à un axe de facile aimantation.

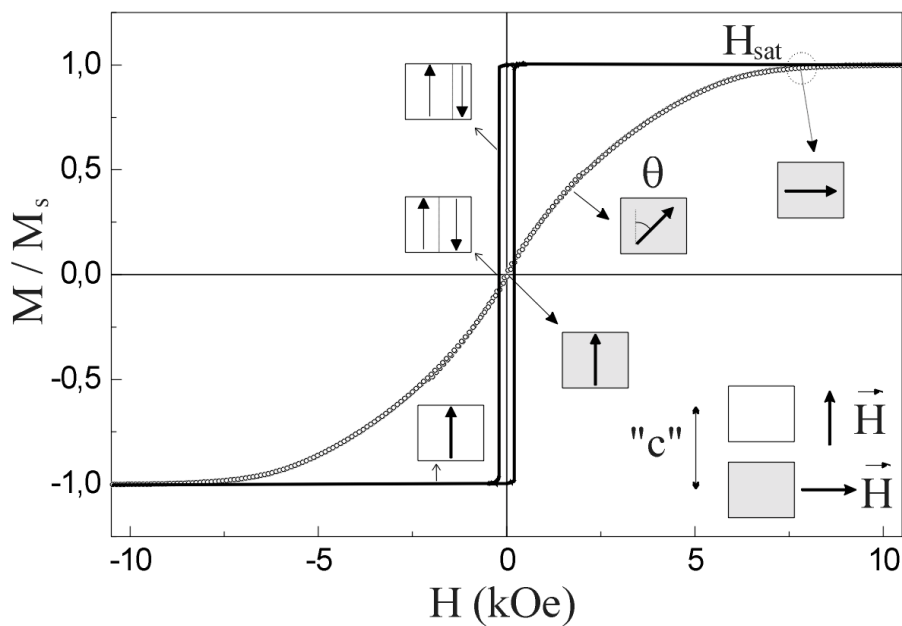




**Figure II. 4-1:** (a) Représentation schématique de la géométrie de mesure des cycles d'aimantation. (b) Courbe en coordonnées polaires de la variation de l'aimantation rémanente en fonction de l'angle azimutal. Les valeurs de l'aimantation rémanente  $M_r$  sont extraites à partir des cycles d'aimantation correspondants pour différents angles  $\theta_H$

## II. 4. 2. Retournement de l'aimantation des couches de cobalt à anisotropie planaire

Dans le cas des couches minces continues (quelques *nm* de largeur) à anisotropie planaire, les pôles magnétiques aux bords sont suffisamment éloignés, ce qui permet de négliger l'énergie du champ démagnétisant par rapport à l'énergie d'anisotropie. Ainsi, la formation d'états multi-domaines n'est pas favorable énergétiquement et l'état rémanent du système, après une saturation suivant l'axe facile est l'état monodomaine. Dans ce cas, les domaines et les parois sont induits uniquement pendant le retournement de l'aimantation. Des parois peuvent être stabilisées en champ nul durant le retournement sous champ perpendiculaire à l'axe facile cristallin. Ces deux mécanismes de retournement sont considérés dans la suite de ce paragraphe (figure II.4-2).



**Figure II. 4-2:** Cycles d'aimantation planaires suivant un axe de facile aimantation (trait continu) et de difficile aimantation (cercles) pour une couche mince de Co de 50 *nm* d'épaisseur.

- *Retournement de l'aimantation suivant l'axe facile*

Les cycles d'aimantation présentés sur la figure **II.4-2** indiquent que le champ coercitif correspondant au retournement de l'aimantation suivant l'axe facile (une centaine d'Oe) est bien inférieur à la valeur prédite par le modèle Stoner–Wohlfarth (égale au champ de saturation suivant l'axe difficile,  $H_{sat} = \frac{2K_u}{M} = 8kOe$ ). Ceci est indicatif d'un retournement de l'aimantation par nucléation et propagation de parois. Le processus démarre aux bords de l'échantillon ou sur un défaut, lorsque le champ appliqué atteint une valeur critique, nommée champ de nucléation. A ce moment là, un petit domaine magnétique, orienté antiparallèlement à l'aimantation du reste de l'échantillon est séparé par une paroi de domaine (figure **II.4-2**). La propagation de cette paroi démarre lorsque l'énergie Zeeman du système est suffisamment grande pour franchir la barrière correspondante à la différence d'énergie superficielle de la paroi ( $\gamma \propto \sqrt{A_{ech} K}$ ). Il faut préciser que l'expansion de la paroi est associée à une grande augmentation de la surface de la paroi. Le long de son parcours d'une extrémité à l'autre de l'échantillon, la paroi peut s'accrocher sur des inhomogénéités magnétiques, représentées par des défauts. Le décrochage demande à son tour une énergie égale à la différence d'énergie entre la paroi libre et la paroi piégée. Le fait que le retournement de l'aimantation de nos échantillons se produit dans un intervalle de champ extrêmement réduit (quelques Oe) est indicatif de leur qualité morphologique, avec un nombre très réduit de défauts. Par le déplacement des parois, la taille des domaines orientés antiparallèlement à la direction du champ diminue au profit des domaines dont l'aimantation est parallèle au champ. Cette diminution continue jusqu'à la disparition des domaines "antiparallèles", au champ coercitif. Il faut aussi mentionner que la haute rémanence est liée au fait que les parois sont induites en champ inverse et il n'y a donc pas de parois en champ nul.

- *Retournement de l'aimantation suivant l'axe de difficile aimantation*

Le mécanisme de retournement de l'aimantation dans cette situation n'est plus caractérisé par nucléation et propagation de parois de domaines. En augmentant le champ appliqué, l'aimantation tourne progressivement et, lorsque le champ atteint sa valeur à saturation  $H_{sat}$ , elle est complètement renversée. La rémanence zéro en champ nul pourrait être due à la géométrie de mesure, étant donné que c'est la composante suivant la direction du champ qui

est mesurée, alors que l'aimantation est perpendiculaire au champ. Ce type de cycle, sans hystérésis, est indicatif d'une rotation cohérente de l'aimantation.

- *Variation du champ coercitif avec l'épaisseur*

Un des résultats intéressants obtenus pendant la caractérisation magnétique des couche de cobalt est la réduction du champ coercitif lorsque l'épaisseur de la couche mince augmente (figure II.4-3). Cette dépendance doit être reliée d'une part aux champs de nucléation et de propagation des parois et d'autre part au champ démagnétisant au bord de l'échantillon ou la dispersion de l'anisotropie. Ces effets dépendent d'une manière générale de la composition de l'échantillon, mais dans la littérature, il n'y a pas de lois de variation précises pour décrire cette dépendance.

Le processus de retournement étant corrélé au champ nécessaire pour déplacer les parois, pour déterminer la loi de variation de la dépendance du champ coercitif avec l'épaisseur des couches minces, il faut tenir compte de la modification de l'énergie des parois avec cette épaisseur. Généralement, lorsque l'épaisseur des couches diminue, l'augmentation de l'énergie du champ démagnétisant du système détermine une augmentation de l'énergie de la paroi. Dans le cas d'un modèle simple, qui considère des parois de Bloch à 180°, la modification de l'énergie du système due au déplacement des parois conduit à une variation du champ coercitif, donnée par l'expression <sup>[Néel\_56]</sup>:

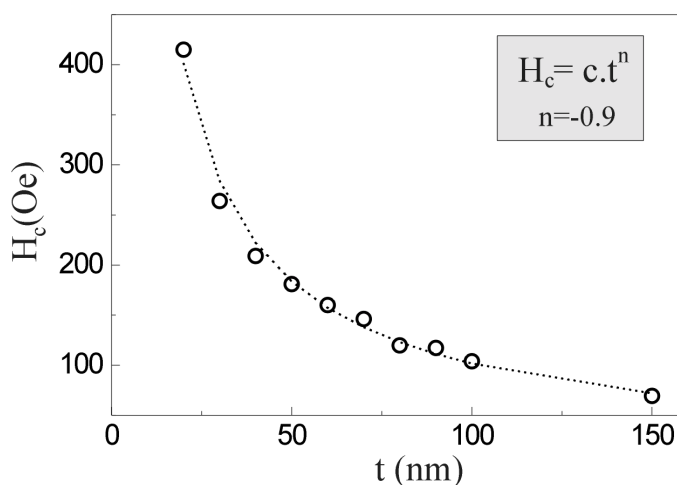
$$H_c = ct^{-4/3} \quad (II. 4-1)$$

Ici,  $c$  représente un facteur de proportionnalité dépendant de l'énergie des parois et des paramètres de matériau et  $t$  est l'épaisseur de la couche. Expérimentalement, une loi de variation de type:

$$H_c = ct^n \quad (II. 4-2)$$

a été vérifiée pour plusieurs systèmes ( $n$  varie entre  $-1.4$  et  $0$  étant fortement lié au conditions de préparation). <sup>[Lloyd\_JAP\_59, Tiller\_PR\_58]</sup>

Nos valeurs expérimentales sont bien



**Figure II. 4-3:** Variation du champ coercitif  $H_c$  en fonction de l'épaisseur  $t$  du film de cobalt

décrites par une loi de variation similaire, le paramètre  $n$  correspondant étant 0.9. Une forte augmentation du champ coercitif est observée pour des épaisseurs avoisinant 25 nm, ce qui pourrait être lié à une augmentation importante de l'énergie de la paroi.

### II. 4. 3. Constantes d'anisotropie magnétocristalline

Dans le cas d'un matériau uniaxe, le développement de l'énergie d'anisotropie par unité de volume peut être écrite:

$$E_{anis} = K_1^{eff} \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta \quad (II. 4-3)$$

où

$$K_1^{eff} = K_1^{MC} + \frac{3}{2} \lambda \sigma + 2 \frac{K_s}{t} \quad (II. 4-4)$$

Le premier terme  $K_1^{MC}$  représente le terme d'anisotropie magnétocristalline. Le deuxième provient de la magnétostriction du cobalt  $\lambda$  sous l'effet d'une contrainte  $\sigma$ , alors que le troisième terme représente l'anisotropie de surface  $K_s$ . [Jonge\_94] Pour la gamme d'épaisseurs que nous avons étudiées expérimentalement, la contribution de l'énergie d'anisotropie de surface est négligeable par rapport aux autres contributions

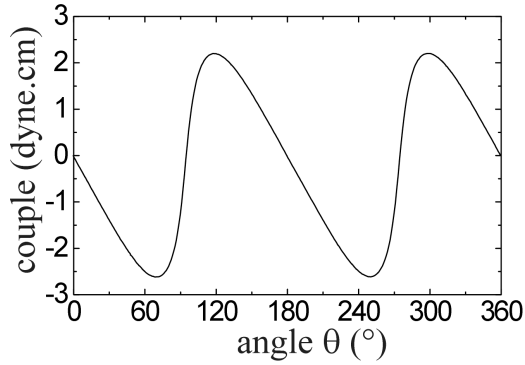
Les constantes d'anisotropie ont été déterminées par des mesures de couple magnétique, réalisées à la température ambiante (figure II.4-4). La rotation du champ magnétique s'effectue dans le plan de l'échantillon, suspendu dans un plan horizontal. L'amplitude du champ magnétique appliqué est de 12 kOe, suffisante pour saturer l'aimantation de l'échantillon dans n'importe quelle direction planaire. La vitesse de rotation du champ magnétique est suffisamment faible (0.3°/s) pour se situer dans un régime quasi-statique.

Le couple d'anisotropie calculé à partir de l'équation (II.4-3) est égal à:

$$\Gamma_a = -V \frac{\partial E_{anis}}{\partial \theta} = -V \left[ (K_1^{eff} + K_2) \sin(2\theta) + \frac{K_2}{2} \sin(4\theta) \right] \quad (II. 4-5)$$

où  $V$  représente le volume magnétique de l'échantillon. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans le plan de l'échantillon (qui inclut l'axe de facile aimantation), la courbe de couple peut être reproduite en utilisant une combinaison linéaire de  $\sin(2n\theta)$ , avec  $n$  entier. [Henry\_thèse\_95] On peut ainsi déduire les valeurs des constantes d'anisotropie qui vérifient la courbe expérimentale.

Le sommaire des valeurs des constantes d'anisotropie obtenues pour différentes épaisseurs de la couche de cobalt est présenté dans le tableau II.4-1. L'incertitude dans la détermination des valeurs des constantes d'anisotropie obtenues est liée essentiellement à la précision dont on peut estimer le volume magnétique de l'échantillon. Des valeurs obtenues dans la littérature pour d'autres échantillons à l'aimantation planaire servent de comparaison.



**Figure II. 4-4:** Courbe de couple magnétique, obtenue à l'ambiante pour une couche de Co de 50 nm d'épaisseur.

**Tableau II. 4-1:** Sommaire des valeurs des constantes d'anisotropie  $K_1$  et  $K_2$  obtenues par mesures de couple. Des valeurs obtenues dans la littérature sont indiquées, pour comparaison.

échantillon		$K_1$ ( $10^6 \text{ erg/cm}^3$ )	$K_2$ ( $10^6 \text{ erg/cm}^3$ )
$t = 20 \text{ nm Co}$		$3.3 \pm 0.2$	$0.7 \pm 0.2$
$t = 30 \text{ nm Co}$		$3.5 \pm 0.2$	$0.9 \pm 0.2$
$t = 40 \text{ nm Co}$		$3.6 \pm 0.2$	$0.8 \pm 0.2$
$t = 50 \text{ nm Co}$		$3.5 \pm 0.3$	$0.9 \pm 0.3$
$t = 60 \text{ nm Co}$		$3.4 \pm 0.2$	$0.7 \pm 0.2$
[Grimsditch_PRB_97]	M(H)	$3.4 \pm 0.4$	$1.1 \pm 0.4$
	BLS	$3.4 \pm 0.1$	$0.80 \pm 0.05$
[Pauthenet_82]	M(H)	3.0	1.3

Les constantes d'anisotropie  $K_1$  et  $K_2$  ne varient pas dans la gamme d'épaisseurs étudiées expérimentalement et leurs valeurs moyennes sont:

$$K_1 = 3.5 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3 \quad (\text{II. 4-6})$$

$$K_2 = 0.8 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3 \quad (\text{II. 4-7})$$

Ces valeurs ont été confirmées en utilisant les cycles d'aimantation. L'énergie du système soumis à un champ magnétique  $\mathbf{H}$  suivant l'axe difficile s'écrit:

$$E = K_1^{\text{eff}} \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta - MH \cos(\theta - \theta_H) \quad (\text{II. 4-8})$$

où  $\theta_H$  est l'angle entre le champ magnétique appliqué et l'axe facile du système. La condition d'équilibre du système est obtenue en minimisant l'énergie du système par rapport à l'angle  $\theta$ :

$$\frac{dE}{d\theta} = 0 = 2K_1^{\text{eff}} \sin \theta \cos \theta + 4K_2 \sin^3 \theta \cos \theta - MH \sin(\theta - \theta_H) \quad (\text{II. 4-9})$$

L'aimantation mesurée est  $M \cos(\theta - \theta_H)$ . Lorsque le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à l'axe facile ( $\theta_H = 90^\circ$ ), l'équation devient:

$$2K_1^{\text{eff}} \sin \theta \cos \theta + 4K_2 \sin^3 \theta \cos \theta - MH \cos \theta = 0 \quad (\text{II. 4-10})$$

Si  $\cos\theta \neq 0$ , cette relation peut être simplifiée, en divisant par  $\cos\theta$ . Cependant, cette opération n'est pas valable lorsque le système arrive à la saturation et l'angle  $\theta$  devient  $90^\circ$ .

En remplaçant  $\sin\theta$  par  $\frac{M}{M_s}$ , le champ magnétique  $H$  s'exprime:

$$H = \frac{2K_1^{eff}}{M_s} \left( \frac{M}{M_s} \right) + \frac{4K_2}{M_s} \left( \frac{M}{M_s} \right)^3 \quad (II. 4-11)$$

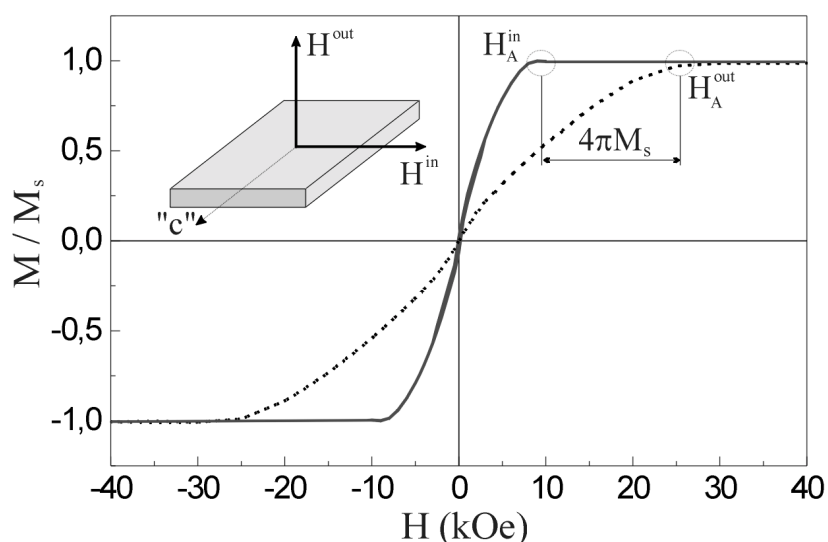
Cette expression, utilisée pour reproduire les cycles d'aimantation expérimentaux  $M=M(H)$  suivant l'axe de difficile aimantation, permet de déterminer les valeurs des constantes d'anisotropie. Il faut préciser que ce modèle simplifié est valable pour une particule unidimensionnelle, sans parois des domaines, mais les résultats sont en bon accord avec les valeurs de l'anisotropie obtenues par mesures de couple magnétique.

## II. 4. 4. Autres caractérisations magnétiques

Les propriétés magnétiques des couches minces de cobalt, présentées dans ce dernier paragraphe du chapitre sont importantes pour la compréhension des résultats des mesures de magnétorésistance effectuées sur les nanofils de cobalt, dans différentes géométries et à des différentes températures.

### II. 4. 4. 1. Cycles d'aimantation perpendiculaires au plan de la couche

Lorsque le champ externe est appliqué perpendiculairement au plan de la couche, la forme du cycle reste inchangée par rapport au cycle "perpendiculaire planaire", bien que sa courbure diminue et que la valeur du champ de saturation augmente (figure II.4-5). La différence entre les champs de saturation dans les deux situations est la valeur du champ démagnétisant. En effet, pour des champs, appliqués dans le plan de la couche, le facteur démagnétisant correspondant est nul, alors que pour des champs perpendiculaires au plan ce facteur est unitaire. Les mesures indiquent une différence de  $17.6 \text{ kOe}$  entre les valeurs des champs de saturation dans les deux cas. Pour obtenir une telle valeur du champ démagnétisant, il faut que l'aimantation à saturation soit d'environ  $1400 \text{ emu/cm}^3$ . Les valeurs des champs démagnétisants changent dans le cas des fils, pour lesquels le champ démagnétisant planaire n'est plus zéro (voir chapitre V).



**Figure II. 4-5:** Modification de la forme du cycle d'aimantation à l'ambiante d'une couche de cobalt de 50 nm d'épaisseur lorsque le champ magnétique est appliqué dans le plan ou perpendiculairement, suivant des axes de difficile aimantation. La différence entre les valeurs des champs de saturation des deux cycles représente est égale au champ démagnétisant  $4\pi M_s$ .

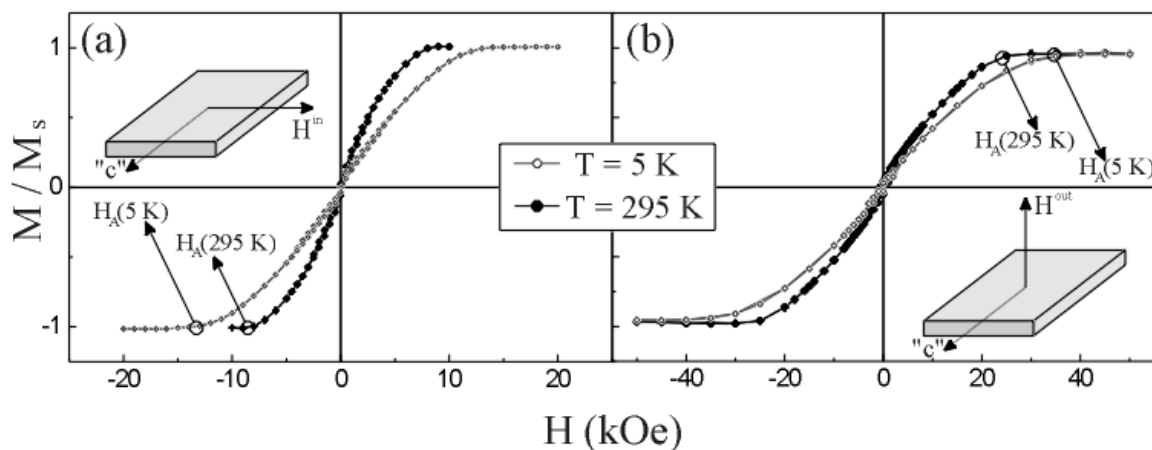


### II. 4. 4. 2. Influence de la température sur les propriétés magnétiques des couches de cobalt

Afin de déterminer l'influence de la température sur la forme des cycles d'aimantation, des mesures ont été effectuées à deux températures différentes (à l'ambiante et à 5 K), pour toutes les orientations du champ magnétique appliqué par rapport à l'axe de facile aimantation.

- *Champ d'anisotropie magnétocristalline*

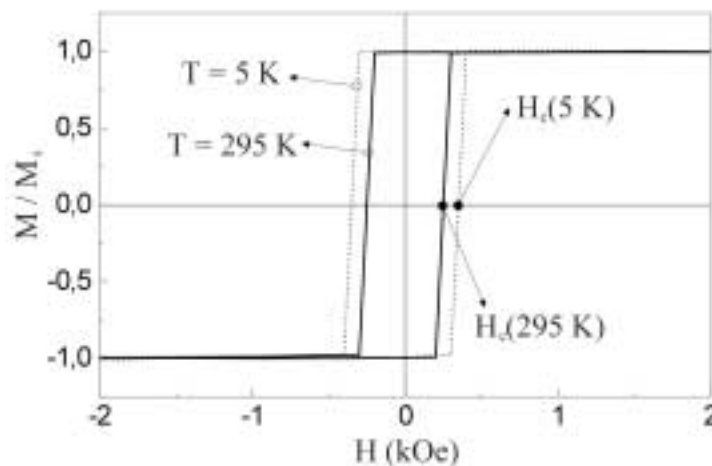
Lorsque le champ magnétique est appliqué dans le plan de l'échantillon, mais perpendiculairement à l'axe de facile aimantation, l'influence de la température de mesure sur la forme du cycle d'aimantation se traduit par une augmentation du champ de saturation de 8 kOe à environ 13 kOe (figure II.4-6). Une évolution similaire est observée lorsque le champ est appliqué perpendiculairement au plan de la couche. Dans ce cas le champ de saturation augmente de 25 kOe à 30 kOe. Les valeurs des constantes d'anisotropie, déterminées à partir des cycles d'aimantation, sont consistantes d'une augmentation de la constante  $K_1$  de  $3.5 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ , à la température ambiante, à  $5.6 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ , à 5 K. La constante d'anisotropie  $K_2$  est presque constante avec la température dans la limite des incertitudes de mesure et de détermination à partir des cycles d'aimantation.



**Figure II. 4-6:** Influence de la température sur la forme des cycles d'aimantation d'une couche de Co de 50 nm d'épaisseur, lorsque le champ externe est appliqué perpendiculairement à l'axe de facile aimantation. (a) champ est contenu dans le plan; (b) champ appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon.

- *Champ coercitif*

Lorsque le champ magnétique externe est appliqué suivant l'axe de facile aimantation, la forme des cycles d'hystérésis à l'ambiante et à basse température est similaire (figure II.4-7). L'aimantation à saturation étant pratiquement constante, les seuls changements qui apparaissent sont représentés par la variation du champ coercitif. En effet, une légère augmentation du champ coercitif est visible à basse température. Lors d'un retournement de l'aimantation par nucléation et propagation de parois, le champ coercitif dépend sensiblement de l'énergie de la paroi qui, à son tour, est influencée par les énergies magnétiques de la couche (voir section II.4-2). L'augmentation de l'anisotropie magnétocristalline à basse température va contribuer à l'augmentation de l'énergie de la paroi. Cette augmentation de l'énergie de la paroi joue aussi un rôle important dans les processus de piégeage des parois sur les défauts.



**Figure II. 4-7:** Variation de la forme du cycle d'aimantation d'une couche de cobalt de 50 nm d'épaisseur, lorsque le champ externe est appliqué suivant l'axe facile cristallin

## II. 5. Conclusions

Nous avons réussi à fabriquer, en optimisant les conditions de croissance, des couches minces de cobalt à forte anisotropie uniaxiale planaire de très bonne qualité structurale et morphologique. Une augmentation significative de l'anisotropie a été identifiée lorsque la température de mesure diminue. Ces couches minces serviront comme système de départ pour la fabrication de nanofils (chapitre IV et V), mais l'existence d'une forte anisotropie

magnétocristalline planaire, de symétrie uniaxiale, leurs confèrent le rôle de systèmes modèles pour diverses études de la structure interne des parois de domaines (chapitre **III**).

---

### Références bibliographiques du chapitre II

---

- [Benaissa\_IEEE\_98] M. Benaissa, K. M. Krishnan, E. E. Fullerton, J. S. Jiang, *IEEE Trans. Magn.* **34**, 1204 (1998).
- [Bödeker\_PRB\_93] P. Bödeker, A. Abromeit, K. Bröhl, P. Sonntag, N. Metoki and H. Zabel, *Phys. Rev. B* **47**, 2353 (1993).
- [Daval\_IEEE\_70] J. Daval and D. Randet, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-6**, 768 (1970).
- [Fullerton\_APL\_97] E. E. Fullerton, J. S. Jiang, Ch. Rehm, C. H. Sowers, S. D. Bader J. B. Patel, X. Z. Wu, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1579 (1997).
- [Fullerton\_PRB\_93] E. E. Fullerton, M. J. Conover, J. E. Mattson, C. H. Sowers, S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **48**, 15755 (1993).
- [Grimsditch\_PRB\_97] M. Grimsditch, Eric E. Fullerton, R. L. Stamps, *Phys. Rev. B* **56**, 2617 (1997).
- [Harp\_APL\_94] G. Harp and S. S. P. Parkin, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 3063 (1994).
- [Hehn\_thèse\_97] M. Hehn, *thèse de doctorat, ULP* (1997).
- [Huang\_PRB\_95] J. C. A. Huang, Y. Liou, Y. D. Yao, W. T. Yang, C. P. Chang, S. Y. Liao, Y. M. Yu, *Phys. Rev. B Rap. Comm.* **52**, R13110 (1995).
- [Huang\_ASS\_96] J. C. A. Huang, et al, *Appl. Surf. Sci.* (1996).
- [Huang\_JAP\_96] J. C. A. Huang, F. C. Tang, W. W. Fang, R. L. Liu, Y. M. Hu, C. K. Lo, Y. Liou, Y. D. Yao, W. T. Yang, C. P. Chang, S. Y. Liao, *J. Appl. Phys.* **79**, 4790 (1996).
- [Huang\_JCG\_94] J. C. A. Huang, Y. Liou, H. L. Liu, Y. J. Wu, *J. Cryst. Growth* **139**, 363 (1994).
- [Jonge\_94] W. J. M. de Jonge, P. H. J. Bloemen and F. J. A. den Broeder, "Ultrathin Magnetic Structures" vol. I, Chap. I.3, Springer Verlag (1994).
- [Jordan\_PRB\_99] S. M. Jordan, R. Schad, A. M. Keen, M. Bischoff, D. S. Schmoll, H. van Kempen, *Phys. Rev. B* **59**, 7350 (1999).
- [Lin\_JAP\_98] H.-N. Lin, Y. H. Chiou, B. -M. Chen, H.-P. D. Shieh, Ching-Ray Chang, *J. Appl. Phys.* **83**, 4997 (1998).
- [Liou\_JAP\_96] Y. Liou, J. C. A. Huang, Y. D. Yao, W. T. Yang, S. Y. Liao, C. P. Chang, *J. Appl. Phys.* **79**, 6282<sup>2</sup> (1996).
- [Mirzamaani\_JAP\_91] M. Mirzamaani, C. V. Jahnes and M. A. Russak, *J. Appl. Phys.* **69**, 5169 (1991).
- [Metoki\_PRB\_94] N. Metoki, W. Donner, H. Zabel, *Phys. Rev. B* **49**, 17351 (1994).
- [Michel\_thèse\_95] Anny Michel, *thèse ULP*, 1995.
- [Nakamura\_JAP\_93] A. Nakamura, M. Futamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, 1410 (1993).

[Paige\_JMMM\_86] *D. M. Paige, B. Szpunar and B.K. Tanner, J. Magn. Magn. Matter.* **44**, 239 (1984).

[Pauthenet\_JAP\_82] *R. Pauthenet, J. Appl. Phys.* **53**, 8187 (1982).

[Picconatto\_JAP\_97] *J. J. Picconatto, M. J. Pechan, E. E. Fullerton, J. Appl. Phys.* **81**, 5058 (1997).

[Schreiber\_PRB\_95] *F. Schreiber, Z. Frait, Th. Zeidler, N. Metoki, W. Donner, H. Zabel, J. Pelzl, Phys. Rev. B* **51**, 2920 (1995).

[Train\_SS\_98] *C. Train, V. Mathet, Surf. Sci.* **412-413**, 495 (1998).

[Weast\_89] *"Handbook of Chemistry and Physics", 69<sup>th</sup> edition, edited by R. C. Weast, M. J. Astle and W. H. Beyer (Chemical Rubber, Boca Raton, Florida, 1988-1989).*

[Yao\_JAP\_96] *Y. D. Yao, Y. Liou, J. C. A. Huang, S. Y. Liao, Y. Klik, W. T. Yang, C. P. Chang, C. K. Lo, J. Appl. Phys.* **79**, 6533 (1996).

---

## Chapitre III :

### Observation de parois asymétriques dans des couches de cobalt épitaxiées à forte anisotropie magnétique uniaxiale planaire

---

Ce chapitre est dédié à l'étude par microscopie à force magnétique et simulations micromagnétiques de la structure interne de parois de domaines dans des couches minces cristallines de Co, d'orientation  $(10\bar{1}0)$ .

- Tout d'abord, les *fondements énergétiques* qui mènent à la formation des domaines séparés par des parois de type Bloch dans les matériaux ferromagnétiques massifs seront brièvement rappelés.
  - Le confinement des dimensions du matériau massif vers une couche mince induit des modifications de l'énergie magnétostatique du système, avec des répercussions sur la structure interne de la paroi. Une *paroi complexe, asymétrique* se développe pour des épaisseurs intermédiaires. Nous allons décrire ces modifications et nous allons introduire la chiralité de la paroi et les types de transitions existantes entre différentes chiralités au sein de la même paroi. Pour déterminer la structure interne des parois pour nos couches de cobalt, un modèle micromagnétique bidimensionnel sera utilisé.
  - Ensuite, la dépendance de *l'épaisseur des couches*, mais aussi de *l'histoire magnétique* sur la structure micromagnétique des parois sera considérée. Finalement, nous allons déterminer l'influence de la pointe MFM sur le signal magnétique recueilli.
-

---

### **III. 1. Motivation**

### **III. 2. Introduction**

III. 2. 1. Minimisation de l'énergie d'un système ferromagnétique: formation de domaines magnétiques

III. 2. 2. Parois de domaines dans des films minces à anisotropie planaire

III. 2. 2. 1. Parois symétriques

III. 2. 2. 2. Parois asymétriques

III. 2. 2. 3. Contraste MFM associé aux parois à  $180^\circ$

III. 2. 2. 4. Chiralités de la paroi de Bloch asymétrique; transitions entre segments de chiralités différentes au sein de la même paroi

III. 2. 2. 5. Evolution de la structure interne de la paroi avec l'anisotropie et l'épaisseur

### **III. 3. Etude de parois asymétriques dans les couches de cobalt à forte anisotropie uniaxiale planaire**

III. 3. 1. Modèle micromagnétique

III. 3. 2. Observations des parois asymétriques par MFM

III. 3. 2. 1. Influence de l'histoire magnétique sur la structure interne de la paroi

III. 3. 2. 2. Evolution de l'asymétrie de la paroi avec l'épaisseur de la couche

III. 3. 2. 3. Influence de la hauteur de survol sur le profile MFM

### **III. 3. Conclusions**

### **Références bibliographiques du chapitre III**

---

### III. 1. Motivation

Au-delà de l'intérêt d'avoir un système à forte anisotropie uniaxiale planaire utilisable comme support pour l'étude de la magnéto-résistance de parois des nanofils (chapitres **IV** et **V**), les couches minces de cobalt cristallines, d'orientation  $(10\bar{1}0)$ , constituent un système modèle pour l'étude de la configuration interne des parois de domaines dans un système caractérisé d'une forte anisotropie magnétocristalline. Jusqu'à présent, il n'y avait pas beaucoup d'études pour des systèmes dont l'énergie d'anisotropie est supérieure ou comparable à l'énergie du champ démagnétisant. Les travaux expérimentaux ou micromagnétiques existants se sont concentrés essentiellement sur des matériaux magnétiques doux, comme le permalloy, et le fer [Scheinfein\_PRB\_90, Aharoni\_PRB\_91, Pokhil\_JAP\_96, Rave\_JMMM\_98, Zueco\_JMMM\_99] ou sans anisotropie, comme le cobalt polycristallin. [Lohndorf\_APL\_96, Lin\_APL\_00] Pour ces systèmes, la distribution de l'aimantation à l'intérieur des parois se présente sous la forme d'un "vortex" partiel, dont l'existence est conditionnée par des impératifs de fermeture de flux à l'intérieur de l'échantillon. Au voisinage de la surface, le "vortex" a un caractère plus proche d'une paroi de type Néel. Dans le cas d'une couche mince de permalloy ( $Q = 2.5 \times 10^{-4}$ ), pour des épaisseurs importantes, la partie Néel, parallèle à la surface de la couche, est prédominante par rapport au cœur de la paroi, de type Bloch. [Labonte\_JAP\_69, Hartmann\_PSS\_89] En réduisant l'épaisseur, la configuration interne de la paroi évolue vers une structure complexe, de type "cross-tie" (échelle de perroquet), [Hubert\_98] et pour des épaisseurs très faibles, elle prend la forme d'une paroi Néel symétrique. Dans ce chapitre nous allons nous intéresser, par des observations par microscopie à force magnétique corrélées à des simulations micromagnétiques, comment la structure interne de la paroi varie lorsqu'on diminue l'épaisseur des couches. Le signal magnétique recueilli par microscopie à force magnétique, produit par le champ de fuite de l'échantillon, contient des informations qui proviennent de la structure interne des parois. Par des comparaisons entre le profil du signal MFM avec des simulations micromagnétiques, on pourrait extraire des informations sur la structure interne de la paroi. Tout d'abord, nous allons présenter brièvement les critères énergétiques qui conduisent à l'apparition des domaines dans les matériaux ferromagnétiques. Ensuite, on va discuter comment la structure interne des parois est influencée par le confinement des dimensions d'un système à forte anisotropie uniaxiale planaire.

## III. 2. Introduction

### III. 2. 1. Minimisation de l'énergie d'un système ferromagnétique: formation de domaines magnétiques

Dans le cas d'un système ferromagnétique idéal, trois types d'interactions coexistent: les interactions d'échange, qui favorisent l'ordre ferromagnétique, les interactions avec le réseau cristallin, qui engendrent l'anisotropie magnétocristalline et les interactions magnétostatiques.

- L'interaction d'échange, de nature quantique, est très intense mais n'agit qu'entre moments voisins et s'atténue très vite avec la distance. La densité d'énergie d'échange s'exprime en fonction des gradients des cosinus directeurs de l'aimantation sous la forme:

$$E_{ech} = A_{ech} \left[ (\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2 \right] \quad (III. 2-1)$$

Elle exprime l'énergie que coûte au système le décalage  $(\nabla m_i)^2$  entre les cosinus directeurs  $m_i$  ( $i = x, y, z$ ) des moments voisins.

- L'interaction magnétostatique tend à refermer les lignes de flux magnétique au sein de la matière aimantée pour éviter la formation de pôles et s'oppose ainsi à la formation d'un état uniformément aimanté. Elle est beaucoup plus faible que l'interaction d'échange entre moments voisins, mais devient prépondérante à grande distance. L'expression de l'énergie du champ démagnétisant est:

$$E_{dip} = -\frac{1}{2} \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_d \quad (III. 2-2)$$

où  $H_d$  représente le champ démagnétisant de l'échantillon considéré. De manière générale, ce champ démagnétisant est relié à l'aimantation par l'intermédiaire du tenseur démagnétisant  $N$ :

$$\vec{H}_d = -\vec{N} \cdot \vec{M} \quad (III. 2-3)$$

La coexistence de ces deux types d'interactions est basée sur le fait que chacune a sa zone d'influence prépondérante: une zone dominée par les interactions d'échange pour des distances entre les moments magnétiques plus petites qu'une distance caractéristique nommée longueur d'échange ( $l_{ech}$ ) et une autre zone dominée par les interactions dipolaires, pour des



distances plus grandes que la longueur d'échange. Cette longueur d'échange est définie comme le rapport des racines des énergies caractéristiques mises en jeu:

$$l_{ech} = \sqrt{\frac{2A_{ech}}{\mu_0 M_s^2}} \quad (III. 2-4)$$

Dans la zone d'influence de l'échange, chaque moment est contraint de ne pas s'écarter beaucoup par rapport à ses voisins. En s'éloignant, les moments situés à des distances plus grandes que la longueur d'échange ont une indépendance totale par rapport au moment d'origine. Le flux magnétique peut ainsi se renfermer pour éviter la création de pôles de surface, ce qui réduit considérablement l'énergie magnétostatique du système.

- L'anisotropie magnétocristalline s'explique par l'interaction entre les moments magnétiques et le champ électrique des ions voisins, par l'intermédiaire de leur composante orbitale. Elle tend à orienter chaque moment magnétique selon une direction du réseau, privilégiée par sa symétrie particulière.

Un paramètre indicatif de l'intensité de l'anisotropie magnétocristalline d'un système est le facteur de qualité  $Q = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s^2}$ , qui représente le rapport entre l'énergie magnétocristalline et l'énergie démagnétisante. Il certifie si l'anisotropie magnétocristalline est suffisamment forte pour que les moments magnétiques soient ou non orientés suivant sa direction au voisinage des surfaces.

- Lorsque le système est soumis à un champ magnétique externe  $H_{ext}$ , chaque moment magnétique de l'échantillon a tendance à s'aligner suivant la direction du champ afin de minimiser l'énergie de Zeeman du système:

$$E_{ext} = -\mu_0 M H_{ext} \quad (III. 2-5)$$

L'état d'équilibre du système est obtenu en minimisant son énergie totale:

$$E_{tot} = E_{ech} + E_{dip} + E_{anis} + E_{ext} \quad (III. 2-6)$$

Cette minimisation de l'énergie conduit généralement à la formation des domaines magnétiques. Au passage entre deux domaines magnétiques, l'aimantation tourne beaucoup plus rapidement qu'à l'intérieur des domaines, dans une région nommée paroi de domaines.

Dans le cas d'un matériau massif, où le champ démagnétisant a une contribution négligeable, la largeur des parois est fortement liée à la compétition entre l'énergie d'échange et l'énergie d'anisotropie magnétocristalline. Pour une paroi très étroite, préférée afin de réduire l'énergie d'anisotropie magnétocristalline, les moments magnétiques adjacents font des angles importants, ce qui génère une importante énergie d'échange. Cette énergie est d'autant plus grande que la constante d'échange  $A_{ech}$  est grande. Toujours en termes d'énergie d'échange, la répartition des moments magnétiques à l'intérieur de la paroi sur une échelle très large, de sorte que l'angle entre deux moments adjacents soit tout petit, permettrait une réduction considérable de l'énergie d'échange du système. Cependant, dans le cas d'une telle transition, chaque moment magnétique se trouverait éloigné par rapport à l'axe de facile aimantation. Cela signifierait une augmentation considérable de l'énergie d'anisotropie. En conclusion, la largeur de la paroi caractéristique aux matériaux massifs déterminée par la compétition entre l'énergie d'échange et l'énergie d'anisotropie magnétocristalline. Ainsi, pour un matériau

donné, plus le rapport  $\Delta_0 = \sqrt{\frac{A_{ech}}{K_u}}$  (qui représente le paramètre d'une paroi de Bloch) est faible, plus la paroi est étroite.

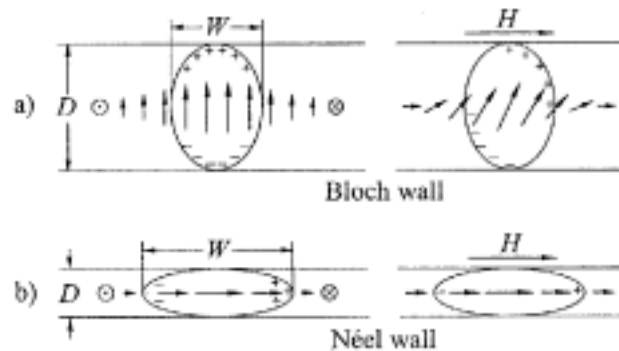
Lors du confinement des dimensions du système ferromagnétique suivant une ou plusieurs directions, c'est l'énergie magnétostatique qui va détenir un rôle de plus en plus important dans l'équilibre énergétique à l'intérieur de la paroi. En fonction de l'orientation de l'aimantation des domaines, on peut distinguer entre deux géométries de base: des films minces à anisotropie planaire et des films à anisotropie perpendiculaire. Lorsqu'une paroi sépare deux domaines orientés antiparallèlement, elle est appelée paroi à  $180^\circ$  et ce type de paroi est spécifique pour les systèmes à symétrie uniaxiale. Dans un cristal à symétrie cubique des parois à  $90^\circ$  où d'autres angles peuvent apparaître, en fonction de l'orientation relative de l'aimantation dans les domaines qu'elles séparent.

### III. 2. 2. Parois de domaines dans des films minces à anisotropie planaire

- Comment la structure interne de la paroi change dans le cas des films minces à anisotropie uniaxiale planaire, où la formation de parois à 180° est favorisée?

#### III. 2. 2. 1. Parois symétriques

Deux modes fondamentaux de la rotation de l'aimantation peuvent être définis pour une paroi à 180°: la paroi de type Bloch, pour laquelle la rotation s'effectue perpendiculairement au plan de la paroi et la paroi de type Néel, pour laquelle la rotation de l'aimantation s'effectue dans le plan de la surface (figure III.2-1). Une paroi de type Bloch est favorable dans le cas d'un matériau massif, car aucune



**Figure III. 2-1:** Schématisation de la rotation de l'aimantation au sein d'une paroi (a) purement Bloch – l'aimantation à l'intérieur de la paroi est perpendiculaire à la surface de la couche et (b) purement Néel – tous les moments magnétiques sont contenus dans le plan de la surface

charge magnétostatique volumique n'est créée. Au contraire, la théorie classique des parois de Bloch n'est plus applicable dans le cas des couches minces, lorsque l'épaisseur devient comparable avec la largeur de la paroi.<sup>[Néel\_ASD\_55]</sup> En effet, les charges magnétiques de surface des parois ne sont plus nulles. Dans ces conditions, une paroi de Néel, dont l'aimantation varie dans le plan du film pourrait être favorable en-dessous d'une épaisseur critique. L'apparition de cette transition est explicable par des arguments simples. On considère les parois des cylindres elliptiques de largeur  $W$  et de hauteur  $D$ . Le facteur démagnétisant  $N$  associé à ces cylindres de révolution est:

$$N_{Bloch} = \frac{W}{W + D} \quad (III. 2-7)$$

Lorsque  $W$  devient plus grand que  $D$ , l'énergie démagnétisante augmente et la paroi préfère un mode "Néel" de facteur démagnétisant:

$$N_{Néel} = \frac{D}{W + D} \quad (III. 2-8)$$

Ces arguments sont très qualitatifs et, en réalité, la transition entre les deux types de parois, nommées symétriques, est associée à des structures plus complexes, mélanges de parois de

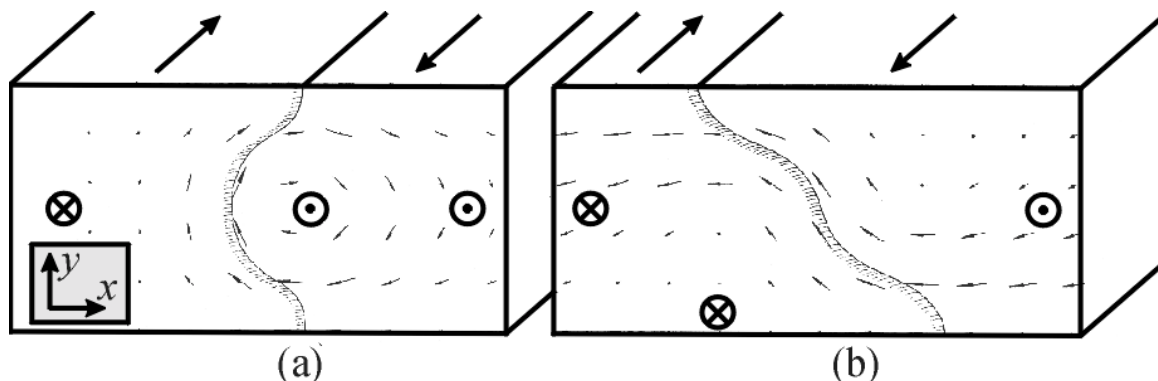
Bloch et de Néel, nommées asymétriques. Ces structures apparaissent pour des épaisseurs qui sont trop faibles pour supporter une paroi de Bloch classique et trop épaisses pour permettre la formation d'une paroi de Néel. Les détails de leur configuration interne sont intimement liés à l'épaisseur des couches, mais aussi aux paramètres intrinsèques du matériau.

### III. 2. 2. 2. Parois asymétriques

La réduction de l'épaisseur de la couche mince implique une augmentation des charges de surface, liées aux moments magnétiques à l'intérieur de la paroi perpendiculaires à la surface. Une solution pour contrebalancer cette augmentation de l'énergie surfacique consiste à effectuer une rotation de l'aimantation vers une direction parallèle à la surface, au moins pour les moments magnétiques avoisinant la surface.<sup>[Labonte\_JAP\_69, Hubert\_IEEE\_75, Scheinfein\_PRB\_90]</sup> La paroi ainsi formée est connue dans la littérature sous le nom de paroi de Bloch asymétrique. La distribution de l'aimantation à l'intérieur de la paroi se présente sous la forme d'un vortex afin d'assurer la fermeture du flux à l'intérieur de l'échantillon.<sup>[Aharoni\_PRB\_91]</sup>

Un autre type de paroi asymétrique, très similaire à une paroi de Bloch asymétrique est la paroi de Néel asymétrique. La seule différence entre ces deux types de parois est leur symétrie. En effet, les moments magnétiques à l'intérieur d'une paroi de Bloch asymétrique respectent une symétrie de type miroir par rapport au centre de la paroi, alors que dans le cas de la paroi de Néel asymétrique l'élément de symétrie est un point (figure III.2-2):

- Pour une paroi de Bloch asymétrique,  $m_1 \rightarrow -m_1$  et  $m_2 \rightarrow -m_2$ , lorsque  $y \rightarrow -y$ ;
- Pour une paroi de Néel asymétrique,  $m_1 \rightarrow m_1$  et  $m_2 \rightarrow m_2$ , lorsque  $x \rightarrow -x$  et  $y \rightarrow -y$ .



**Figure III. 2-2:** Distributions de l'aimantation à l'intérieur de deux types de parois asymétriques: (a) paroi de Bloch asymétrique et (b) paroi de Néel asymétrique. Les lignes de contour indiquent le centre de la paroi, où la composante  $z$  de l'aimantation passe par 0. Les simulations micromagnétiques ont été réalisées pour une couche mince de permalloy de 100 nm d'épaisseur.<sup>[Hubert\_PSS\_70]</sup>

### III. 2. 2. 3. Contraste MFM associé aux parois à 180°

- *Parois symétriques*

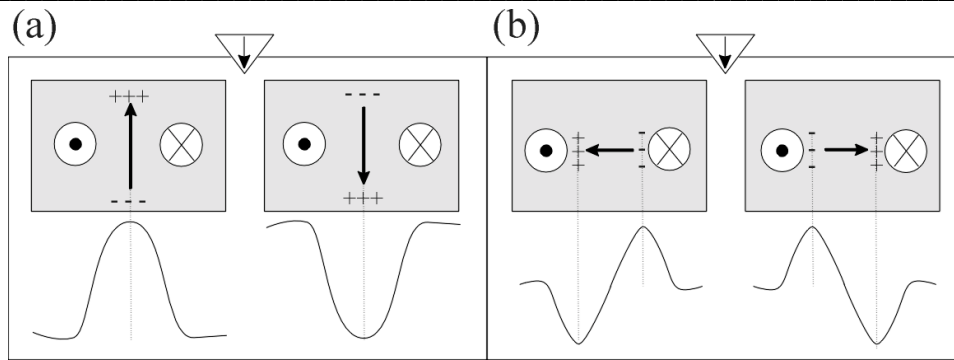
Des études menées avec des pointes aimantées parallèlement ou perpendiculairement à la surface de l'échantillon indiquent le caractère monopolaire (symétrique) du signal magnétique  $\frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2}$  pour un dipôle parallèle à l'aimantation de la pointe et l'allure dipolaire (asymétrique) lorsqu'il est disposé perpendiculairement. <sup>[Proksch\_IEEE\_94, Belliard\_thèse\_97]</sup>

Dans le cas particulier d'une pointe aimantée perpendiculairement à la surface de l'échantillon, le signal magnétique généré par une paroi de Bloch est monopolaire (figure **III.2-3a**). La composante normale du champ de fuite issu d'une telle répartition de charges est de signe constant d'une part et de l'autre de la paroi. L'image MFM correspondante est une bande, qui est soit blanche soit noire, en fonction de l'orientation relative de l'aimantation de la pointe par rapport au cœur de la paroi de Bloch. Lorsque les deux aimantations sont parallèles, leur interaction est attractive et la couleur de la bande est noire. Pour une orientation antiparallèle, la bande sera blanche.

La composante normale du champ de fuite issu d'une paroi de Néel change de signe d'un part et de l'autre de la paroi (figure **III.2-3b**). Le signal magnétique résultant est dipolaire et l'image MFM correspondante est constituée de deux bandes adjacentes de couleurs différentes. Leur orientation relative fournit des informations sur la chiralité de la partie Néel (vers la gauche ou vers la droite).

- *Parois asymétriques*

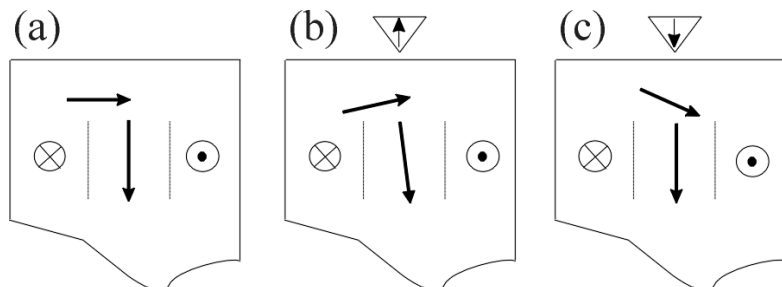
Toujours pour une pointe aimantée perpendiculairement à la surface de l'échantillon, il faut préciser que dans le cas des parois asymétriques, la nature du signal magnétique recueilli est fortement corrélée à la composante Bloch des parois asymétriques. Toutefois, une sensibilité du signal MFM à la partie Néel des parois a été observée si les pointes magnétiques utilisées ont un moment effectif réduit, qui n'influencent pas beaucoup la structure interne de la paroi. <sup>[Proksch\_IEEE\_94]</sup> Le signal magnétique résultant est une combinaison de signaux monopolaires (symétriques) avec des signaux dipolaires (asymétriques), provenant des différentes composantes de la paroi. L'addition des deux types de signaux produit un signal asymétrique.



**Figure III. 2-3:** Représentation schématique des composantes normales du champ de fuite issues: (a) d'une paroi de type Bloch – le signal est de signe constant, dépendant de l'orientation relative entre l'aimantation de la pointe et le cœur de la paroi; (b) d'une paroi de type Néel – le signal change de signe d'un part et de l'autre du cœur de la paroi

- *Influence de la pointe MFM sur l'asymétrie du signal MFM*

Une influence trop importante de la part de la pointe peut induire des modifications réversibles dans la structure de la paroi (figure III.2-4).<sup>[Foss\_APL\_96]</sup> Le champ de fuite de la pointe MFM réoriente les moments magnétiques à l'intérieur de la paroi, ce qui induit une interaction plus attractive entre la pointe et l'échantillon. Lorsque l'aimantation de la pointe est antiparallèle à la composante Bloch de la paroi (cas répulsif sur la figure III.2-4b), l'asymétrie indicative d'une paroi de Bloch asymétrique augmente. En effet, le champ de fuite de la pointe réoriente la composante Bloch, qui s'incline par rapport à la normale à la surface. La modification de la partie Néel, agit dans le sens opposé, vers un signal plus symétrique, mais cet effet est de moindre importance. Lorsque la pointe MFM est parallèle à la composante Bloch de la paroi (cas attractif sur la figure III.2-4c), l'effet global de l'influence de la pointe est une diminution de l'asymétrie du signal. Les auteurs observent que la déformation de la structure interne de la paroi diminue si la hauteur de survol augmente. Afin d'éliminer l'influence, sur le signal résultant, d'une éventuelle asymétrie due à la pointe, ils effectuent des scans avec l'aimantation de la pointe orientée dans les deux sens, et puis ils font la soustraction des deux signaux, obtenant ainsi la contribution asymétrique de la part de la pointe pour une hauteur de survol donnée. La conclusion est que l'influence réversible



**Figure III. 2-4:** Représentation schématique de l'influence du champ de fuite d'une pointe MFM au niveau des moments magnétiques à l'intérieur d'une paroi de Bloch asymétrique. (a) Schématisation de la paroi. (b) Interaction répulsive. (c) Interaction attractive.<sup>[Foss\_APL\_96]</sup>

de la pointe sur la structure interne de la paroi est considérablement réduite pour des hauteurs de survol supérieures à 50 *nm*.

#### **III. 2. 2. 4. Chiralités des parois de Bloch asymétrique; transitions entre segments de chiralités différentes au sein de la même paroi**

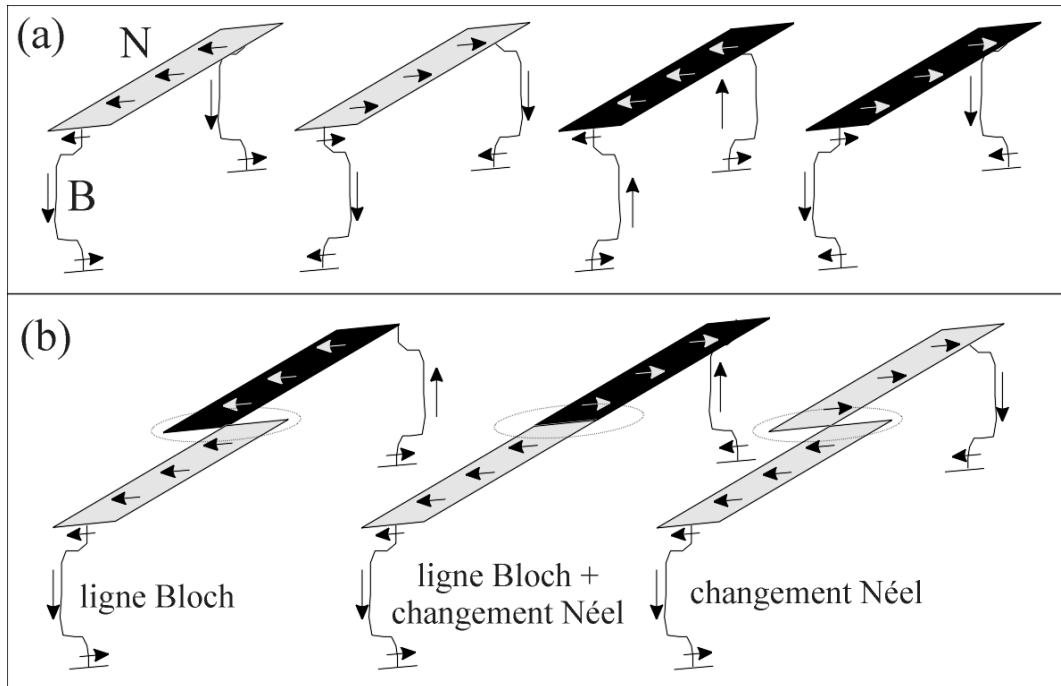
- *Chiralité des parois Bloch asymétriques*

L'ensemble des deux sens de rotation des composantes de Bloch et de Néel d'une paroi asymétrique définit sa chiralité. Ces deux composantes peuvent avoir des sens de rotation différentes. Par exemple, sur la schématique de la figure **III.2-5a**, la composante Bloch peut pointer soit vers le haut, soit vers le bas, alors que la composante Néel peut être orientée soit vers la gauche soit vers la droite.

- *Transitions entre segments de différentes chiralités*

Etant donné que deux chiralités différentes sont équivalentes du point de vue énergétique, elles pourraient coexister au sein d'une même paroi. Leur cohabitation implique l'existence de plusieurs types de transitions (figure **III.2-5b**). Ces transitions impliquent soit l'inversion du sens de rotation d'une seule composante de la paroi, soit la modification du sens des deux composantes. La modification de l'ensemble des composantes (Bloch et Néel) de la paroi asymétrique impose l'existence d'une région de transition, nommée ligne de Bloch verticale. Cette structure représente un résidu d'une paroi de Bloch, caractéristiques pour des épaisseurs plus importantes. Au centre d'une ligne de Bloch, les lignes d'aimantation sont normales à la surface. Autour de cette partie centrale, l'aimantation peut tourner en deux modes différents, ce qui permet de classer les lignes de Bloch en circulaires et transverses.<sup>[Hubert\_98]</sup>

Le changement individuel du sens de la partie Bloch, tout en conservant le sens de la partie Néel implique l'association d'une ligne de Bloch verticale à un déplacement en surface de la composante Néel. Lorsque la modification concerne seulement la composante Néel, alors que le sens de la partie Bloch est préservé, un déplacement spatial d'un segment par rapport à l'autre est observable au niveau de la transition. L'existence des trois types de transitions a été confirmée expérimentalement par des techniques de microscopie Kerr.<sup>[Schafer\_IEEE\_91]</sup>



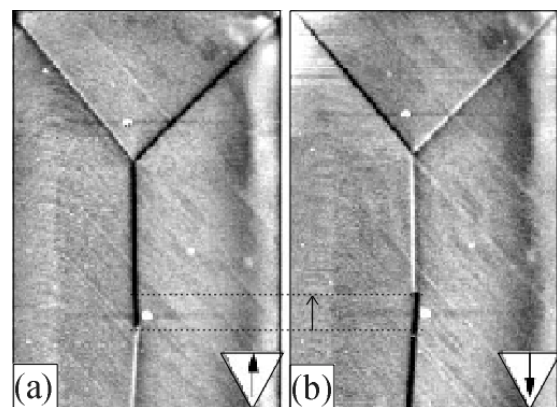
**Figure III. 2-5:** Représentation schématique des différentes possibilités de chiralités des parois de Bloch asymétriques; l'orientation de la partie Néel est indiquée par *N* et l'orientation de la partie Bloch par *B*. (b) Différents types de transitions possibles au sein d'une paroi donnée, lorsque la chiralité d'une des composantes change.

- *Effet d'un champ magnétique externe sur la chiralité des parois*

Des études par microscopie à force magnétique indiquent que le taux de fragmentation d'une paroi asymétrique à 180° en segments de différents sens de rotation de la composante Bloch est influencé par l'application d'un champ extérieur perpendiculaire à la surface.<sup>[Hartmann\_IEEE\_90]</sup> Dans ces conditions, les segments pour lesquels l'aimantation de la

composante Bloch est alignée avec le champ sont favorisés par rapport aux segments de sens opposés. Un effet similaire est produit par le champ de fuite de la pointe MFM et la location de la ligne de Bloch qui sépare les deux segments est modifiée lorsque l'aimantation de la pointe est renversée (figure III.2-4).<sup>[Belliard\_these\_97, Zueco\_JMMM\_99]</sup> Il faut préciser

que le champ de fuite étant essentiellement perpendiculaire à la surface, seule la composante Bloch de la paroi y est sensible et il



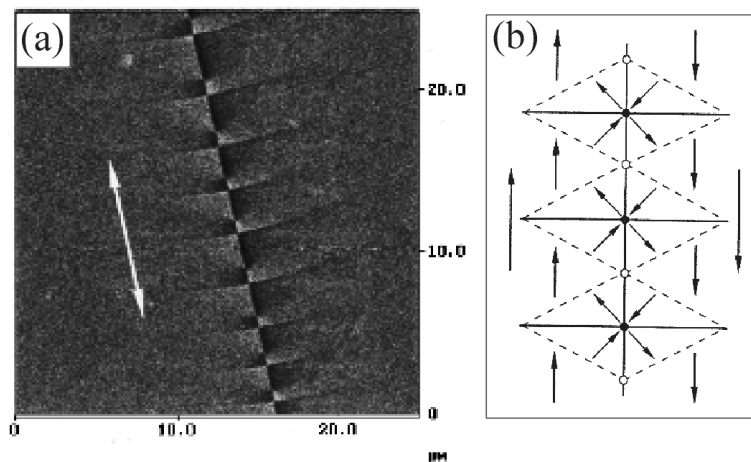
**Figure III. 2-6:** Déplacement de la ligne de Bloch sous l'influence du champ de fuite de la pointe MFM pour la surface d'un whisker de fer.<sup>[Zueco\_JMMM\_99]</sup>



n'y a pas d'effets visibles qui indiqueraient une modification de la partie Néel.

- *Transitions de type "cross-tie"*

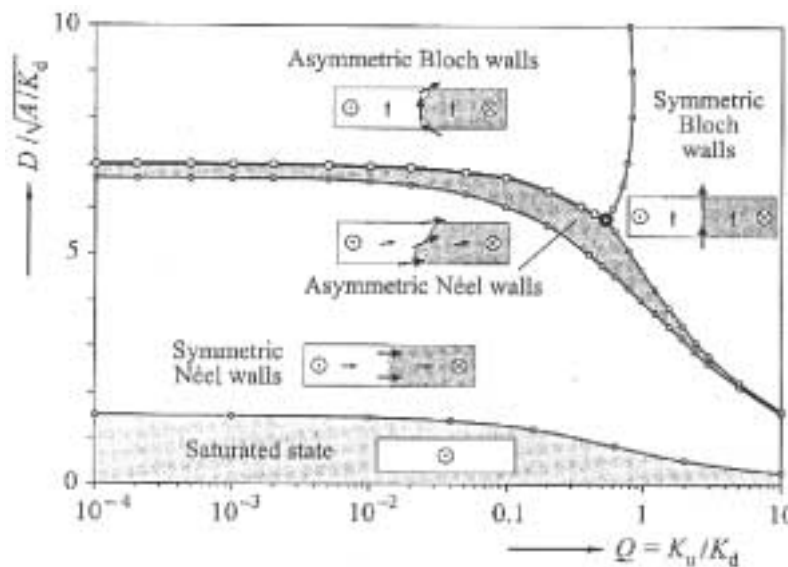
Dans le cas de matériaux à faible anisotropie, les transitions entre des segments de différents chiralités au sein d'une paroi donnée deviennent très complexes et prennent l'allure d'échelles de perroquet (en anglais, parois de type "cross-tie") – figure **III.2-7**.<sup>[Schneider\_JAP\_96, Huo\_JAP\_00, Joisten\_JMMM\_01]</sup> A des intervalles très réguliers, il y a des courts segments de paroi de type Néel, où l'aimantation est orientée perpendiculairement par rapport à la direction de la paroi principale. En effet, pour réduire l'énergie magnétostatique qui apparaîtrait pour une orientation unique de la partie Néel d'une paroi de Bloch asymétrique, la paroi est divisée par l'intermédiaire des lignes de Bloch dans des sections pour lesquelles les charges magnétiques alternent d'une partie à l'autre par rapport à la paroi. Des parois de type "cross-tie" ont été d'ailleurs observées dans des couches de cobalt polycristallins<sup>[Lohndorf\_APL\_96, Lin\_JAP\_98]</sup> pour des épaisseurs avoisinant 50-100 nm. Pour des épaisseurs plus importantes, ces parois se transforment en parois de Bloch asymétriques.



**Figure III. 2-7:** (a) Image MFM d'une paroi à 180° de type "cross-tie" obtenue pour une couche mince de  $\text{Co}_{91}\text{Nb}_6\text{Zr}_3$  de 37.5 nm d'épaisseur.<sup>[Huo\_JAP\_00]</sup> (b) Schématique de la distribution de l'aimantation dans le cas d'une paroi de type "cross-tie". Les lignes de Bloch circulaires sont indiquées par des cercles et celles transverses par des disques

### III. 2. 2. 5. Evolution de la structure interne de la paroi avec l'anisotropie et l'épaisseur

L'évolution de la structure interne de la paroi en fonction de l'épaisseur et de l'anisotropie a été étudiée par Ramstock et al <sup>[Rämstock\_PSS\_96]</sup> dans le cas d'une ligne infiniment longue de rapport largeur sur hauteur égal à 4 (figure III.2-6). Ce diagramme contient quelques informations remarquables. Lorsque l'anisotropie magnétocristalline est très grande (facteur de qualité  $Q$  supérieur à 1), une paroi de Bloch symétrique est stabilisée pour des épaisseurs importantes et son domaine de stabilité s'élargit avec l'augmentation du facteur de qualité. La transition d'une paroi de type Bloch vers une paroi de type Néel pour des facteurs  $Q$  inférieurs à 0.1 apparaît vers  $7\sqrt{\frac{A_{ech}}{K_d}}$ . Cette valeur est inférieure à  $12\sqrt{\frac{A_{ech}}{K_d}}$ , correspondante aux couches minces de permalloy. <sup>[Hubert\_98]</sup> Cette variation est due à la suppression des queues des parois de Néel, qui sont très larges dans le cas des films minces.



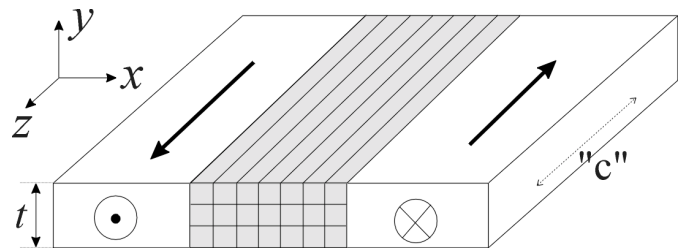
**Figure III. 2-8:** Diagramme de phase en champ nul des différents types de parois possibles dans des lignes de rapport largeur à hauteur égal à 4. Un des paramètres est le facteur de qualité  $Q$ , et l'autre l'épaisseur  $D$  des couches <sup>[Rämstock\_PSS\_96]</sup>

### III. 3. Etude de parois asymétriques dans les couches minces de cobalt à forte anisotropie uniaxiale planaire

Tout d'abord, nous allons présenter le modèle micromagnétique utilisé pour déterminer la structure interne des parois. Ensuite les signaux magnétiques obtenus à partir des configurations simulées seront comparés aux signaux expérimentaux recueillis par microscopie à force magnétique.

#### III. 3. 1. Modèle micromagnétique

Pour l'étude de la configuration interne des parois dans les couches minces de Co ( $10\bar{1}0$ ), nous avons mené des calculs micromagnétiques non périodiques. [Buda\_thèse\_01, Prejbeanu\_APL\_00] Ces calculs s'appuient sur une méthode bidimensionnelle de type LaBonte, où la distribution continue de l'aimantation est discrétisée en



**Figure III. 3-1:** Géométrie du schéma de discrétisation. Le système est divisé dans des prismes infinis suivant la direction  $z$ . Le pas de maillage est de  $2\text{ nm}$ . L'épaisseur de la couche modélisée est notée par  $t$ . L'axe facile cristallin "c" est orienté suivant la direction  $z$

prismes infinies ( $h_z \rightarrow \infty$ ) uniformément aimantées (figure III.3-1). [Labonte\_JAP\_69] Les valeurs, déterminées expérimentalement, de l'aimantation à saturation ( $M_s = 1400\text{ emu/cm}^3$ ) et de la constante d'anisotropie magnétocristalline ( $K_u = 5 \times 10^6\text{ erg/cm}^3$ ), ont servi de paramètres de simulation, tout comme la constante d'échange  $A_{ech} = 1.4 \times 10^{-6}\text{ erg/cm}$ . Les prismes de section carrée ont un pas de maillage constant ( $2\text{ nm}$ ), inférieur à la longueur d'échange du cobalt ( $l_{ech} = 3.37\text{ nm}$ ). Une séparation de  $200\text{ nm}$  a été considérée entre les deux domaines orientés antiparallèlement. L'énergie totale de la paroi  $E_{tot}$  est évaluée en considérant l'anisotropie magnétocristalline, l'énergie d'échange et l'énergie du champ démagnétisant. A partir de cette énergie, le champ effectif  $\vec{H}_{eff}$  qui agit sur l'aimantation locale  $\vec{M}$  est obtenu par une méthode variationnelle:

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\delta E_{tot}}{\delta \vec{M}} \quad (III. 3-1)$$

Pour trouver les états d'équilibre qui minimisent l'énergie totale du système, l'équation Landau-Lishitz-Gilbert <sup>[Brown\_63]</sup>:

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha \gamma \mu_0}{M_s} \vec{M} \times [\vec{M} \times \vec{H}_{eff}] \quad (III. 3-2)$$

est intégrée numériquement sous la contrainte  $|\vec{M}| = M_s$ . Les termes  $\gamma$  et  $\alpha$  représentent le facteur gyromagnétique d'un électron libre, respectivement le paramètre d'amortissement, qui a été fixé à une valeur unitaire pour des raisons de rapidité du calcul. Ce choix n'altère pas la configuration finale d'équilibre. <sup>[Labonte\_JAP\_69]</sup> Un schéma d'intégration temporelle explicite avec un pas de temps de 0.1 ps a été appliqué. La configuration stable est atteinte lorsque la

valeur résiduelle du couple  $\frac{|\vec{m} \times \vec{H}_{eff}|}{M_s}$  est inférieure à une tolérance fixée à  $10^{-6}$ . La stabilité de

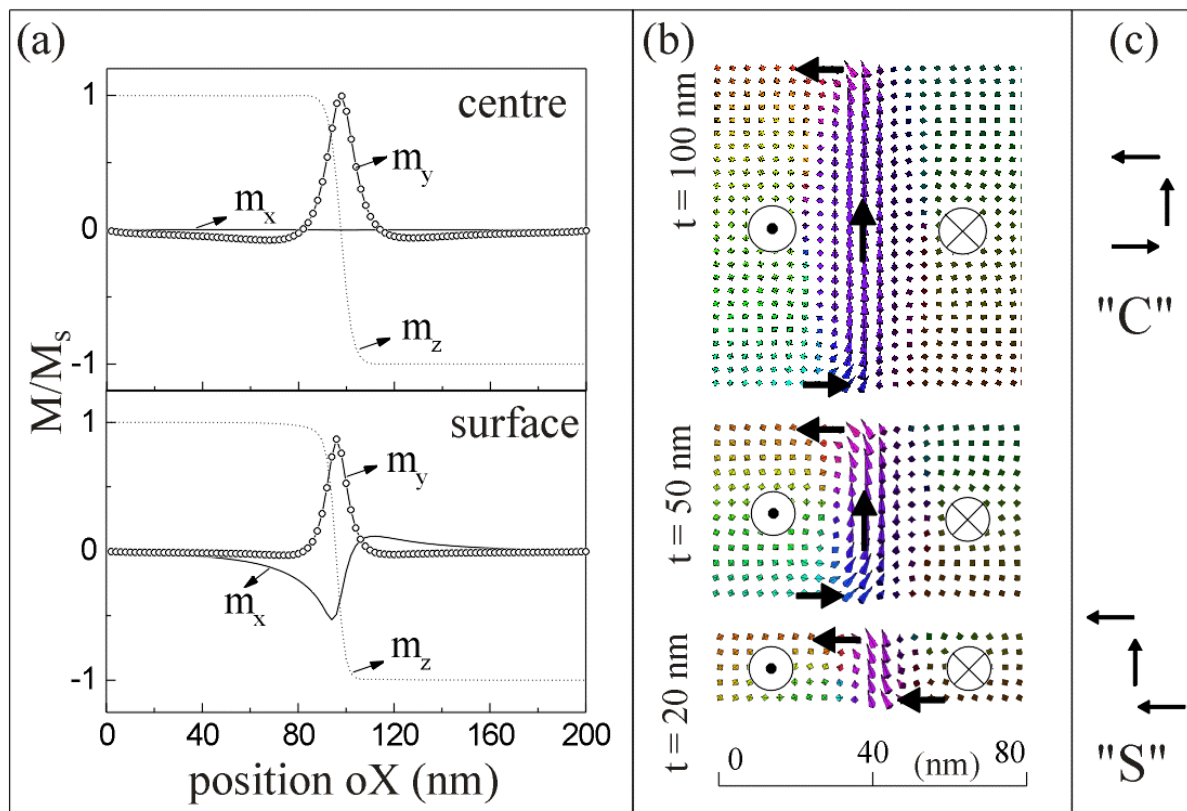
chaque solution a été vérifiée en perturbant l'état final obtenu par une fluctuation d'aimantation aléatoire. Pour les états stables ainsi déterminés, le paramètre de self-consistance défini par Aharoni <sup>[Aharoni\_PRB\_91]</sup> s'écarte de 0.01% par rapport à l'unité.

Des profils typiques des trois composantes de l'aimantation sont présentés sur la figure **III.3-2a**, pour la paroi obtenue dans une couche mince de 100 nm d'épaisseur. Les sections traverses ont été réalisées au centre et à la surface de la paroi. Au centre, la composante  $m_x$  de l'aimantation est nulle, l'aimantation étant contenue dans le plan (yoz). Ceci indique que le cœur de la paroi est de type Bloch. Cette composante de Bloch est raccordée en surface par une partie de type Néel, dont la composante  $m_x$  est nulle. Il faut remarquer la présence d'une composante  $m_y$  de l'aimantation même en surface, qui indique l'existence d'un caractère de type Bloch. La paroi est ainsi différente par rapport à une paroi dans le permalloy, où la fermeture de flux est complète. Cette différence est sans doute liée au rapport qui existe entre l'énergie d'anisotropie et l'énergie du champ démagnétisant dans les deux cas.

La distribution bidimensionnelle des moments magnétiques à l'intérieur des parois est présentée plus en détail pour 3 épaisseurs différentes (100, 50 et 20 nm) sur la figure **III.3-2b**. La configuration micromagnétique de la paroi pour la couche de 50 nm d'épaisseur est qualitativement similaire avec celle obtenue pour  $t = 100$  nm, avec une légère diminution de la contribution relative de la composante Bloch. Pour des couches épaisses (d'épaisseur

supérieure à 50 nm), deux configurations micromagnétiques proches énergétiquement peuvent être stabilisées: un état "S" et un état "C", en fonction de l'orientation relative des parties Néel correspondantes aux deux surfaces (figure III.3-2c). Lorsque l'épaisseur diminue à 20 nm, l'état "S" devient plus favorable, comme si les deux "caps" de Néel commencerait à être couplées. Dans ce cas, l'existence d'un vortex caractéristique pour l'état de type "C" aurait augmenté l'énergie d'échange avec une valeur supérieure au gain obtenu par la réduction de l'énergie démagnétisante. La différence entre ces deux types de configurations micromagnétiques est leur symétrie. Ainsi, la paroi change d'une paroi de Bloch asymétrique, qui préserve une symétrie miroir par rapport à un plan médian parallèle au plan de la couche à une paroi de Néel asymétrique (de type "S").

Des calculs micromagnétiques réalisés pour des couches très fines (d'épaisseur 10 nm) indiquent que l'aimantation tourne de manière continue dans le plan et la paroi obtenue est une paroi de Néel symétrique.

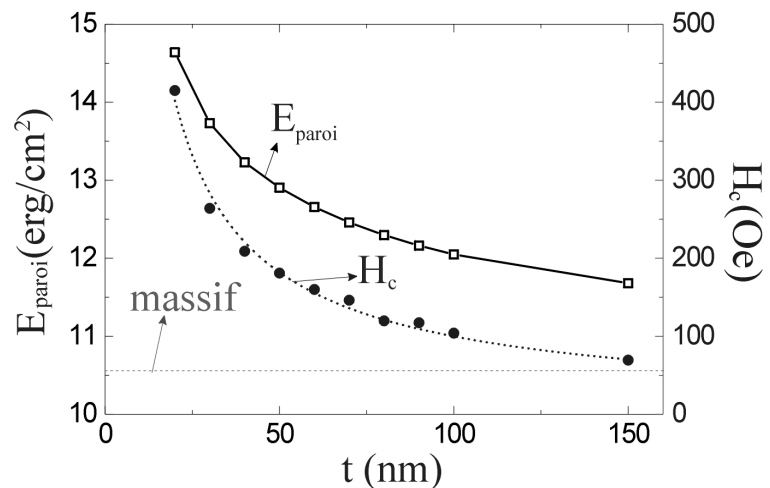


**Figure III. 3-2:** (a) Profils des trois composantes de l'aimantation  $m_x$ ,  $m_y$  et  $m_z$ , pour des sections à mi-hauteur et en surface de la paroi. (b) Variation de la configuration micromagnétique de la paroi en fonction de l'épaisseur  $t$ . (c) Représentation schématique des états "C" et "S", décrits dans le texte

- *corrélation énergie de la paroi – champ coercitif*

La variation de l'énergie des parois en fonction de l'épaisseur  $t$ , obtenue en utilisant le modèle micromagnétique est en bon accord avec la dépendance expérimentale du champ coercitif des couches minces. Les deux dépendances sont très similaires pour une gamme d'épaisseurs variant de 20 à 150 nm (figure III.3-3). En effet, le retournement de l'aimantation suivant l'axe de facile aimantation peut

être décrit par un procès de nucléation et propagation de parois. La valeur du champ magnétique nécessaire pour le déplacement des parois d'une extrémité à l'autre de l'échantillon est, sans doute, liée à l'énergie de la paroi. Pour des couches de cobalt épaisses (d'épaisseur supérieure à 100 nm), l'énergie de la paroi tend asymptotiquement vers l'énergie d'une paroi du cobalt massif.



**Figure III. 3-3:** Dépendance du champ coercitif (cercles), et de l'énergie de la paroi (carrés) en fonction de l'épaisseur de la couche de cobalt. La valeur de l'énergie de la paroi dans le cobalt massif,  $E_{\text{massif}} = 4\sqrt{A_{\text{éch}}K_u}$ , est indiquée pour comparaison.

### III. 3. 2. Observations des parois asymétriques par MFM

La microscopie à force magnétique, étant sensible seulement au champ de fuite qui émane de l'échantillon, ne donne pas accès directement à la distribution interne de l'aimantation à l'intérieur de la paroi. Cependant, en utilisant des simulations micromagnétiques et en faisant des comparaisons entre le signal magnétique recueilli expérimentalement et celui simulé, on peut accéder à des détails de la structure interne de la paroi.

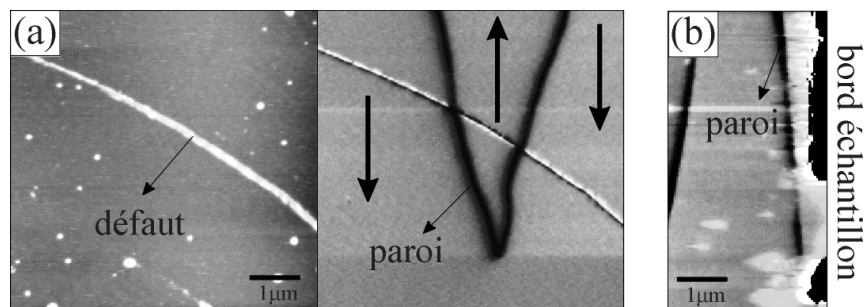
Tout d'abord, nous allons voir quelles sont les procédures magnétiques nécessaires pour induire les parois, et comment ces histoires jouent au niveau de la chiralité des parois. Ensuite, la dépendance du signal magnétique MFM en fonction de l'épaisseur de la couche mince sera considérée.

### III. 3. 2. 1. Influence de l'histoire magnétique sur la structure interne de la paroi

Pour l'étude détaillée de la structure des parois, différents états magnétiques rémanents ou désaimantés de l'échantillon ont été préparés, avec des champs appliqués perpendiculairement à la couche. En réduisant le champ magnétique à partir d'une saturation perpendiculaire au plan de l'échantillon, l'aimantation commence à tourner vers une orientation planaire, afin de réduire l'énergie démagnétisante. Cette rotation vers le plan peut suivre, deux chemins de sens opposés. Il faut préciser que les deux sens de rotation ne sont équiprobables que lorsque le champ externe a été appliqué parfaitement perpendiculairement à la surface de l'échantillon. Un tout petit écart par rapport à cet angle favoriserait un sens par rapport à l'autre.

- *Piégeage de parois*

Les endroits où un des deux sens de rotation possibles est favorisé sont ceux qui présentent des discontinuités dans l'aimantation: des défauts morphologiques ou sur le bord de l'échantillon (figure III.3-4). La pointe MFM étant aimantée perpendiculairement à la surface de l'échantillon, le seul contraste magnétique présent dans les images est attribuable aux parois parce que l'aimantation planaire des domaines ne génère pas de divergence suivant une direction perpendiculaire au plan. Les parois apparaissent comme des bandes noires ou blanches, qui séparent les domaines antiparallèles grises. Les défauts ont un rôle très important pour établir l'orientation de l'aimantation à l'intérieur des domaines dans des couches minces à l'aimantation planaire dans les images MFM. En effet, la présence des défauts permet aux lignes du champ de fuite de sortir (comme dans le cas des nanostructures, voir chapitre I) et le contraste magnétique est ainsi observable (figure III.3-4a). On peut clairement remarquer que le contraste magnétique au niveau du défaut topographique (observé sur l'image AFM, à gauche) change de signe lorsque la pointe passe d'un côté à l'autre de la paroi.



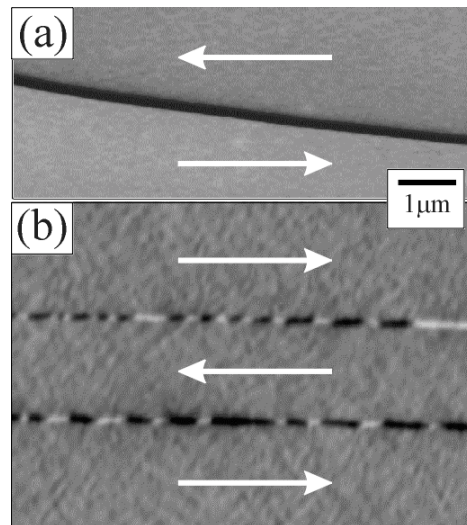
**Figure III. 3-4:** (a) Une paroi piégée sur un défaut morphologique de l'échantillon donne des indications sur l'orientation de l'aimantation à l'intérieur des domaines.

(b) Piégeage d'une paroi sur le bord de l'échantillon

La structure des parois obtenues en utilisant diverses histoires magnétiques a été visualisée par MFM, en champ nul.<sup>[Prejbeanu\_APL\_00]</sup> et des images représentatives sont présentées sur la figure **III.3-5**. Le signal magnétique recueilli dans les deux situations est différent. Dans le cas de la paroi obtenue dans un état rémanent (figure **III.3-5a**), le contraste magnétique reste constant tout au long de la paroi. Une seule orientation de la composante Bloch de la paroi asymétrique est favorisée, et plus précisément, la partie orientée parallèlement à la direction du champ. Au contraire, pour la paroi induite

par une désaimantation, le signal magnétique change de signe tout au long de la paroi et une structure alternante de segments blancs et noirs est observée (figure **III.3-5b**). Au sein d'une paroi donnée, les transitions entre deux segments de chiralités différentes ont lieu soit un changement simultané des chiralités deux composantes de la paroi (Bloch et Néel), soit le changement de la chiralité d'une seule composante. Le fait que la composante Bloch des segments change indique déjà la présence des lignes de Bloch dans la structure interne de la paroi.

Nous allons regarder maintenant comment la transition entre deux segments de chiralités différentes se passe et, plus précisément, quelles sont les informations qu'on peut extraire sur l'orientation des parties Néel. Un agrandissement au niveau des transitions observées sur la figure **III.3-5b** permet d'avoir une idée plus claire sur ces aspects (figure **III.3-6a**). Sur l'image MFM, on pourrait difficilement distinguer une sorte de contraste supplémentaire adjacent au contraste principal des segments de la paroi (une bande blanche adjacente au segment noir et une bande noire adjacente au segment blanc). De plus, les sections réalisées perpendiculairement à la paroi (figure **III.3-6b**) sont caractérisées par des signaux asymétriques. Ce sont des indications sur la présence des parois asymétriques, composées d'une partie Bloch et des raccords Néel au voisinage de la surface. En décomposant ces signaux dans une composante symétrique et une autre asymétrique, on a une idée de la contribution relative des parties Bloch (B) et Néel (N) de la paroi. Il faut remarquer que les

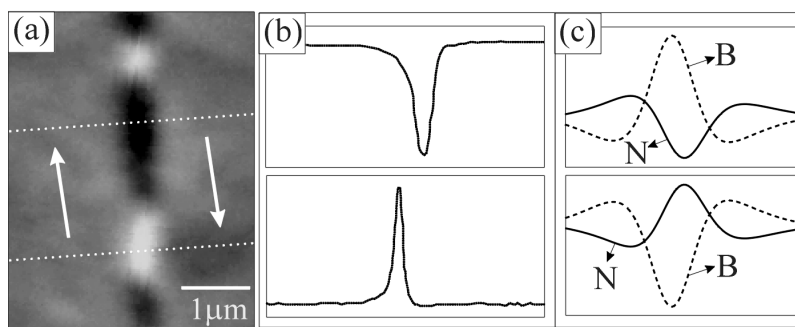


**Figure III. 3-5:** Structure des parois de domaines obtenues après différentes histoires magnétiques pour une couche de cobalt 50 nm d'épaisseur. (a) état désaimanté; (b) état rémanent.



profils du signal MFM change d'asymétrie au niveau de la transition, ce qui signifie un changement simultané de l'orientation de la composante Bloch et celle de la composante Néel. Le profil correspondant au segment suivant change lui aussi les deux composantes simultanément. Cette observation n'est pas isolée au niveau de la paroi présentée sur la figure, étant valable pour toutes les parois visualisées. Ceci implique qu'au sein d'une paroi donnée seulement deux des quatre chiralités possibles des parois de Bloch asymétriques (figure III.3-6) sont présentes. En conclusion, la transition d'un segment à l'autre a lieu par la présence d'une ligne de Bloch verticale.

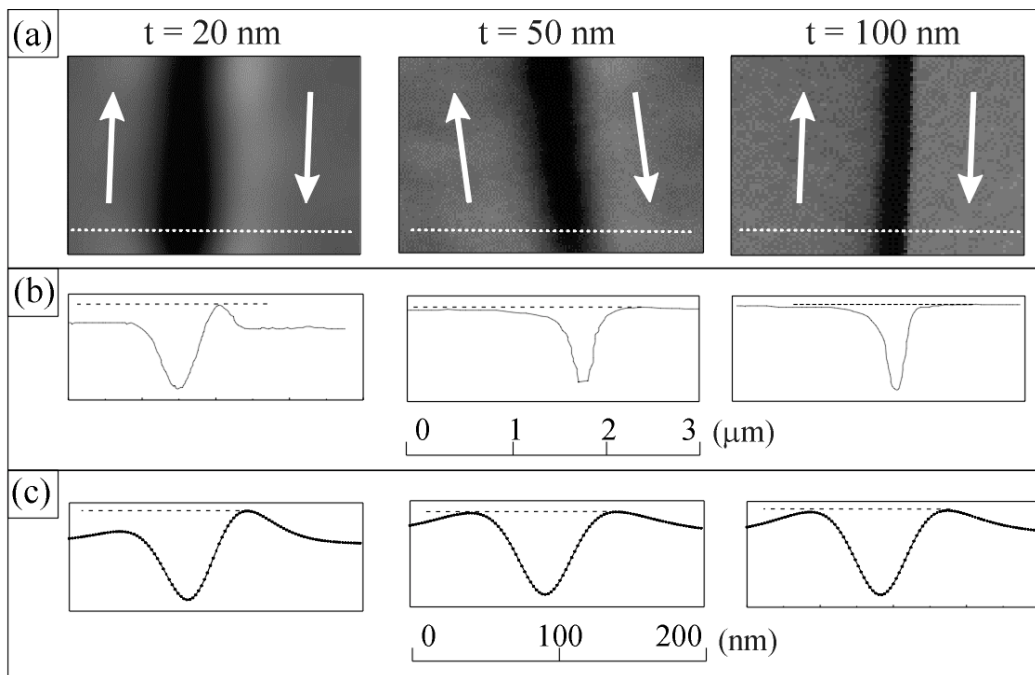
Un léger zigzag des segments successifs apparaît tout au long de la paroi, avec une orientation identique des segments avec des chiralités identiques. Une explication possible de ces observations expérimentales pourrait être donnée par des simples considérations énergétiques.<sup>[Schtrickman\_JAP\_60]</sup> On a déjà vu que la composante Bloch génère une augmentation de l'énergie magnétostatique du système au niveau de la surface des couches. En alternant les orientations des composantes Bloch de la paroi, cette énergie est réduite mais l'énergie totale va engendrer aussi l'énergie des lignes de Bloch (anisotropie et échange). L'état d'équilibre pour la paroi est obtenu en minimisant la somme de ces énergies et il correspond à une certaine périodicité des segments de différentes chiralités. Pour réduire encore plus l'énergie totale, une structure de type zigzag est favorisée. En effet, ce phénomène permet de réduire les charges magnétiques en surface dues aux composantes Néel des parois.



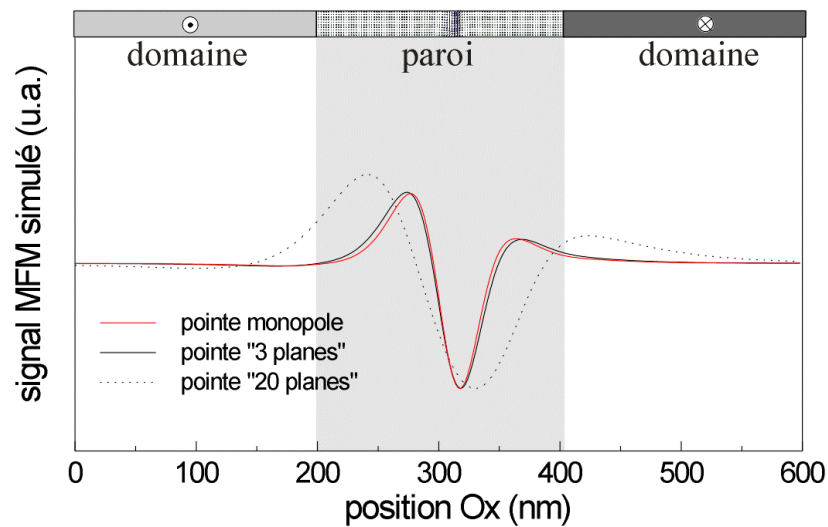
**Figure III. 3-6:** (a) Image MFM indiquant la transition entre deux segments de chiralités différentes. (b) Sections traverses aux deux segments de la paroi, indiquées par les traits pointillés sur l'image MFM. (c) Déconvolution du signal simulé d'une paroi de Bloch asymétrique, indiquant la contribution des deux composantes de la paroi.

### III. 3. 2. 2. Evolution de l'asymétrie de la paroi avec l'épaisseur de la couche

On a vu quelle est l'influence de l'histoire magnétique sur la structure interne des parois. Voyons maintenant comment quel est le rôle de l'épaisseur. Des images de microscopie à force magnétique de parois correspondantes à trois épaisseurs différentes de la couche de cobalt (100, 50 et 20 nm) sont présentées sur la figure **III.3-7a**. Les parois apparaissent comme des bandes noires séparant des domaines antiparallèles, sans contraste magnétique. Pour les échantillons épais ( $t = 100$  nm), le contraste magnétique résultant est dominé par la contribution de la composante Bloch centrale. Le signal magnétique recueilli est presque symétrique, avec une très faible asymétrie. En diminuant l'épaisseur, la composante Bloch devient de moins en moins importante et l'asymétrie du signal magnétique augmente. L'asymétrie est très prononcée pour 20 nm d'épaisseur, le signal magnétique de la paroi étant proche de celui d'une paroi de Néel. A partir des images MFM, nous avons déterminé des profils traverses, qui donnent des indications sur la distribution des charges magnétiques. Ces profils ont été comparés à des profils obtenus à partir des configurations micromagnétiques des parois (**III.3-7b,c**). Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les signaux simulés, ce qui nous permet de conclure qu'en diminuant l'épaisseur, la structure de la paroi change d'une paroi de type Bloch asymétrique vers une paroi de Néel asymétrique.



Toutefois, la largeur de la paroi est beaucoup moins importante dans le cas des profils simulés. Cette différence est due à l'effet de convolution du signal magnétique sur la pointe MFM, qui ne permet pas des interprétations quantitatives du profil expérimental. L'influence de l'effet de convolution sur la largeur de la paroi a été considérée en variant la taille de la pointe simulée d'un simple dipôle magnétique à une forme pyramidale dont le nombre de plans constitutifs varie (voir chapitre I, paragraphe MFM). Les différents profils obtenus à travers la paroi sont présentés sur la figure III.3-8. Même si la forme du profil simulé est préservée lorsqu'on réduit le volume de matière magnétique de la pointe, sa largeur diminue continuellement. La taille des pointes MFM utilisées dans les expériences étant beaucoup plus grande que celle des pointes simulées (des longueurs d'une dizaine de micromètres et de couvertures de quelques dizaines de nanomètres), on peut ainsi expliquer les différences de largeurs de parois.

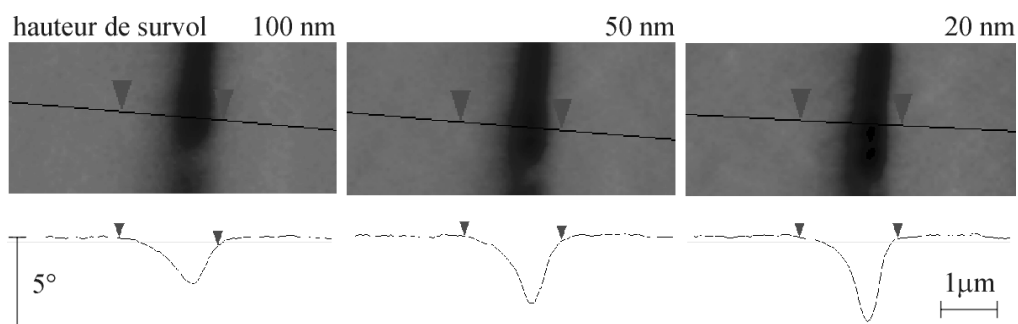


**Figure III. 3-8:** Variation du profil simulé de la paroi Bloch asymétrique pour une couche de 50 nm d'épaisseur avec la forme de la pointe. Les formes des pointes modélées sont: un simple dipole magnétique (trait en rouge), une pointe de forme pyramidale avec 3 planes - (trait continu) et une pointe avec 20 planes (trait pointillé).

### III. 3. 2. 3. Influence de la hauteur de survol sur le profil MFM

Dans le calcul du contraste magnétique généré par la distribution des spins magnétiques à l'intérieur de la paroi, nous avons négligé l'effet du champ de fuite de la pointe magnétique sur la structure interne de la paroi. Ceci peut jouer un rôle important dans l'interprétation des profils des signaux MFM, car leur partie asymétrique contient des informations sur l'importance de la partie Néel des parois de Bloch asymétriques. Pour déterminer l'importance l'influence du moment magnétique de la pointe sur le contraste magnétique des parois, plusieurs hauteurs de survols, entre 20 et 100 *nm*, ont été utilisées (figure III.3-9). La comparaison des profils de la paroi indique que le signal magnétique décroît pour des grandes hauteurs de vol, tout en préservant son asymétrie. Parce que notre but était seulement d'investiguer qualitativement l'évolution des profils correspondants aux signaux MFM des parois, notre approche a été d'utiliser une hauteur de survol de 100 *nm*, à laquelle l'influence de la pointe n'est pas très grande et l'amplitude du signal est satisfaisante. De plus, le fait que la paroi change d'asymétrie au passage d'un segment à l'autre indique que cette l'asymétrie observée n'est pas due à l'effet de la pointe, mais représente un effet intrinsèque lié à la structure interne de la paroi.

Une dernière remarque est le fait que, pour toute la gamme d'épaisseurs étudiées, la présence des parois de type "cross-tie" n'a pas été identifiée. Ce type de paroi apparaît normalement à la transition entre une paroi de type Bloch asymétrique vers une paroi de type Néel asymétrique. Il semble que la forte anisotropie magnétocristalline du cobalt ne permet pas l'apparition de ce type de transitions, parce qu'elles supposeraient la formation des parois de Néel de 90° en surface (voir figure III.2-7), ce qui n'est pas favorable énergiquement.



**Figure III. 3-9:** Evolution du profil de la paroi en fonction des différentes hauteurs de survol: 100, 50 et 20 *nm*

### III. 4. Conclusions

L'asymétrie du signal MFM des parois de domaines caractéristiques aux couches minces de Co à forte anisotropie planaire est cohérente avec la présence d'une partie de Néel en surface de la paroi. En corrélant l'évolution de l'asymétrie du signal MFM en fonction de l'épaisseur des couches minces, avec des simulations micromagnétiques, nous avons pu mettre en évidence la transition d'une paroi de type Bloch asymétrique à une paroi de type Néel asymétrique. Le modèle micromagnétique proposé indique que les variations du champ coercitif des couches minces et de l'énergie des parois avec l'épaisseur montrent une dépendance similaire. Cela souligne la corrélation existante entre le champ coercitif et l'énergie des parois, ce qui confirme un retournement de l'aimantation suivant l'axe facile par la nucléation et la propagation des parois.

Différentes histoires magnétiques permettent de stabiliser au sein d'une paroi donnée une ou deux chiralités des parois de Bloch asymétriques. Dans le dernier cas, la transition d'un segment avec une chiralité à un autre segment de chiralité opposée est réalisée par l'intermédiaire d'une ligne de Bloch verticale. Dans la gamme d'épaisseurs étudiée expérimentalement, on n'a pas observé la formation des parois de type "cross-tie". La mise en évidence de deux chiralités avec des asymétries d'un part et de l'autre de la paroi indique que cette asymétrie n'est pas un effet dû au champ de fuite de la pointe MFM, mais représente un effet lié à la structure intime de la paroi asymétrique.

---

#### Références bibliographiques du chapitre III

---

[Aharoni\_APL\_91] A. Aharoni and J. P. Jakubovics, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 369 (1991).

[Aharoni\_PRB\_91] A. Aharoni and J. P. Jakubovics, *Phys. Rev. B* **43**, 1290 (1991).

[Brown\_63] J. F. Brown Jr., "*Micromagnetics*", Interscience Publishers, J. Wiley and Sons, New York (1963).

[Foss\_APL\_96] S. Foss, R. Proksch, E. Dan Dahlberg, B. Moskowitz and B. Walsh, *Appl. Phys. Lett.*, **69** 3426 (1996).

[Hartmann\_IEEE\_90] U. Hartmann, T. Göddenhenrich, H. Lenmke, C. Heiden, *IEEE Trans. Magn.* **26**, 1512 (1990).

[Hartmann\_JAP\_86] U. Hartmann, H. H. Mende, *J. Appl. Phys.* **59**, 4123 (1986).

[Hartmann\_PSS\_86] U. Hartmann, *Phys. Status Solidi B* **151**, 289 (1989).

- [Hubert\_98] A. Hubert and R. Schäfer, "Magnetic Domains", (Springer -Verlag Berlin, 1998).
- [Hubert\_IEEE\_75] A. Hubert, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-11**, 1285 (1975).
- [Hubert\_PSS\_70] A. Hubert, *Phys Stat. Solidi* **38**, 699 (1970).
- [Huo\_JAP\_00] S. Huo, G. Pan, D. J. Mapps, W. W. Clegg, G. Heydon, W. M. Rainforth, H. A. Davies, J. E. L. Bishop, J. W. Tucker, M. R. J. Gibbs, *J. Appl. Phys.* **87**, 1096 (2000).
- [Joisten\_JMMM\_01] H. Joisten, S. Lagnier, M. H. Vaudaine, L. Viaux-Rochaz, J. L. Porteseil, *J. Magn. Magn. Matter.* **233**, 230 (2001).
- [Labonte\_JAP\_69] A. E. LaBonte, *J. Appl. Phys.* **40**, 2450 (1969).
- [Lacheisserie\_00] E. du Trémolet de Lacheisserie, "Magnétisme I– fondements", (2000).
- [Lloyd\_JAP\_59] J. C. Lloyd and R. S. Smith, *J. Appl. Phys.* **30**, 274S (1959).
- [Lohndorf\_APL\_96] M. Löhndorf, A. Wadas, H. A. M. van der Berg, R. Wiensendanger, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3635 (1996).
- [Middelhoek\_these\_61] S. Middelhoek, *Ph. D. thesis., Univ. of Amsterdam*.
- [Néel\_ASD\_55] L. Néel, *C. R. Acad. Sci. Paris* **241**, 533 (1955).
- [Néel\_JPR\_56] L. Néel, *J. Phys. Rad.* **17**, 250 (1956).
- [Pokhil\_JAP\_96] T. G. Pokhil and B. M. Moskowitz, *J. Appl. Phys.* **79**, 6064 (1996).
- [Prejbeanu\_APL\_00] I. L. Prejbeanu, L. D. Buda, U. Ebels and K. Ounadjela, *Appl. Phys. Lett* **77**, 3066 (2000).
- [Proksch\_IEEE\_94] R. Proksch, S. Foss, E. Dan Dahlberg and G. Prinz, *IEEE Trans. Magn.* **26**, 1512 (1990).
- [Rämstock\_PSS\_96] K. Rämstock, W. Hartung, A. Hubert, *Phys. Stat. Sol. A* **155**, 505 (1996).
- [Schäfer\_IEEE\_91] R. Schäfer, W. K. Ho, J. Yamasaki, A. Hubert, F. B. Humphrey, *IEEE Trans. Magn.* **27**, 3678 (1991).
- [Scheinfein\_JAP\_90] M. R. Scheinfein, J. Unguris, D. T. Pierce, R. J. Celotta, *J. Appl. Phys.* **67**, 5932 (1990).
- [Scheinfein\_PRB\_91] R. Scheinfein, J. Unguris, J. L. Blue, K. J. Coakley, D. T. Pierce and J. Celotta, *Phys. Rev. B* **43**, 3395 (1991).
- [Schneider\_JAP\_96] M. Schneider, ST. Müller-Pfeiffer and W. Zinn, *J. Appl. Phys.* **79**, 8578 (1990).
- [Schtrickman\_JAP\_60] S. Schtrickman and D. Treves, *J. Appl. Phys.* **31**, 147S (1960).
- [Tiller\_PR\_58] C. O. Tiller and G. W. Clark, *Phys. Rev.* **110**, 583 (1958).
- [Wadas\_APL\_94] A. Wadas, J. Moreland, P. Rice and R. R. Katti, *Appl. Phys. Lett.*, **64** 1156 (1994).
- [Zueco\_JMMM\_99] E. Zueco, W. Rave, R. Schäfer, M. Mertig and L. Schultz, *J. Magn. Magn. Mater.* **196-197**, 115 (1999).
-

## Chapitre IV :

### Configurations micromagnétiques dans les fils de cobalt ( $10\bar{1}0$ )

---

Ce chapitre présente une étude systématique de la structure micromagnétique des fils submicroniques de cobalt, caractérisés par une forte anisotropie uniaxiale. Des fils de différentes largeurs et épaisseurs ont été fabriqués par lithographie électronique et gravure ionique sèche à partir des couches minces cristallines de Co. L'axe des fils a été orienté perpendiculairement ou parallèlement à l'axe de facile aimantation des couches de départ.

- Tout d'abord, on va s'intéresser aux propriétés magnétiques des *fils "parallèles"*: le mécanisme de retournement de l'aimantation, le piégeage de parois au niveau des constriction géométriques, mais aussi la structure micromagnétique des parois.
- Ensuite, pour les fils *"perpendiculaires"*, on va déterminer le rôle de l'histoire magnétique dans la stabilisation de différentes configurations micromagnétiques. On va regarder quelle est l'histoire magnétique qui permettra au système de relaxer vers son état fondamental. Un diagramme de phase de ces états fondamentaux en fonction des tailles latérales des fils sera déterminé expérimentalement et comparé à un diagramme calculé en utilisant un modèle de Kittel.

L'étude de la structure en domaines des fils et de la configuration micromagnétique des parois est importante pour la compréhension des résultats de magnéto-résistance des nanofils, présentés dans le chapitre V.

---

---

## **IV. 1. Motivation**

## **IV. 2. Description des systèmes étudiés**

## **IV. 3. Fils parallèles à l'axe cristallin de facile aimantation**

### IV. 3. 1. Introduction

### IV. 3. 2. Retournement de l'aimantation par nucléation et propagation d'une paroi

#### IV. 3. 2. 1. Dépendance des champs de retournement à largeur des fils

#### IV. 3. 2. 2. Piégeage durant le retournement de l'aimantation suivant l'axe du fil

#### IV. 3. 2. 3. Piégeage de parois

#### IV. 3. 2. 4. Structure micromagnétique de la paroi tête-bêche

## **IV. 4. Fils perpendiculaires à l'axe facile magnétocristallin**

### IV. 4. 1. Introduction

### IV. 4. 2. Influence de l'histoire magnétique sur la structure en domaines des fils

#### IV. 4. 2. 1. Variation de la périodicité des bandes avec l'histoire magnétique

#### IV. 4. 2. 2. Rôle de l'histoire magnétique dans la stabilisation des états monodomains et multidomains

#### IV. 4. 2. 3. Influence de la pointe MFM: relaxation vers l'état fondamental

#### IV. 4. 2. 4. Processus de nucléation des bandes

### IV. 4. 3. Etat fondamental - influence des dimensions du fil

#### IV. 4. 3. 1. Diagramme des états fondamentaux

#### IV. 4. 3. 2. Diagramme expérimental

#### IV. 4. 3. 3. Variation de la périodicité des bandes avec la taille latérale pour l'état fondamental

#### IV. 4. 3. 4. Configuration micromagnétique de la paroi de domaine

## **IV. 5. Conclusions**

## **Références bibliographiques du chapitre IV**

---



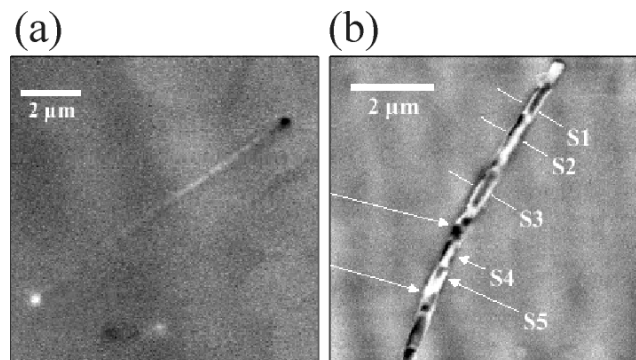
## IV. 1. Motivation

L'observation de l'effet de la magnétorésistance de parois dans des fils d'une configuration micromagnétique représentée soit par une structure de domaines en bandes, soit par une structure d'aimantations tête-bêche a indiqué l'existence d'un magnéto-transport dépendant du spin à travers les parois de domaines.<sup>[Gregg\_PRL\_96, Ebels\_PRL\_00]</sup> Pour pouvoir séparer la magnétorésistance des parois de la contribution d'autres effets magnétorésistifs, la connaissance de la structure interne des parois et de l'évolution de la structure en domaines en fonction du champ appliqué jouent un rôle déterminant.

Dans le cas des nanostructures, la présence de limites géométriques contribue à une augmentation de la contribution relative de l'énergie magnétostatique et l'aimantation préfère s'orienter parallèlement aux bords. Par exemple, dans le cas des particules allongées, l'aimantation est disposée suivant l'axe principal et un état presque uniformément aimanté est obtenu si les extrémités ont une forme d'aiguilles.<sup>[Kirk\_APL\_97]</sup> Une déviation de la forme parfaite des extrémités conduit à une diminution importante du champ de retournement.<sup>[Gadbois\_IEEE\_95]</sup>

Un cas particulièrement intéressant est représenté par les nanofils ferromagnétiques préparés par une technique de déposition électrochimique dans des membranes polycarbonates.<sup>[Henry\_EPJB\_01]</sup> En fonction du diamètre des fils, la texture induite durant la croissance peut générer une anisotropie magnétocristalline disposée suivant l'axe du fil, pour des diamètres petits, ou inclinée par rapport à l'axe du fil, lorsque le diamètre augmente. Cette réorientation

de l'anisotropie produit des changements au niveau des configurations micromagnétiques des fils. Des observations par MFM ont indiqués la formation d'un état monodomaine lorsque l'axe d'anisotropie est disposée suivant l'axe du fil et d'états multidomaines de structure irrégulière, si l'axe d'anisotropie est incliné (figure IV.1-1). Un des inconvénients dans l'étude de ces objets magnétiques est



**Figure IV. 1-1:** Différents états magnétiques obtenue dans des fils électrodéposés de cobalt, en fonction de leur diamètre. (a) Un état monodomaine est stabilisé pour un fil de 35 nm de diamètre; (b) Etat multidomaines, caractéristique pour des fils de 150 nm de diamètre.

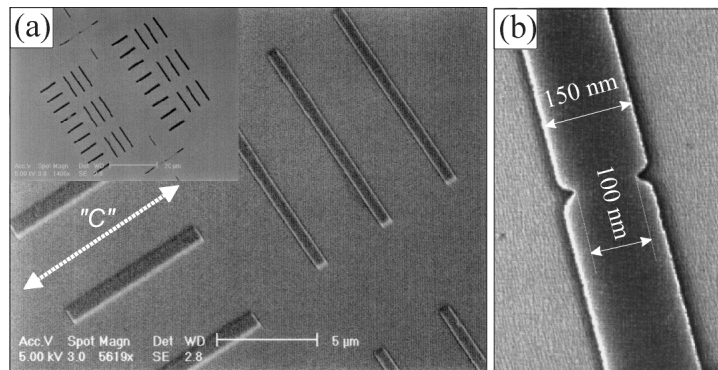
représenté par la difficulté d'effectuer des mesures de magnéto-transport et de microscopie

magnétique sur un fil isolé et aussi le contrôle précis de l'anisotropie magnétique. Dans ces conditions, l'utilisation des objets préparés par des techniques de lithographie à partir de couches minces épitaxiées est préférable.

Dans la suite de ce chapitre, les fils parallèles et perpendiculaires à l'axe de facile aimantation seront étudiés séparément

## IV. 2. Description des systèmes étudiés

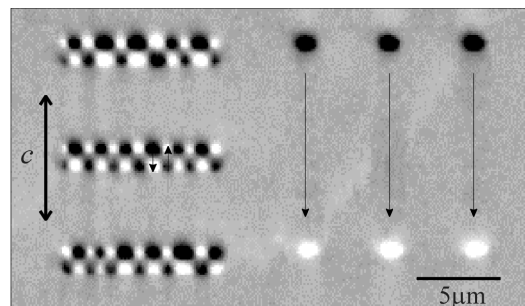
Des fils de largeurs nanométriques ont été préparés par lithographie électronique et gravure ionique sèche à partir des couches de cobalt cristallines, décrites dans le chapitre II. Les couches minces de départ ont des épaisseurs  $t$  variant de 10 à 100 nm. Pour chaque épaisseur des films, plusieurs largeurs  $w$  ont été découpées, variant de 100 nm à 5  $\mu\text{m}$ . La



**Figure IV. 2-2:** (a) Géométrie des réseaux de fils utilisés pour les investigations MFM. Pour la même largeur, deux orientations différentes ont été définies: parallèle ou perpendiculaire à l'axe facile cristallin "c". (b) Des constriction géométriques ont été réalisées dans les fils "parallèles".

longueur des fils est de 10  $\mu\text{m}$  alors que l'espacement entre deux fils adjacents est de 5  $\mu\text{m}$ , valeur qui permet d'éviter le plus possible les interactions magnétostatiques entre les fils. Pour chaque épaisseur  $t$  et largeur  $w$ , un ensemble de fils a été aligné soit parallèlement, soit perpendiculairement à l'axe facile monocristallin (figure IV.2-1a). Des constriction géométriques ont été définies dans le cas des fils parallèles à l'axe facile cristallin, afin d'étudier le piégeage des parois de domaines durant le processus de retournement de l'aimantation (figure IV.2-1b).

Dans le cas des fils disposés perpendiculairement à l'axe "c" l'anisotropie de forme déterminée par la forme allongée du fil n'est pas suffisante pour réorienter l'aimantation suivant l'axe du fil. Ceci est due à la forte anisotropie magnétocristalline des couches de cobalt de départ, qui impose une



**Figure IV. 2-1:** Configurations magnétiques caractéristiques des fils perpendiculaire et parallèles à l'axe facile "c".

orientation préférentielle de l'aimantation suivant la direction de l'anisotropie (figure **IV.2-2**). Toutefois, l'apparition d'une structure de domaines en bandes est requise pour minimiser l'énergie magnétostatique du système. Le contraste magnétique correspondant à cet état est constitué d'une alternance de bandes blanches et noires, indicatives de la présence des charges magnétiques de surface sur les bords des fils. Un contraste dipolaire blanc-noir caractérise les fils parallèles à l'axe de facile aimantation, indiquant la formation d'un état monodomaine, d'aimantation disposée suivant l'axe du fil.

Ces deux systèmes seront décrits séparément dans la suite du chapitre. Tout d'abord, le comportement magnétique des fils parallèles sera étudié et, dans la dernière partie du chapitre, on va se concentrer sur la stabilité des différentes configurations micromagnétiques dans le cas des fils perpendiculaires à l'axe de facile aimantation. Nous allons nous intéresser tout particulièrement aux configurations micromagnétiques induites par différentes procédures magnétiques (états rémanents, désaimantations), mais aussi au processus de retournement de l'aimantation.

### IV. 3. Fils parallèles à l'axe cristallin de facile aimantation

Pour comprendre les effets de la magnétorésistance de parois dans les fils de cobalt, il faut tout d'abord connaître le mécanisme de retournement de l'aimantation, mais aussi la structure intime de la paroi. Nous allons décrire brièvement quelques résultats intéressants existants dans la littérature, qui ont traité ces problèmes et ensuite, nous allons décrire le comportement magnétique de nos fils de cobalt.

#### IV. 3. 1. Introduction

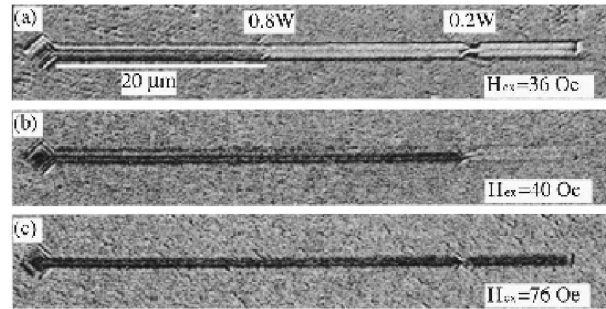
- *Retournement de l'aimantation*

Des études théoriques sur le retournement de l'aimantation d'un cylindre infini <sup>[Frei\_PR\_57, Aharoni\_PR\_58]</sup> ont indiqué l'existence de plusieurs mécanismes possibles du retournement de l'aimantation. En-dessous d'une valeur critique du diamètre du fil, le processus de retournement a lieu par une rotation cohérente de tous les moments magnétiques du système. Pour des valeurs plus importantes du diamètre mais trop petites pour permettre la formation d'une paroi de domaines, d'autres types de retournement sont caractéristiques, cette fois-ci non-uniformes. Parmi ces types de retournement, où les moments magnétiques ne tournent plus à l'unisson dans tout le système, on peut distinguer le retournement par enroulement ("curling") et le retournement par flambage ("buckling"). Les moments magnétiques du système tournent plus facilement et les champs de retournement sont inférieurs à ceux prédits par le modèle de Stoner et Wohlfarth.

En réalité, le mécanisme de retournement des particules allongées de longueur finie ne peut pas être décrit, même pour des valeurs très faibles de l'anisotropie, par ces modes de rotation quasi-cohérente. Le processus de retournement a lieu plutôt par nucléation et propagation d'une paroi de domaines. En effet, des études statistiques sur les processus de retournement de l'aimantation des fils de Ni, de diamètre variant de 40 nm à 100 nm, ont indiqué l'existence d'un mécanisme de retournement par nucléation d'un domaine avec un volume de 200 fois plus petit que le volume du fil entier, suivie de sa propagation le long du fil. <sup>[Werndorsfer\_PRL\_96]</sup>

La nucléation, le piégeage et la propagation des parois est contrôlable en utilisant des réservoirs de parois et des constriction (figure **IV.3-1**). <sup>[Yokoyama\_JAP\_00]</sup>

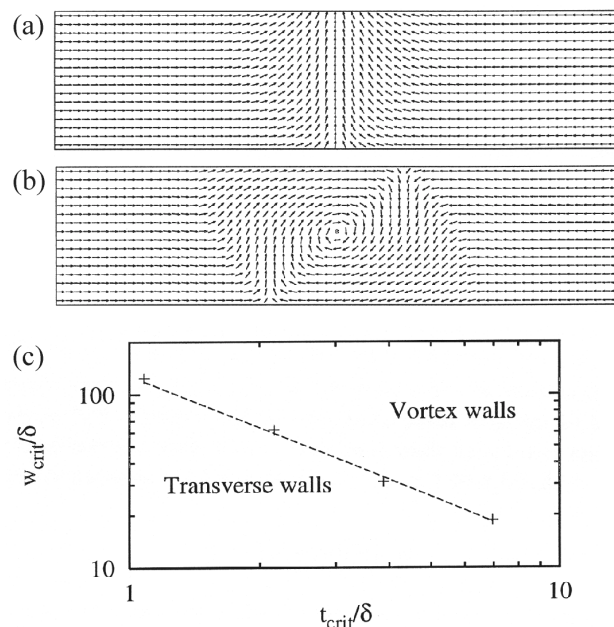
Une forte dépendance du champ de retournement en fonction de la largeur du fil et l'indépendance en fonction de la longueur des fils impliquent aussi un retournement de l'aimantation par la formation d'une "petite structure" à l'extrémité du fil.<sup>[Rühlig\_IEEE\_96]</sup> Dans le cas des fils avec des extrémités très aiguës, le retournement est fortement influencé et il se passe instantanément tout au long du fil, sans formation de paroi<sup>[Schrefl\_JMMM\_97]</sup>



**Figure IV. 3-1:** Observation par microscopie à effet Kerr du processus de retournement de l'aimantation d'un fil de permalloy de  $1 \mu\text{m}$  de large. La nucléation se passe dans le "réservoir" et, ensuite, la paroi se propage le long du fil, étant piégée au niveau des constriction<sup>[Yokoyama\_JAP\_00]</sup>

- *Structure micromagnétique des parois*

Des calculs micromagnétiques bidimensionnels sur la structure en domaines des fils infiniment longs<sup>[McMichael\_IEEE\_97]</sup> indiquent que l'état avec la plus basse énergie est un état uniformément aimanté. Un deuxième état stable, qui se situe juste après l'état monodomaine sur l'échelle énergétique, est une configuration avec deux domaines semi-infinis, séparés par une paroi de type tête-bêche, disposée perpendiculairement à l'axe du fil. L'apparition d'une paroi parallèle aux bords de la plaquette n'est pas possible dans ce modèle à cause de son énergie infinie, qui résulte d'une densité d'énergie constante par unité de longueur. La structure intime d'une paroi de type tête-bêche présente deux variantes: une paroi de type "transverse" (figure IV.3-2a) et une paroi de type "vortex" (figure IV.3-2b). Le premier type de structure présente une symétrie par rapport à une ligne perpendiculaire à l'axe du fil et la paroi s'élargit vers un des bords du fil. Cette asymétrie est de plus en plus importante lorsque la largeur des fils augmente. Dans ces conditions, la paroi transverse a une



**Figure IV. 3-2:** Parois tête-bêche obtenues par un calcul micromagnétique 2D dans le cas des fils de permalloy. (a) Paroi de type transverse. (b) Paroi de type vortex. (c) Diagramme de phase des parois ( $\delta = 4 \text{ nm}$ )<sup>[McMichael\_IEEE\_97]</sup>

forme triangulaire qui présente deux parois à  $45^\circ$  de type Néel de part et d'autre de l'axe de symétrie. Une deuxième structure, de type vortex, préserve une symétrie rotationnelle par rapport à son point central.

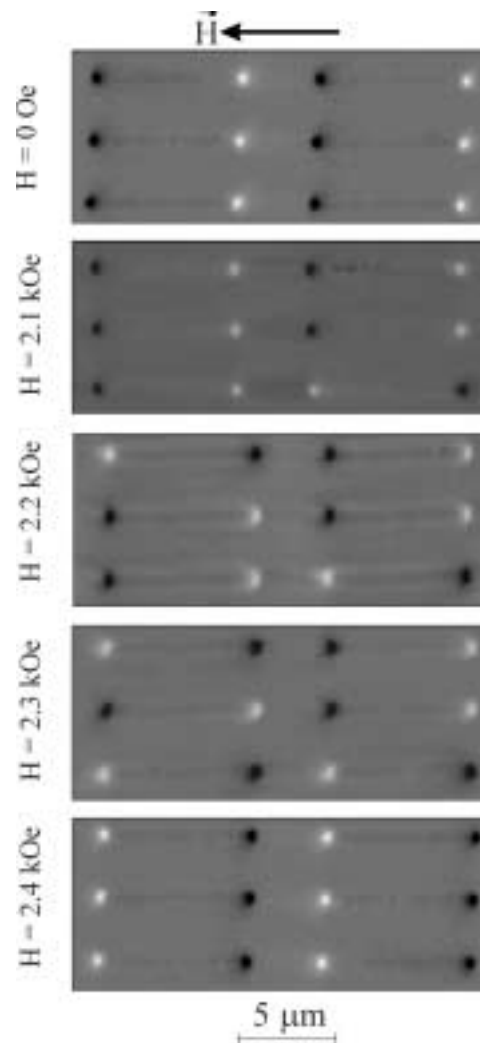
La région de stabilité de ces deux types de parois (figure IV.3-2c) est déterminée par la minimisation de l'énergie totale du système. L'énergie associée à ces deux structures est essentiellement magnétostatique, mais dans le cas de la paroi "vortex", l'énergie d'échange est plus importante.

### IV. 3. 2. Retournement de l'aimantation par nucléation et propagation d'une paroi

Les largeurs des fils étudiés varient entre  $100\text{ nm}$  et  $1\ \mu\text{m}$ , alors que leur longueur est constante ( $10\ \mu\text{m}$ ). Avant la visualisation par MFM, les fils sont amenés dans un état saturé soit longitudinal, soit transverse par l'application d'un champ magnétique de différentes amplitudes. L'anisotropie de forme et l'anisotropie magnétocristalline se rajoutent pour donner une anisotropie uniaxiale renforcée suivant l'axe du fil.

#### IV. 3. 2. 1. Dépendance des champs de retournement avec la largeur des fils

La microstructure cristalline joue un rôle extrêmement important dans le processus de retournement par nucléation et propagation de paroi de domaine. Une légère différence de la forme des extrémités des fils peut conduire à une dispersion assez importante des valeurs des champs de retournement. Sur la figure IV.3-3, la série d'images MFM montre le retournement progressif de l'aimantation d'un ensemble de fils de dimensions identiques (largeur  $w=200\text{ nm}$  et épaisseur  $t=50\text{ nm}$ ) lorsque le champ externe est augmenté

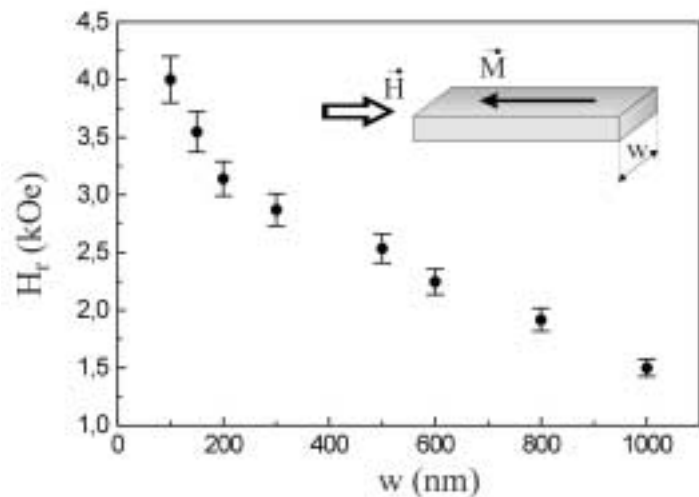


**Figure IV. 3-3:** Retournement d'un ensemble de fils parallèles à l'axe "c". La largeur des fils est  $200\text{ nm}$  et leur épaisseur,  $50\text{ nm}$ .

progressivement. Tout d'abord, les fils sont saturés sous un champ magnétique important ( $2T$ ). L'image correspondante à l'état rémanent indique que tous les fils sont orientés dans le sens du champ de saturation. Ensuite, pour déterminer la distribution statistique des champs de retournement, le champ magnétique externe est augmenté graduellement dans la direction opposée et les images MFM sont enregistrées dans l'état rémanent correspondant. Une dispersion de l'ordre de quelques centaines d'Oe est observée. En effet, dans le cas présenté sur la figure, les premiers fils retournent à un champ de  $2.1 \text{ kOe}$  alors que le retournement ces derniers fils se produit à  $2.4 \text{ kOe}$ . Par la suite, le champ de retournement  $H_r$  sera défini comme un champ moyenné sur un nombre de 30 fils analysés. Ceci permet de s'affranchir des variations dues aux imperfections morphologiques des fils individuels.

La dépendance du champ de retournement  $H_r$  en fonction de la largeur  $w$  des fils est présentée sur la figure IV.3-4, pour une épaisseur constante ( $t = 60 \text{ nm}$ ). De manière générale, les valeurs des champs de retournement  $H_r$  des fils sont un ordre de grandeur supérieurs aux valeurs des champs coercitifs des couches minces de départ. Ces champs augmentent lorsque les tailles latérales sont réduites et peuvent monter jusqu'à  $4 \text{ kOe}$  pour des largeurs  $w$  avoisinant  $100 \text{ nm}$ . Le processus de nucléation d'une paroi est facilité pour des largeurs plus importantes à cause de la variation du champ démagnétisant aux extrémités du fil. Nos résultats sont en assez bonne concordance avec les résultats de Adeyeye et al [Adeyeye\_JMMM\_97] qui ont montré une dépendance linéaire du champ de retournement des fils en fonction du rapport entre l'épaisseur  $t$  et la largeur  $w$  des fils, lorsque le rapport

$\frac{t}{w}$  est inférieur à 0.12.



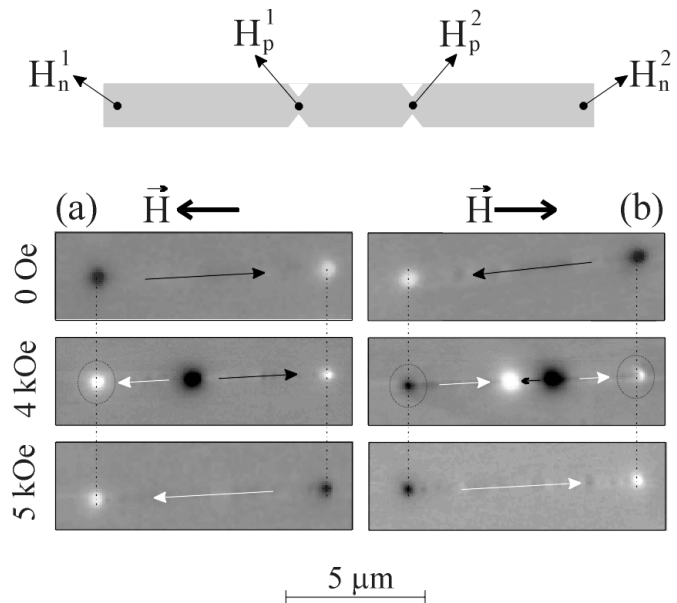
**Figure IV. 3-4:** Dépendance du champ de retournement des fils en fonction de la largeur des fils  $w$  (l'épaisseur des fils est de  $60 \text{ nm}$ )

### IV. 3. 2. 2. Piégeage durant le retournement de l'aimantation suivant l'axe du fil

La bonne qualité morphologique des nanofils et le fait que la rugosité de surface soit négligeable par rapport aux dimensions des fils déterminent un processus de retournement de l'aimantation instantané. La propagation de la paroi se produit sur une échelle de temps qui ne permet pas sa visualisation par MFM. L'étude du processus de retournement de l'aimantation des nanofils est facilitée lorsque des constrictions géométriques sont définies le long des fils. Ces constrictions consistent en variations locales de la largeur des fils. Elles

permettent de piéger des parois durant le déplacement de ces dernières d'une extrémité à l'autre du fil et de les visualiser par microscopie à force magnétique. Nous allons étudier le cas d'un fil de 100 nm de large et 60 nm d'épais, avec deux constrictions géométriques, de largeur nominale définie à 60 nm. Pour ces dimensions les différences existantes au niveau de la morphologie des extrémités et des constrictions apparaissent lors du processus de nanofabrication. Sur la figure IV.3-5, un fil avec deux constrictions est présenté schématiquement.

Afin de piéger les parois au niveau des constrictions, il faut que les champs de piégeage au niveau des constrictions ( $H_p^1$  et  $H_p^2$ ) soient plus importants que les champs de nucléation aux extrémités ( $H_n^1$  et  $H_n^2$ ). Dans le cas contraire, après la nucléation, la paroi va se déplacer sans être piégée au niveau des constrictions. Dans le cas du fil présenté sur la figure IV.3-5a, la nucléation a lieu à l'extrémité gauche à un champ  $H_n^1$  d'environ 4 kOe, la paroi se déplace jusqu'à la première constriction, où elle reste piégée pour des champs inférieurs à 5 kOe. Lorsque le champ extérieur atteint cette valeur ( $H_p^1$ ), la paroi est dépiégée et se déplace



**Figure IV. 3-5:** Retournement de l'aimantation par nucléation et propagation de parois, dans le cas des fils de 100 nm de large et 60 nm d'épais. Les champs de nucléation et de piégeage des parois sont indiqués sur la représentation schématique. Le rapport relatif entre les champs de nucléation et de piégeage génère: (a) une nucléation à une seule extrémité et (b) une nucléation aux deux extrémités.



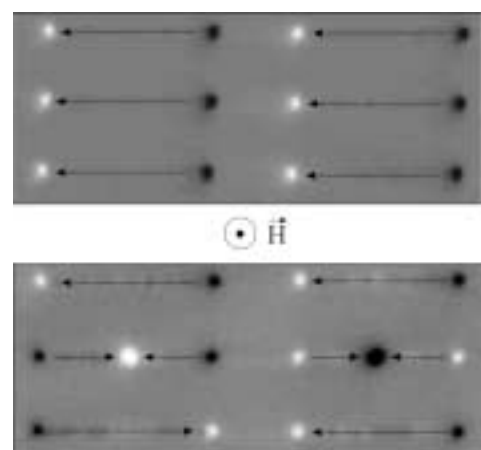
jusqu'à l'extrémité opposée du fil, sans être piégée au niveau de la deuxième constriction ( $H_n^1 < H_p^2 < H_p^1 < H_n^2$ ).

Une situation différente est présentée sur la figure **IV.3-5b**. Dans ce cas, les champs de piégeage au niveau des constriction ( $H_p^1$  et  $H_p^2$ ) sont plus importants que les champs de nucléation aux extrémités ( $H_n^1$  et  $H_n^2$ ). Tout d'abord, une paroi est nucléée à une extrémité et avant qu'elle soit dépiégée, une autre paroi est nucléée à l'autre extrémité du fil. A un champ externe de  $4kOe$ , les deux parois sont piégées au niveau des constriction. En augmentant davantage le champ appliqué (à  $5kOe$ ), les parois sont dépiégées et elles vont s'annihiler soit au niveau d'une des deux constriction, soit entre les constriction.

Dans le cas des matériaux massifs d'anisotropie uniaxiale, les parois à  $180^\circ$  sont disposées parallèlement à l'aimantation des domaines qu'elles délimitent, afin de réduire les charges magnétostatiques. Cependant, dans le cas des systèmes très confinés à forte anisotropie magnétocristalline, l'existence d'une telle paroi aurait été trop coûteuse énergétiquement et la formation de parois de type tête-bêche est favorisée. Ce type de configuration est caractérisé par la présence d'importantes charges magnétostatiques, responsables de la forte intensité du contraste magnétique au niveau de la paroi. En effet, les images MFM indiquent que le contraste magnétique correspondant à l'endroit de piégeage de la paroi est beaucoup plus intense que les contrastes observés aux extrémités du fil.

### IV. 3. 2. 3. Piégeage de parois

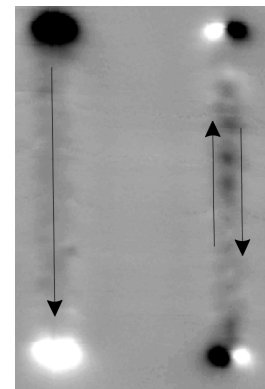
La stabilisation des parois de type tête-bêche au niveau des constriction géométriques est également possible, après une saturation perpendiculaire à l'axe des fils ( $H_{sat} = 20kOe$ ) (figure **IV.3-6**). Le mécanisme d'apparition des parois suite à cette histoire magnétique est similaire à celui déjà décrit dans le chapitre **III**, dans le cas des couches minces. En bref, lorsque l'amplitude du champ appliqué est réduite à partir de la saturation perpendiculaire, l'aimantation qui est soumise à un couple important provenant de l'anisotropie du système, est contrainte



**Figure IV. 3-6:** Piégeage de parois dans un état rémanent, après une saturation perpendiculaire au plan du substrat. La largeur des fils visualisés est de  $100\text{ nm}$  et leur épaisseur, de  $60\text{ nm}$ .

de tourner progressivement vers l'axe du fil. Cette rotation peut avoir lieu avec une probabilité égale soit vers la gauche, soit vers la droite. Deux régions du fil séparées par une constriction peuvent tourner indépendamment et, en champ nul, ces deux régions pourraient être antiparallèles, séparées par une paroi à  $180^\circ$ . Le contraste magnétique d'une paroi piégée au niveau des constriction provient essentiellement des charges de volume dues aux domaines magnétiques, alors que la contribution des moments magnétiques à l'intérieur de la paroi est cachée par ces charges de volume. Dans ces conditions, il est impossible de préciser la chiralité de la paroi. L'image MFM enregistrée après la saturation transverse indique que deux des 6 fils visualisés ont piégé des parois. Cette différence de comportement magnétique de différents fils est explicable par le caractère probabilistique de la rotation (vers la gauche ou vers la droite), mais aussi par les légères différences morphologiques existantes d'un fil à l'autre. Des états magnétiques similaires ont été observés suite à une désaimantation transverse, lorsqu'on applique un champ magnétique alternant d'amplitude décroissante, perpendiculairement à l'axe du fil.

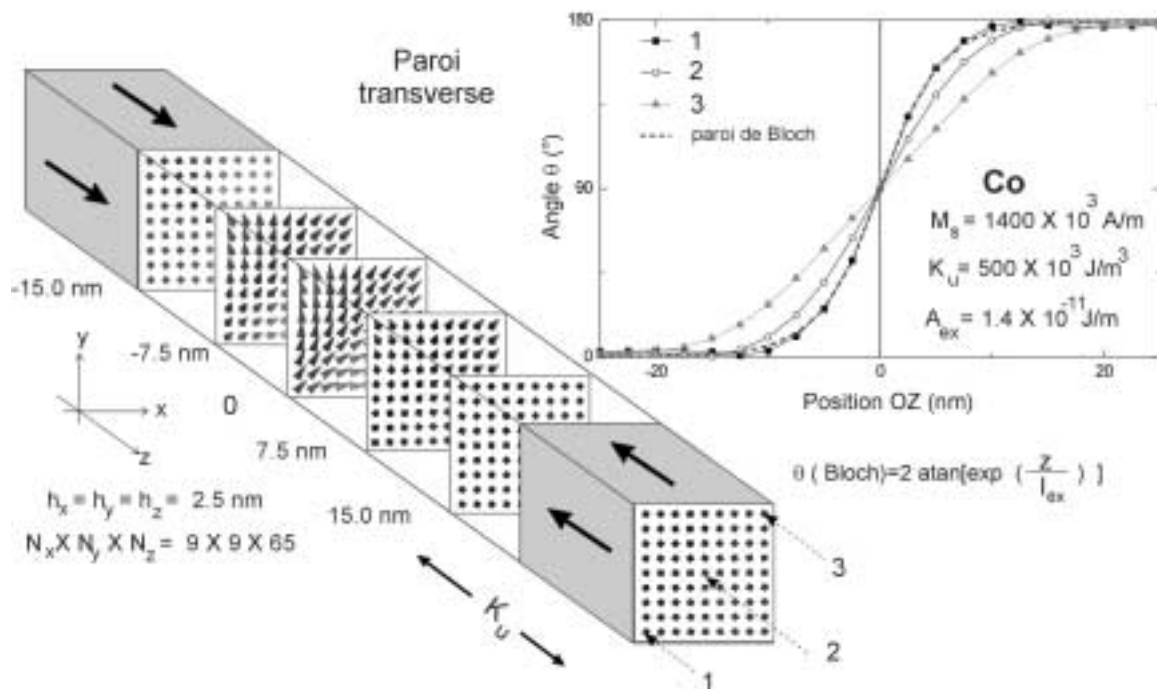
Lorsque la largeur des fils est supérieure à  $500\text{ nm}$ , dans l'état rémanent obtenu suite à une saturation perpendiculaire à l'axe du fil, une paroi à  $180^\circ$  parallèle à l'aimantation pourrait être stabilisée (figure IV.3-7). Sur l'image MFM, un des deux fils présente sa structure monodomaine (le fil à gauche), alors que l'autre présente une structure avec deux domaines, comme indiqué par la présence des charges de surface (le fil à droite). Le contraste magnétique de la paroi est difficilement distinguable, mais il semble similaire aux contrastes déjà observés dans le cas des couches minces de Co (voir chapitre III). Ainsi, le contraste change de polarité le long de la paroi, ce qui reflète l'existence de segments de parois d'orientations différentes des composantes de Bloch. Ceci est en concordance avec les calculs de Rämstock et al <sup>[Rämstock\_PRR\_96]</sup> qui ont prédit le fait que la structure interne de parois typique pour les épaisseurs étudiées expérimentalement est bien une paroi de Bloch asymétrique.



**Figure IV. 3-7:** Configurations magnétiques obtenues suite à une saturation perpendiculaire à l'axe du fil. Au niveau du fil droit une paroi est stabilisée sur la longueur du fil. La largeur des deux fils est de  $500\text{ nm}$  et leur épaisseur, de  $60\text{ nm}$ .

#### IV. 3. 2. 4. Structure micromagnétique de la paroi tête-bêche

Un code micromagnétique tridimensionnel (3D) <sup>[Buda\_thèse\_01]</sup> permet de révéler des détails de la structure interne de la paroi qui restent cachés dans le cas d'un modèle bidimensionnel (2D). <sup>[McMichael\_IEEE\_97]</sup> La minimisation de l'énergie du système conduit à une paroi tête-bêche de type transverse (figure IV.3-8). Les paramètres de matériau utilisés dans la simulation sont indiqués sur la figure. Les profils de la paroi, suivant plusieurs sections le long du fil, sont comparés avec celui correspondant à une paroi de Bloch normale. Le profil de l'aimantation extrait par une section au milieu du fil est similaire à celui rapporté par McMichael et al. La largeur de la paroi augmente progressivement lorsqu'on se déplace selon la diagonale de la section transversale. En effet, dans le cas de la section (1) le profil de la paroi de Bloch est retrouvé alors que pour les sections (2) et (3) la paroi s'élargit. Cette structure de la paroi tête-bêche servira dans le chapitre V pour déterminer sa contribution de magnétorésistance anisotrope.



**Figure IV. 3-8:** Configuration micromagnétique correspondant à une paroi de type tête-bêche. Les profils de plusieurs sections au travers la paroi sont présentés, en comparaison avec le profil d'une paroi de Bloch.

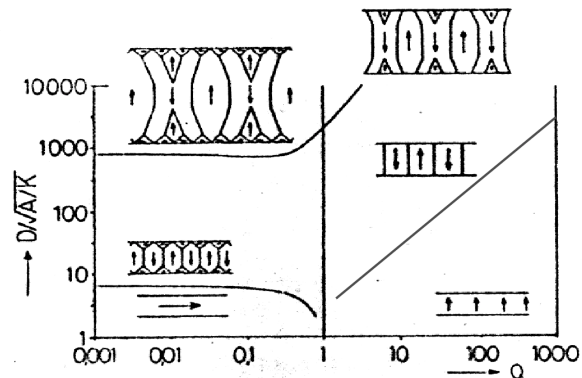
## IV. 4. Fils perpendiculaires à l'axe cristallin de facile aimantation

### IV. 4. 1. Introduction

La configuration micromagnétique des fils perpendiculaires à l'axe "c" est gouvernée par la compétition entre les énergies du champ démagnétisant et d'anisotropie magnétocristalline. En réduisant les dimensions du système, la contribution relative des différents termes à l'énergie totale change. En effet, par le confinement du système, les énergies surfaciques (l'énergie des parois magnétiques) deviennent plus importantes que les énergies volumiques (l'énergie magnétostatique).<sup>[Kittel\_PR\_46]</sup>

Un système similaire aux fils de cobalt est représenté par les couches de cobalt à anisotropie perpendiculaire. Dans les deux cas, l'anisotropie cristalline favorise une orientation de l'aimantation perpendiculaire à la direction favorisée par l'énergie magnétostatique. La compétition entre les énergies magnétostatique, magnétocristalline et d'échange conduit à un état magnétique en bandes, similaire aux domaines de type "bulles"<sup>[Kooy\_PRR\_60, Hehn\_PRB\_96]</sup> Un diagramme de phase des états fondamentaux possibles dans le cas de ces couches à anisotropie perpendiculaire a été obtenu par Hubert.<sup>[Hubert\_IEEE\_85]</sup> Sur le

diagramme, différentes valeurs du facteur  $Q$  mènent à des différentes configurations des domaines magnétiques: des bandes ouvertes (anglais "open stripes"), si  $Q > 1$  ou des domaines de fermeture (anglais "flux closure stripes"), lorsque  $Q < 1$ . De plus, la périodicité des bandes est dépendante, comme dans le cas des couches, de la largeur et de l'épaisseur des fils, ainsi que de l'histoire magnétique.



**Figure IV. 4-1:** Diagramme de phase d'états fondamentaux correspondant aux couches minces à anisotropie perpendiculaire. La dépendance en fonction de l'épaisseur  $D$  et du facteur de qualité  $Q$  est considérée.<sup>[Hubert\_IEEE\_75]</sup>

L'avantage des fils de Co par rapport aux couches minces à anisotropie perpendiculaire est représenté par le fait que la contribution du champ démagnétisant est modifiable, en jouant sur les dimensions. Ainsi, contrairement aux couches continues, qui peuvent être décrites par

un facteur  $Q_0 = \frac{K_u}{4\pi M_s}$  ( $Q_0 = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s^2}$ ), indépendant de l'épaisseur de la couche, les fils pourraient être caractérisés par un facteur effectif  $Q_{eff} = Q_0 / N_{eff}$ , variant avec leurs dimensions. Cette variation est reliée à la dépendance du facteur du champ démagnétisant  $N_{eff}$  de la largeur  $w$  et de l'épaisseur  $t$  des fils:

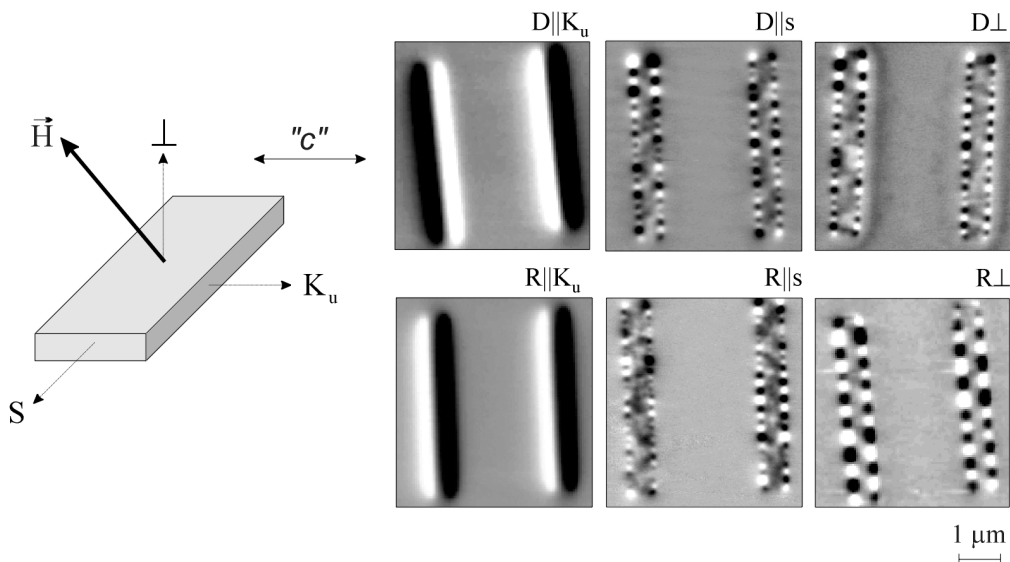
$$N_{eff} = \frac{2}{\pi} \arctan\left(\frac{t}{w}\right) \quad (IV. 4-1)$$

Le facteur du champ démagnétisant a des valeurs comprises entre 0 (lorsque  $t \rightarrow 0$  ou  $w \rightarrow \infty$ ) et 1 (lorsque  $w \rightarrow 0$  et  $t \rightarrow \infty$ ). Ainsi, le facteur  $Q_{eff}$  varie entre la valeur correspondante à une couche continue (0.4 pour le Co) et  $\infty$ .

## IV. 4. 2. Influence de l'histoire magnétique sur la structure en domaines des fils

Pour distinguer entre l'état fondamental du système et d'autres états d'équilibre, l'étude de l'influence de l'histoire magnétique sur la structure en domaines des fils est requise. Cette influence est bien visible sur les images MFM enregistrées en champ nul et après différentes histoires magnétiques pour des fils de  $60 \text{ nm}$  d'épaisseur et de  $800 \text{ nm}$  de largeur (figure IV.2-2). Les états rémanents ( $R$ ) et les états désaimantés ( $D$ ) sont visualisés pour des champs magnétiques appliqués suivant trois directions différentes de l'espace: champ magnétique suivant l'axe facile magnétocristallin "c" ( $//K_u$ ); champ magnétique appliqué dans le plan de l'échantillon, mais perpendiculairement à l'axe "c" ( $//s$ ); champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon ( $\perp$ ).

Les procédures d'aimantation suivant l'axe facile cristallin induisent presque toujours des états monodomaines tandis que toutes les histoires magnétiques correspondantes à un champ magnétique appliqué perpendiculairement à un axe facile induisent toujours des états magnétiques avec des domaines en bandes.

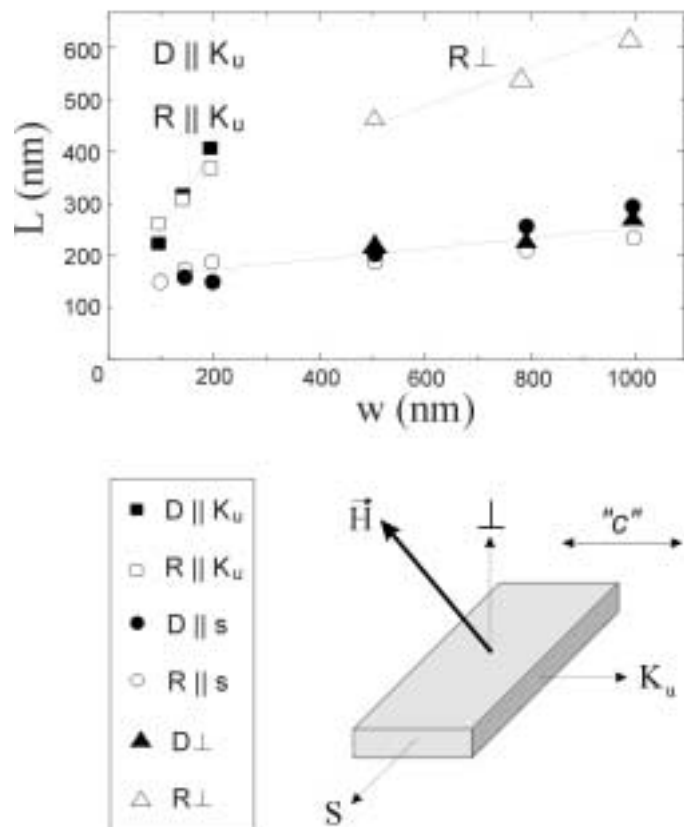


**Figure IV. 4-2:** Dépendance de la configuration micromagnétique des fils de  $60 \text{ nm}$  d'épaisseur et de  $800 \text{ nm}$  de largeur, en fonction de l'histoire magnétique utilisée. Les symboles utilisés sont expliqués dans le texte.

#### IV. 4. 2. 1. Variation de la périodicité des bandes avec l'histoire magnétique

Le résumé des périodicités des bandes en fonction de l'histoire magnétique, pour une épaisseur  $t$  donnée révèle quelques caractéristiques générales pour différentes largeurs des fils (figure IV.4-3). Généralement, la largeur des domaines augmente avec la largeur des fils et la périodicité obtenue est similaire pour plusieurs histoires magnétiques (états désaimantés, avec le champ perpendiculaire à l'axe facile cristallin,  $D//s$  et  $D\perp$ ). Cependant, il y a certaines différences par rapport à ce comportement général. Ainsi, même si par une désaimantation suivant l'axe facile  $D//K_u$  (carrés pleins) un état avec des domaines en bandes pouvait être stabilisé, la largeur des bandes serait plus importante. Pour des largeurs très petites, les périodicités obtenues sont presque identiques. La différence entre la largeur des bandes est de plus en plus importante lorsqu'on augmente la largeur des fils. A partir d'une largeur limite, l'état stabilisé en utilisant cette histoire magnétique est un état monodomaine. Un comportement similaire est observé dans le cas d'un état rémanent  $R//K_u$ .

Une autre différence apparaît pour un état rémanent après une saturation perpendiculaire à l'axe facile cristallin, hors du plan,  $R\perp$ . En effet, cette histoire magnétique mène à une dimension des domaines presque deux fois plus large que celle obtenue après un état rémanent perpendiculaire planaire  $R//s$ . Ces différences seront expliquées dans les paragraphes suivants. Tout d'abord, on va traiter le cas des largeurs plus importantes observées pour les états magnétiques  $D//K_u$  et  $R//K_u$  et ensuite la différence entre les états rémanents  $R\perp$  et  $R//s$ .



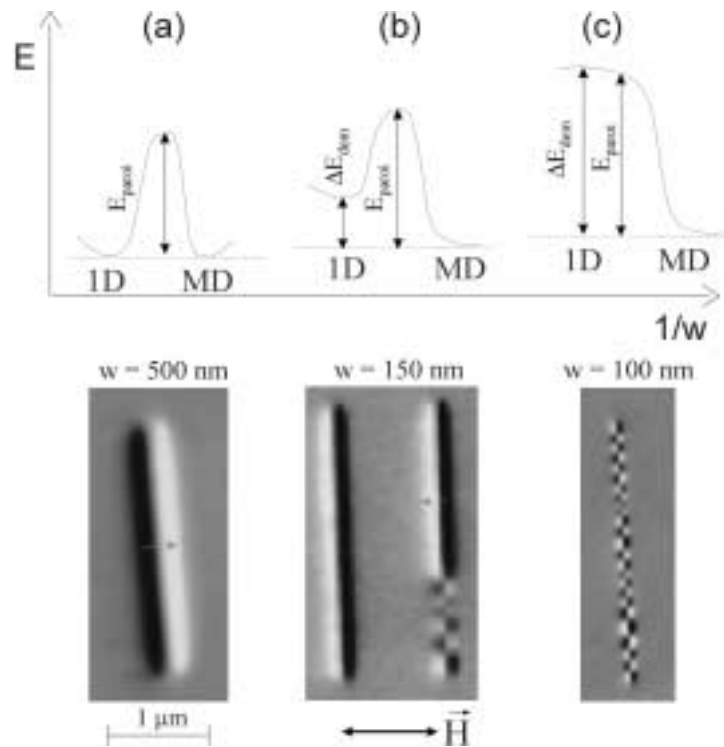
**Figure IV. 4-3:** Sommaire des largeurs moyennes  $L$  des bandes magnétiques induites, après différentes histoires magnétiques, comme indiqué dans la légende de l'image, pour des fils de 60 nm d'épais et différentes largeurs  $w$ .

#### IV. 4. 2. 2. Rôle de l'histoire magnétique dans la stabilisation des états monodomaines et multidomaines

La différence des largeurs des domaines en bandes obtenus suite à des histoires magnétiques où le champ externe est appliqué suivant l'axe facile cristallin peut être expliquée par des simples considérations énergétiques. Lorsque la largeur du fil est très grande, les charges magnétiques aux bords sont très éloignées et l'énergie magnétostatique est très faible (figure IV.4-4). L'état fondamental correspondant est un état monodomaine (1D). En effet, le gain d'énergie qui aurait pu être acquis par la formation des domaines (dans un état multidomaines, MD) est contrebalancé par l'énergie additionnelle apportée au système par une paroi de domaine. En réduisant la largeur du fil, l'énergie du champ démagnétisant augmente et les énergies correspondantes aux deux états deviennent sensiblement égales (figure IV.4-4a).

Dans cette situation, un champ magnétique appliqué suivant l'axe de facile aimantation va bloquer le système dans l'état monodomaine. En effet, pour stabiliser un état multidomaines, il va falloir fournir au système une énergie suffisante pour qu'il puisse franchir la "barrière" énergétique représentée par l'énergie de la paroi.

Si la largeur des fils diminue encore, l'énergie du champ démagnétisant augmente d'une quantité  $\Delta E_{dem}$  et l'état monodomaine n'est plus l'état fondamental (figure IV.4-4b). L'énergie de la paroi augmente aussi à cause du confinement latéral, mais la hauteur de la barrière énergétique dans cette situation  $(E_{paroi} - \Delta E_{dem})$  est



**Figure IV. 4-4:** Représentation schématique de la compétition entre l'énergie du champ démagnétisant et l'énergie de la paroi. L'état monodomaine est indiqué par *1D*, alors qu'un état multidomaines est indiqué par *MD*. (a) Pour des largeurs importantes (500 nm), les énergies correspondantes aux deux états magnétiques sont sensiblement égales et la "barrière" à franchir est l'énergie de la paroi,  $E_{paroi}$ . (b) la diminution de la largeur pour une épaisseur constante induit une augmentation de l'énergie magnétostatique de l'état monodomaine, plus importante que l'augmentation de l'énergie de la paroi. L'état 1D est métastable. (c) pour des largeurs très petites, l'état 1D n'est plus stable et le système transite vers un état MD pour toutes les histoires magnétiques. L'épaisseur des fils visualisés est de 60 nm.



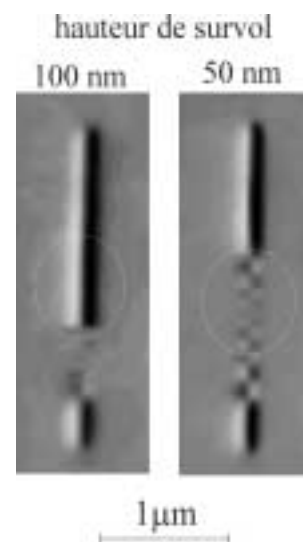
réduite. L'état magnétique en bandes devient l'état fondamental du système. Les énergies des deux états (1D et MD) étant suffisamment proches, certaines histoires magnétiques permettent la stabilisation d'un état d'équilibre local, différent de l'état fondamental du système. L'application du champ magnétique suivant l'axe facile donne une orientation préférentielle de l'aimantation qui reste bloquée dans un état de minimum local. L'image magnétique correspondante pour des fils de 150 nm de large indique que cette largeur se situe dans une région de transition qui permet l'apparition soit d'un état monodomaine, soit d'un mélange 1D-MD à l'intérieur du même fil. L'existence d'une différence de comportement entre deux fils de largeurs supposées identiques est liée à une éventuelle différence entre la largeur des deux fils ou à la présence d'une rugosité de surface.

Lorsque la largeur est réduite en deçà de 150 nm, le rapprochement des charges magnétiques fait que l'énergie de l'état monodomaine devient trop importante et la "barrière" énergétique existante entre les deux états diminue considérablement, parce que  $E_{paroi} \cong \Delta E_{dem}$  (figure IV.4-4c). L'état monodomaine n'est plus favorisé, même après une saturation suivant l'axe facile cristallin. Pour des largeurs de 100 nm, l'état induit par toutes les histoires magnétiques est une structure de domaines en bandes.

#### IV. 4. 2. 3. Influence de la pointe MFM: relaxation vers l'état fondamental

Il faut préciser que les énergies des deux états (1D et MD) sont très proches pour des fils larges et ainsi, un état d'équilibre local, pas toujours l'état fondamental du système, peut être induit par certaines histoires magnétiques.

La différence entre un état d'équilibre local et un état fondamental, peut être identifiée à l'aide du champ de fuite de la pointe MFM. En effet, lors des balayages MFM, nous avons observé que la pointe magnétique peut provoquer des transitions irréversibles dans la structure micromagnétique des fils. Ces transitions apparaissent pour des systèmes dont l'aimantation est bloquée dans un minimum local de l'énergie, qui ne correspond pas à l'état fondamental. Dans cette situation, la perturbation créée par la pointe MFM



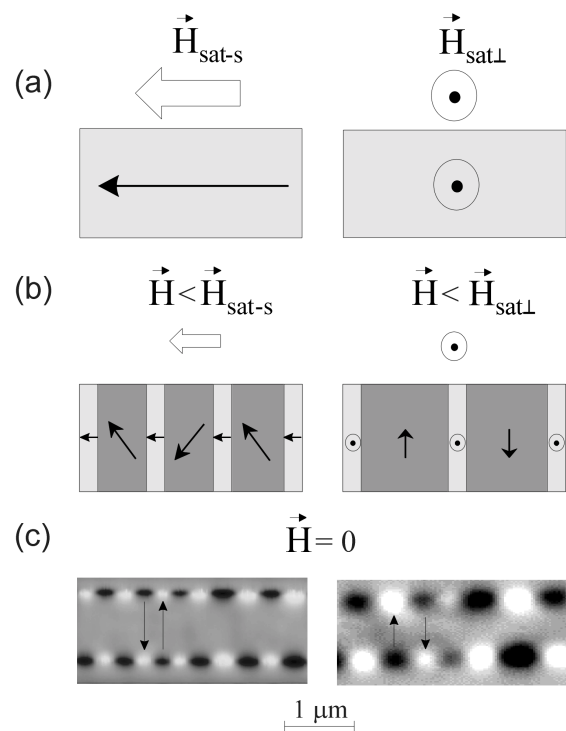
**Figure IV. 4-5:** Influence du champ magnétique de la pointe MFM sur la configuration micromagnétique induite après une saturation suivant l'axe facile magnétocristallin. Pour ces dimensions, l'état monodomaine est métastable et la perturbation génère une transition irréversible vers un état en bandes (la région entourée)

permet le franchissement de la barrière énergétique qui sépare l'état de minimum local du minimum absolu du système. Ces conditions sont remplies pour des fils de 150 nm de large et 60 nm d'épaisseur. Ainsi, dans l'état rémanent après une saturation suivant l'axe facile, les fils se stabilisent dans un mélange entre des parties monodomaines (bandes de grande longueur) et des parties en bandes (figure IV.4-5) Dans cette situation une simple perturbation externe, comme l'influence du champ créé par la pointe MFM induit une transition vers l'état en bandes, qui est l'état fondamental. Sur la figure, l'augmentation du champ magnétique ressenti par l'échantillon à cause de la descente de la pointe MFM (diminution de la hauteur de survol de 100 nm à 50 nm) induit une transition irréversible des parties entourées par des cercles, de l'état monodomaine vers l'état en bandes.

#### IV. 4. 2. 4. Processus de nucléation des bandes

Dans le résumé de la variation des largeurs des bandes en fonction de l'histoire magnétique, un deuxième changement de comportement apparaît entre les états  $R\perp$  et  $R//s$ . La largeur des bandes induites dans le dernier cas est plus petite, se rapproche des largeurs obtenues par des désaimantations.

La différence peut être expliquée par le différents processus de nucléation des bandes dans les deux situations (figure IV.4-6). Ainsi, juste en dessous de la saturation, les moments magnétiques commencent à tourner de la direction du champ appliqué vers la direction de l'axe "c". Cela permet de réduire l'énergie d'anisotropie magnétocristalline. Si tous les moments magnétiques tournaient dans le même sens, il y aurait une augmentation des charges magnétiques aux bords du fil. Afin de réduire l'énergie magnétostatique ainsi créée, une fluctuation de l'aimantation apparaît, avec une composante alternante suivant l'axe "c".



**Figure IV. 4-6:** Représentation schématique du processus de nucléation des bandes pour deux orientations différentes du champ magnétique appliqué: le long de l'axe du fil (à gauche), et perpendiculaire au plan (à droite). (a) L'aimantation du fil est saturée suivant la direction du champ appliqué. (b) Les bandes commencent à nucléer lorsque le champ est réduit en dessous de sa valeur de saturation. (c) En champ nul, le contraste magnétique MFM indique des largeurs de bandes différentes pour les deux histoires magnétiques utilisées.

Juste en dessous d'une saturation perpendiculaire planaire (état  $R//s$ ), les domaines avec des composantes planaires de l'aimantation orientées antiparallèlement sont séparés par des parois de type Néel (l'aimantation tourne dans le plan de l'échantillon) de petit angle. L'énergie magnétostatique de ces parois est faible parce que les moments magnétiques situés au cœur sont parallèles à l'axe du fil. Au contraire, en dessous d'une saturation perpendiculaire au plan de l'échantillon, les domaines seront séparés par des parois de type Bloch, dont les moments magnétiques ont des composantes hors du plan importantes. L'énergie magnétostatique de ces parois est plus grande et pour la minimiser, le nombre des parois créées initialement est réduit. La taille des domaines ainsi créés est plus grande.

En champ nul, ces parois vont relaxer vers une configuration micromagnétique similaire. Dans tout ce raisonnement, il faut tenir compte des faibles différences énergétiques qui existent entre les états avec un nombre différent de parois. Ainsi la densité de parois est fortement dépendante des processus qui ont lieu pendant la nucléation des bandes.

En utilisant toutes ces observations expérimentales, on peut conclure que la meilleure procédure pour faire relaxer le système vers son état fondamental sans devoir surpasser des barrières énergétiques supplémentaires est une désaimantation suivant un axe de difficile aimantation. Les autres histoires magnétiques permettent de stabiliser des états métastables ou d'équilibre local, avec une taille différente des domaines en bandes et une densité de parois différente.

### IV. 4. 3. Etat fondamental - influence des dimensions du fil

La dépendance expérimentale de la structure en domaines de l'état fondamental des dimensions du fil a été comparée avec les résultats d'un modèle simple (similaire aux calculs de Kittel pour des systèmes à anisotropie perpendiculaire).

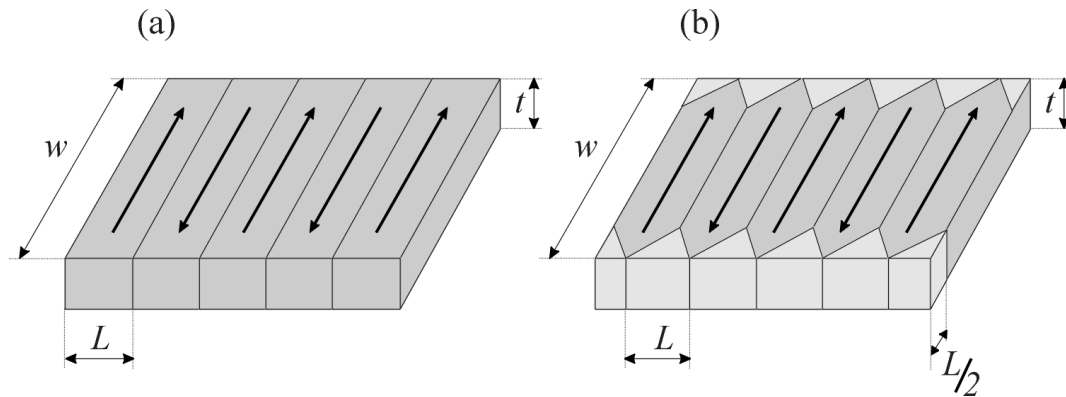
#### IV. 4. 3. 1. Diagramme des états fondamentaux

Dans le cas d'un système ferromagnétique en champ nul, l'énergie totale du système s'écrit:

$$E_{tot} = E_{paroi} + E_{mag} + E_{anis} \quad (IV. 4-2)$$

Dans cette expression,  $E_{paroi}$  représente l'énergie de la paroi magnétique,  $E_{mag}$  est l'énergie magnétostatique de la configuration, alors que  $E_{anis}$  représente l'énergie d'anisotropie magnétocristalline. L'état fondamental du système est obtenu par la minimisation de cette

énergie libre. La détermination de la configuration en domaines qui minimise  $E_{tot}$  est un problème de calcul variationnel qui a des solutions exactes seulement dans certains cas particuliers. Dans d'autres cas, pour résoudre le problème il faut faire des hypothèses simplificatrices concernant la forme des termes qui interviennent dans l'expression de l'énergie. Il est ainsi possible de déterminer la taille des domaines en bandes dans le cas d'un fil à anisotropie planaire.



**Figure IV. 4-7:** Schématisation des états: (a) avec des domaines en bandes "ouvertes" et (b) des domaines en bandes avec des fermetures de flux

### Configuration B (domaines en bandes "ouvertes")

Supposons  $t$  l'épaisseur du fil,  $w$  sa largeur (parallèle à l'axe facile cristallin) et  $L$  la largeur des domaines (figure IV.4-7a). Si  $D$  représente la longueur totale du fil, le nombre total des domaines est  $D/L$ , alors que le nombre de parois est  $D/L - 1$ . La surface d'une paroi est  $t.w$ . L'énergie totale des parois représente le produit entre la densité surfacique d'énergie de la paroi et la surface de toutes les parois:

$$E_{paroi} = \frac{\sigma_{paroi} t w (D - L)}{L} \quad (IV. 4-3)$$

L'énergie des parois sur l'unité de volume est:

$$e_{paroi} = \frac{E_{paroi}}{vol} = \frac{\sigma_{paroi} (D - L)}{DL} \approx \frac{\sigma_{paroi}}{L} \quad (IV. 4-4)$$

L'énergie démagnétisante du système doit considérer la réduction énergétique induite par la formation des domaines. Une expression de l'énergie magnétostatique, similaire à celle obtenue dans le modèle de Kittel pour des couches minces à anisotropie perpendiculaire, est  $1.7 L/w M_s^2$ . Cette expression est valable seulement dans la gamme d'épaisseurs importantes.

Lorsque l'épaisseur est considérablement réduite, cette expression est réduite d'une manière approximative [O'Handley\_00, page 298] par un facteur  $t/w$  et s'écrit:

$$E_{mag} = 1.7 \left( \frac{tL}{w^2} \right) M_s^2 \quad (IV. 4-5)$$

Dans le cas des domaines en bandes ouvertes, il n'y a pas de contribution de la part de l'énergie d'anisotropie. L'énergie totale est minimisée quand  $\partial E / \partial L = 0$ . Cela implique une largeur optimale des domaines:

$$L_0 = \sqrt{\frac{\sigma_{paroi}}{1.7M_s^2}} \frac{w}{\sqrt{t}} \quad (IV. 4-6)$$

En remplaçant cette valeur dans l'expression de l'énergie totale du système, on obtient:

$$E_{tot} = 2M_s \sqrt{1.7\sigma_{paroi}} \frac{\sqrt{t}}{w} \quad (IV. 4-7)$$

Cette expression indique que pour des épaisseurs plus importantes et pour des largeurs plus petites la taille des domaines diminue. En-dessous d'une épaisseur critique l'énergie totale du système avec des parois peut dépasser l'énergie magnétostatique de l'état monodomaine [O'Handley\_00].

$$E_{mag}^{1DT} \approx \frac{Dt}{w^2} \left[ \ln \left( \frac{4w}{t+D} \right) - 1 \right] \mu_0 M_s^2 \quad (IV. 4-8)$$

Cette épaisseur critique est obtenue au point d'intersection des deux énergies:

$$t_c \approx 4 \left( \frac{w}{D} \right)^2 \frac{1.7\sigma_{paroi}}{\mu_0 M_s^2} \frac{1}{\left[ \ln \left( \frac{4w}{t+D} \right) - 1 \right]^2} \quad (IV. 4-9)$$

Il faut préciser que ces calculs supposent un champ démagnétisant constant à l'intérieur de l'échantillon. Cependant, ce champ dépend de la position à l'intérieur de l'échantillon. Ainsi, il est possible que la formation des domaines au voisinage des bords, qui sont plus énergétiques, soit favorisée en-dessous de l'épaisseur critique

### Configuration *FF* (domaines en bandes avec des fermeture de flux)

La formation de domaines de fermeture réduit la surface d'une paroi à  $180^\circ$  d'une valeur  $\frac{L}{w}$ , et la remplace avec des parois à  $90^\circ$  de surface  $2\sqrt{2}\frac{L}{w}$  (figure **IV.4-7b**). En considérant l'énergie d'une paroi à  $90^\circ$  comme la moitié de l'énergie d'une paroi à  $180^\circ$ ,  $\sigma_{90^\circ} = \sigma_{paroi}/2$ , l'énergie totale des parois augmente d'un facteur  $1 + (\sqrt{2} - 1)\frac{L}{w}$ .

L'énergie magnétostatique est réduite à zéro par la fermeture du flux. Dans le cas d'une anisotropie uniaxiale, il y a une contribution d'énergie d'anisotropie de la part des domaines perpendiculaires à l'axe de facile aimantation. Leur nombre est  $2\frac{D}{L}$  et le volume d'un domaine est  $\frac{L^2 t}{4}$ . La contribution totale de l'énergie d'anisotropie des domaines de fermeture est:

$$E_{anis} = K_u \frac{L}{2w} \quad (IV. 4-10)$$

La taille optimale des domaines est obtenue en minimisant l'énergie totale du système:

$$E_{tot} = \left[ 1 + (\sqrt{2} - 1)\frac{L}{w} \right] \frac{\sigma_{paroi}}{L} + K_u \frac{L}{2w} \quad (IV. 4-11)$$

On obtient alors:

$$L_0 = \sqrt{\frac{2\sigma_{paroi}}{K_u}} \sqrt{w} \quad (IV. 4-12)$$

L'énergie d'équilibre correspondante à cette taille optimale est:

$$E_0 = (2\sqrt{2} - 1)\sigma_{paroi} + \sqrt{2\sigma_{paroi} K_u} \sqrt{w} \quad (IV. 4-13)$$

Par rapport à l'énergie d'une structure de domaines en bandes "ouvertes" (configuration **B**), la différence énergétique s'écrit:

$$\Delta E = (\sqrt{2} - 1)\frac{\sigma_{paroi}}{w} + \frac{K_u L}{w} - 1.7 \left( \frac{tL}{w^2} \right) M_s^2 \quad (IV. 4-14)$$

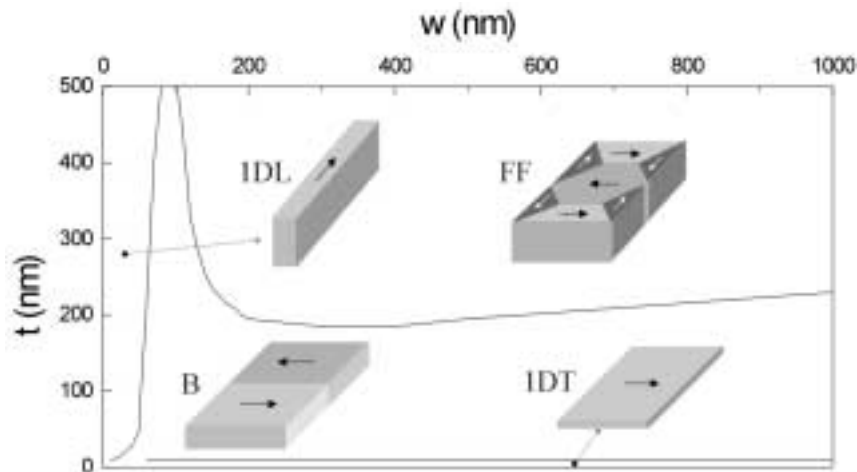
La formation des domaines de fermeture apparaît quand cette différence énergétique est négative. Cela est favorisé par une aimantation à la saturation  $M_s$  importante, pour des grandes épaisseurs, pour une faible constante d'anisotropie  $K_u$  et pour une énergie de la paroi

$\sigma_{paroi}$  petite. Les énergies et les largeurs optimales des bandes de ces états sont réunies dans le tableau **IV.4-1**, en comparaison avec les résultats obtenus dans le cas des couches minces à anisotropie perpendiculaire.

**Tableau IV. 4-1:** Expressions des énergies et des périodicités des bandes pour les différentes configurations présentées sur la figure **IV.4-7**.

		IDL	IDT	B	FF
Couches anisotropie perpendiculaire	$E_0$	$K_u \cdot t$	$1.7M_s^2$	$2M_s \sqrt{1.7\sigma_{paroi}} \sqrt{t}$	$(2\sqrt{2}-1)\sigma_{paroi} + \sqrt{2\sigma_{paroi} K_u} \sqrt{t}$
	$L_0$			$\sqrt{\frac{\sigma_{paroi}}{1.7M_s^2}} \sqrt{t}$	$\sqrt{\frac{2\sigma_{paroi}}{K_u}} \sqrt{t}$
Fils à anisotropie planaire	$E_0$	$K_u \cdot w$	$1.7 \frac{t}{w} M_s^2$	$2M_s \sqrt{1.7\sigma_{paroi}} \frac{\sqrt{t}}{w}$	$(2\sqrt{2}-1)\sigma_{paroi} + \sqrt{2\sigma_{paroi} K_u} \sqrt{w}$
	$L_0$	-	-	$\sqrt{\frac{\sigma_{paroi}}{1.7M_s^2}} \frac{w}{\sqrt{t}}$	$\sqrt{\frac{2\sigma_{paroi}}{K_u}} \sqrt{w}$

Dans le cas de la configuration **B** (domaines ouvertes), l'énergie magnétostatique de la structure périodique a été évaluée par voie numérique en utilisant une approche micromagnétique (voir page 124 de la référence [Hubert\_98]). Les expressions des énergies ont été calculées et comparées pour différentes largeurs  $w$  et épaisseurs  $t$  des fils, en considérant une énergie constante de la paroi,  $\sigma_{paroi} = const$ . Tout d'abord, nous avons fixé cette énergie à  $12 \text{ erg/cm}^2$ , valeur proche de l'énergie de la paroi dans les couches minces de cobalt (voir chapitre **II**). Dans les calculs, une constante d'anisotropie uniaxiale,  $K_u = 5 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$  a été considérée. Les résultats obtenus sont synthétisés sous la forme d'un diagramme ( $w, t$ ) des états fondamentaux, dans la figure **IV.4-8**.



**Figure IV. 4-8:** Diagramme de phase calculé des états micromagnétiques fondamentaux dans des fils de cobalt, en fonction de leur largeur  $w$  et de leur épaisseur  $t$ . Les limites entre différentes configurations sont indiquées par des traits continus.

Pour une largeur constante des fils, l'augmentation de l'épaisseur fait que le gain en énergie démagnétisante obtenu par la formation d'un état en bandes augmente à son tour. Contrairement, la diminution de l'épaisseur induit une augmentation de l'énergie de la paroi est le nombre de parois créées diminue. En dessous d'une épaisseur critique c'est l'état monodomaine qui est énergiquement plus favorable.

#### IV. 4. 3. 2. Diagramme expérimental

Ce diagramme calculé sera comparé à des résultats expérimentaux obtenus par microscopie à force magnétique. Une désaimantation avec un champ magnétique planaire, perpendiculaire à l'axe facile, permet au système de relaxer vers son état fondamental (voir paragraphe IV.4-1).

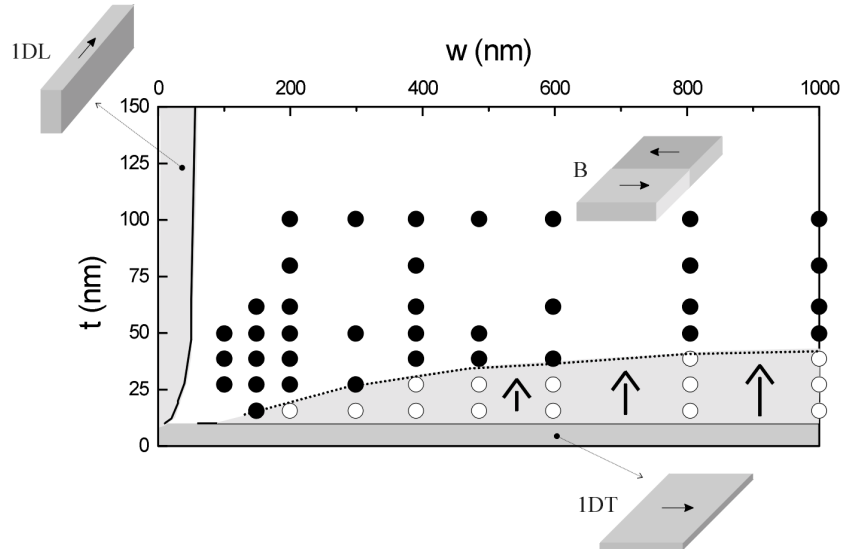
Les points expérimentaux indiquent, pour la gamme d'épaisseurs et de largeurs étudiées, un bon accord avec les calculs (figure IV.4-9). Cependant la frontière "expérimentale" entre l'état fondamental en bandes **B** (représenté par des disques sur la figure) et l'état fondamental monodomaine transverse **1DT** (représenté par des cercles), indiquée par le trait pointillé est déplacée vers des épaisseurs supérieures à celles obtenues par le calcul.

Cette différence peut être expliquée par l'approximation faite au niveau de l'énergie de la paroi. En effet, dans le modèle utilisé, l'énergie de la paroi est considérée constante, de valeur égale à l'énergie de la paroi de la couche mince (densité d'énergie surfacique de la paroi  $\sigma_{paroi} = 12 \frac{erg}{cm^2}$ ). Cette supposition est limitatrice parce qu'elle ne tient pas compte de la variation de l'énergie de la paroi avec le confinement latéral du système. En réalité, le confinement des dimensions du système induit une augmentation de l'énergie magnétostatique et, par conséquent, une augmentation de l'énergie de la paroi.

Pour obtenir l'énergie totale d'une structure en bandes, il faut considérer l'énergie des parois de Bloch qui séparent les domaines magnétiques. Dans le massif, la largeur de la paroi est beaucoup plus faible que la dimension des domaines. Ainsi, l'énergie de la paroi est calculée séparément et ajoutée à l'énergie de la structure en domaines. Dans une couche mince, l'influence des charges magnétiques dans les points d'intersection des parois avec la surface de la couche implique une dépendance de l'énergie et de la largeur de la paroi de l'épaisseur de la couche.

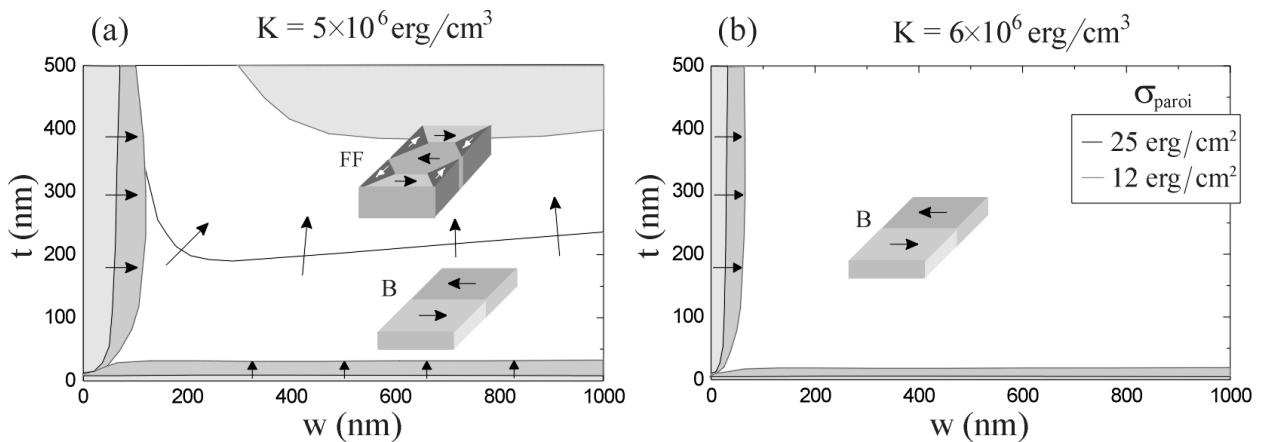
Toutefois, le diagramme calculé confirme qualitativement les résultats expérimentaux.





**Figure IV. 4-9:** Comparaison entre le diagramme des états fondamentaux, calculé avec un modèle Kittel, et les points expérimentaux obtenus par MFM. Les limites entre différentes configurations sont indiquées par des lignes continues, tandis que la limite déterminée expérimentalement entre l'état en bandes B et l'état monodomaine transverse 1DT est représentée par une ligne pointillée.

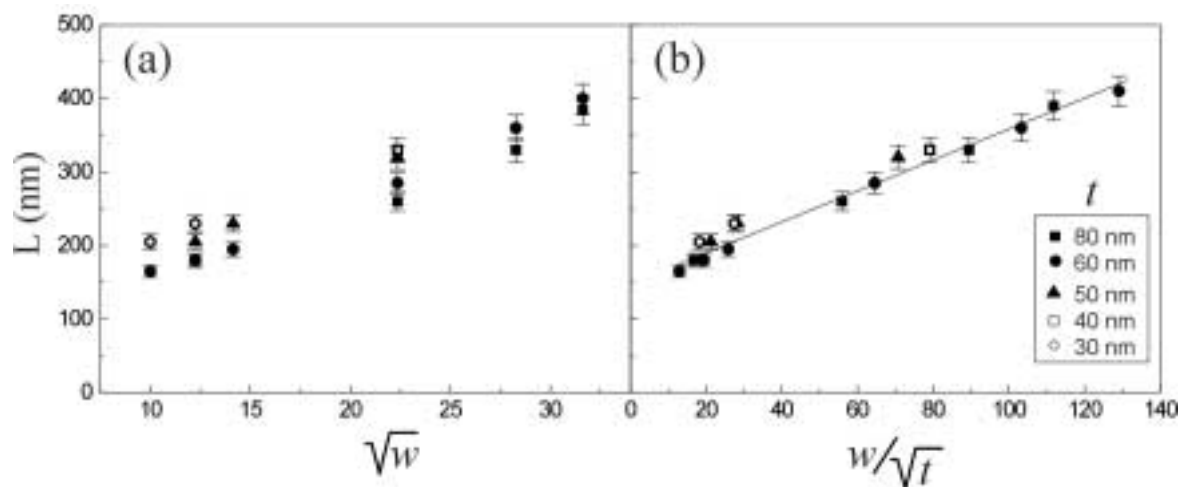
Une énergie de paroi plus grande ( $25 \text{ erg/cm}^2$ ) induit un déplacement des limites sur le diagramme calculé (figure IV.4-10a). Les régions correspondantes aux états monodomaines augmentent au détriment des régions correspondantes aux états multi-domaines. Cependant, la limite **B** – **1DT** qui nous intéresse est seulement translatée et la forme déterminée expérimentalement n'est pas retrouvée. Afin de retrouver cette forme il faut déterminer exactement la dépendance de l'énergie de la paroi avec les dimensions du fil. L'effet d'une valeur plus importante de l'anisotropie magnétocristalline ( $K_u = 6 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ ) a aussi été considéré. L'augmentation de l'anisotropie joue sur le diagramme seulement sur la taille des domaines fermetures de flux. En effet, pour les dimensions étudiées, ces structures n'apparaissent plus (figure IV.4-10b).



**Figure IV. 4-10:** Influence de la valeur de l'anisotropie choisie dans les calculs sur la taille des régions de stabilité des différentes structures de domaines magnétiques: (a)  $K_u = 5 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$  et (b)  $K_u = 6 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$  pour deux valeurs de l'énergie de la paroi  $\sigma_{\text{paroi}}$  ( $12$  et  $25 \text{ erg/cm}^2$ )

### IV. 4. 3. 3. Variation de la périodicité des bandes avec la taille latérale pour l'état fondamental

Les valeurs des tailles des domaines, obtenues expérimentalement, sont présentées sur la figure IV.4-11, en fonction de  $\sqrt{w}$  et de  $w/\sqrt{t}$ . Le premier type de dépendance correspond à la variation de la taille des domaines pour une structure de domaines en bandes. Le deuxième type caractérise la variation de la largeur des domaines "ouverts". La dépendance de la largeur des domaines en fonction de la racine de la largeur du fil indique une augmentation en fonction de la largeur des fils. Cependant, cette variation n'est pas bien caractérisée par une très bonne loi de variation de type  $L \propto \sqrt{w}$ , suggéré par le modèle de Kittel pour le cas des domaines avec des fermetures de flux. Les points expérimentaux sont assez dispersés. Une bien meilleure approximation est obtenue lorsqu'on représente les points expérimentaux par rapport à  $w/\sqrt{t}$ . Les légères différences observées dans le cas du deuxième type de dépendance peuvent être toujours attribuées à la variation de l'énergie de la paroi avec les dimensions du fil.

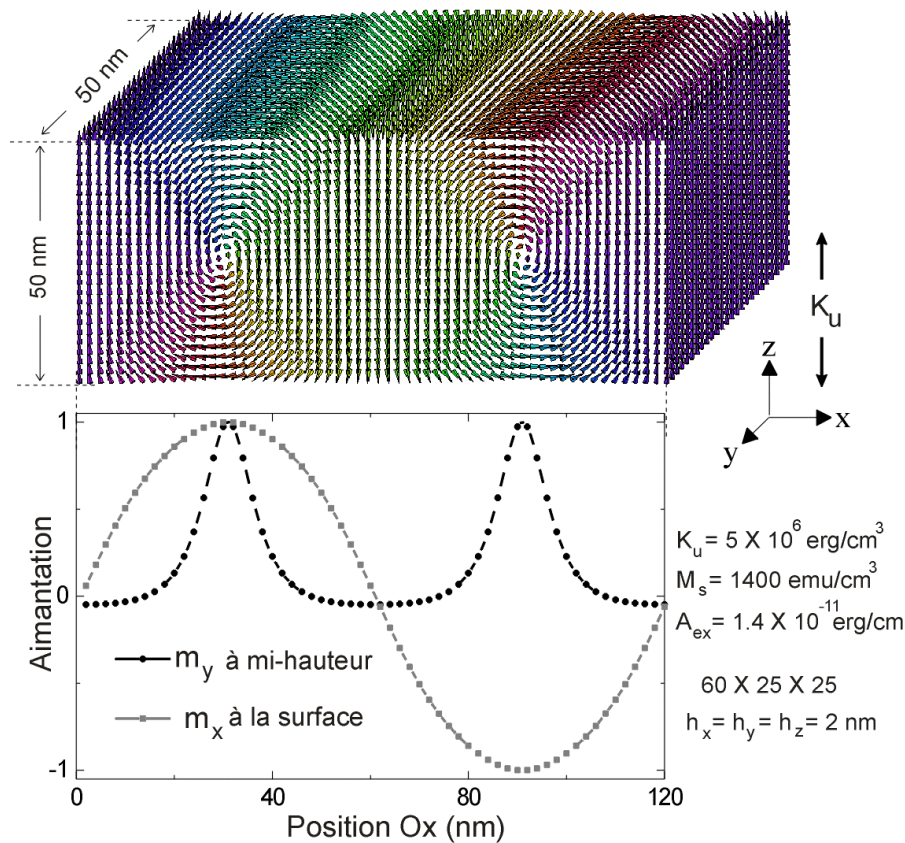


**Figure IV. 4-11:** Variation de la largeur  $L$  des domaines avec les dimensions du fil. (a) Dépendance en fonction de la largeur des fils. (b) Dépendance en fonction de la largeur et de l'épaisseur des fils.

### IV. 4. 3. 4. Configuration micromagnétique de la paroi de domaine

Des calculs micromagnétiques tridimensionnels périodiques <sup>[Buda\_thèse\_01]</sup> indiquent que la structure de la paroi est plutôt complexe, avec une partie centrale de type Bloch, alors qu'aux surfaces du fil, la paroi présente des composantes de type Néel, (figure IV.3-12). Les paramètres de matériau utilisés dans les calculs sont indiqués sur la figure. La structure

interne de la paroi varie avec les dimensions du fil. Ainsi, dans la gamme d'épaisseurs très faibles, les composantes Néel des parois sont très limitées et leur importance augmente. Sur la figure IV.4-12, des profils de l'aimantation sont indiqués pour différentes sections dans un plan médian au travers de la paroi. Ainsi, la composante  $m_x$  à la surface nous indique l'importance des composantes Néel dont la largeur se situe autour de 60 nm. La composante  $m_y$  nous donne des informations sur le comportement de la partie Bloch centrale, dont la largeur avoisine une vingtaine de nanomètres. De nouveau, cette structure de la paroi sera utilisée dans le chapitre V, pour l'estimation de la contribution de magnétorésistance anisotrope à l'intérieur de la paroi.



**Figure IV. 4-12:** Configuration micromagnétique de la paroi dans le cas des fils avec des domaines en bandes. Les paramètres de matériau utilisés dans les simulations sont indiqués.  $K_u$  indique l'orientation de l'axe de facile aimantation. Les profils de l'aimantation sont représentés pour des sections en surface ( $m_x$ ) et à mi-hauteur ( $m_y$ )

## IV. 5. Conclusions

Des fils de tailles nanométriques ont été fabriqués à partir des couches minces cristallines de cobalt décrites dans les chapitres **II** et **III**. En découpant des fils dont l'axe est soit parallèle, soit perpendiculaire à l'axe de facile aimantation, différentes configurations micromagnétiques peuvent être induites.

- Dans le cas des fils parallèles à l'axe "*c*", l'état fondamental du système est une configuration monodomaine. Le retournement de l'aimantation pour les dimensions étudiées expérimentalement a lieu par *nucléation et propagation de parois* de domaines. Les champs de retournement de l'aimantation sont fortement influencés par les tailles latérales des fils, et leurs valeurs augmentent considérablement (d'un ordre de grandeur) par rapport aux valeurs obtenues dans le cas des couches minces. Des constriction géométriques permettent de visualiser le *piégeage de parois* durant le retournement de l'aimantation par microscopie à force magnétique. La structure de la paroi calculée par des simulations micromagnétiques, indique une *structure de type tête-bêche "transverse"*.
- Dans le cas des fils perpendiculaires à l'axe cristallin, la structure stabilisée est soit un état monodomaine, soit un état multidomaine (avec ou sans fermeture de flux) dont l'aimantation est perpendiculaire à l'axe du fil. L'histoire magnétique a un rôle déterminant sur la structure en domaines des fils et certaines histoires magnétiques permettent la stabilisation de configurations micromagnétiques métastables. L'existence de ces états métastables est confirmée par le fait qu'une faible perturbation externe (comme le champ magnétique créé par la pointe MFM) peut induire le basculement du système vers son état fondamental. Une désaimantation suivant un axe difficile permet au système d'atteindre son état fondamental. Dans cet état, les configurations micromagnétiques visualisées expérimentalement sont comparées avec un diagramme calculé en fonction des dimensions des fils. Un bon accord est trouvé, avec une légère différence concernant les limites entre les diverses structures. Ces différences sont explicables par la variation de l'énergie de la paroi, due au confinement latéral. La structure de la paroi est complexe, avec une partie Bloch centrale et des parties Néel en surface qui permettent une minimisation de l'énergie magnétostatique.

---

**Références bibliographiques du chapitre IV**

---

- [Aharoni\_PR\_58] A. Aharoni and S. Shtrikman, *Phys. Rev.* **109**, 1522 (1958).
- [Bruno\_PRL\_99] P. Bruno, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2425 (1999).
- [Buda\_thèse\_01] L. D. Buda, *thèse de doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg* (2001).
- [Ebels\_PRL\_00] U. Ebels, A. Radulescu, Y. Henry, L. Piraux and K. Ounadjela, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 983 (2000).
- [Ferré\_PRB\_97] R. Ferré, K. Ounadjela, J.-M. George, L. Piraux and S. Dubois, *Phys. Rev. B* **56**, 14066 (1997).
- [Frei\_PR\_57] E. H. Frei, S. Shtrikman and D. Treves, *Phys. Rev.* **106**, 446 (1957).
- [Gadbois\_IEEE\_95] J. Gadbois and J.-G. Zhu, *IEEE Trans. Magn.* **31**, 3802 (1995).
- [Hehn\_PRB\_96] M. Hehn, S. Padovani, K. Ounadjela, J.-P. Bucher, *Phys. Rev. B* **54**, 3428 (1996).
- [Henry\_EPJB\_01] Y. Henry, K. Ounadjela, L. Piraux, S. Dubois, J.-M. George, J.-L. Duvail, *Eur. Phys. J. B* **20**, 35 (2001).
- [Hinzke\_JMMM\_99] D. Hinzke, U. Nowak, *J. Magn. Magn. Matter.* **221**, 365 (1999).
- [Hubert\_IEEE\_85] A. Hubert, *IEEE Trans. Magn.* **21**, 1604 (1985).
- [Hubert\_98] A. Hubert, R. Schäfer *Magnetic domains*, Springer (1998).
- [Kirk\_APL\_97] K. J. Kirk, J. N. Chapman and C. D. W. Wilkinson, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 539 (1997).
- [Kittel\_PR\_46] C. Kittel, *Phys. Rev.* **70**, 965 (1946).
- [Kooy\_PRR\_60] C. Kooy and U. Enz, *Philips Res. Rep.* **15**, 7 (1960).
- [Malek\_CJP\_58] Z. Malek and V. Kamberski, *Czechosl. Journ. Phys.* **8**, 416 (1958).
- [McMichael\_PRR\_97] R. D. McMichael and M. J. Donahue, *IEEE Trans. MAG* **33**, 4167 (1997).
- [Ounadjela\_01] K. Ounadjela, I. L. Prejbeanu, L. D. Buda, U. Ebels, M. Hehn, *Spin electronics*, edited by M. Ziese and M. Thornton, Springer Verlag (2001).
- [O'Handley\_00] R. C. O'Handley, *Modern magnetic materials*, Interscience Publication, (2000).
- [Prejbeanu\_IEEE\_01] I. L. Prejbeanu, L. D. Buda, U. Ebels, K. Ounadjela, M. Viret and C. Fermon, *IEEE Trans. Magn* **37**, 2108 (2001).
- [Rühlig\_IEEE\_97] M. Rühlig et al, *IEEE Trans. Magn.* **32**, 4452 (1996).
- [Werndorsfer\_PRL\_96] W. Werndorsfer, B. Doudin, D. Mailly, K. Hasselbach, A. Benoit, J. Meyer, J.-Ph. Ansermet and B. Barbara, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1873 (1996).
- [Whitney\_Science\_93] T. M. Whitney, J. S. Jiang, P. C. Pearson, C. L. Chien *Science* **261**, 457 (1991).
- [Yokoyama\_JAP\_00] Y. Yokoyama, Y. Suzuki, S. Yuasa, K. Ando, K. Shigeto, T. Shinjo, P. Gogol, J. Miltat, A. Thiaville, T. Ono, T. Kawagoe, *J. Appl. Phys.* **87**, 5618 (2000).
-

## Chapitre V :

### **Magnétorésistance de parois de domaines magnétiques: application à l'étude du retournement de l'aimantation des nanofils de cobalt**

---

Dans ce chapitre, des effets magnétorésistifs dépendants de la structure en domaines seront étudiés pour les fils submicroniques de cobalt décrits dans le chapitre IV.

- Dans un premier temps, nous rappellerons brièvement quelques fondements théoriques sur les effets magnétorésistifs conventionnels des matériaux ferromagnétiques (la magnétorésistance anisotrope, la magnétorésistance de Lorentz, l'effet Hall ordinaire, extraordinaire et planaire), ainsi que sur les différents modèles de magnétorésistance de parois présents dans la littérature.
  - Les mesures de magnéto-transport sur les fils de cobalt ( $10\bar{1}0$ ) ont été effectuées dans une géométrie à 4 points, qui permet l'étude simultanée et corrélée des composantes magnétorésistives et d'effet Hall. Le champ magnétique externe sera appliqué suivant trois directions de l'espace: suivant l'axe de facile aimantation ou perpendiculairement à cet axe, les deux dans le plan de l'échantillon ou perpendiculairement à ce plan. Une attention spéciale sera accordée aux légers désalignements entre le champ magnétique appliqué et les axes cristallographiques.
  - Dans le cas des fils perpendiculaires à l'axe de facile aimantation, la modification des dimensions des fils nous permettra de varier le nombre de parois de la configuration micromagnétique à champ nul. Les constriction géométriques définies pour les fils parallèles à l'axe de facile aimantation permettront le piégeage de parois à leur niveau et de déterminer la contribution magnétorésistive d'une paroi tête-bêche.
  - Finalement, les changements du signal magnétorésistif des fils de cobalt seront interprétés dans le contexte des modèles de la magnétorésistance des parois et des effets galvanomagnétiques. La contribution de la magnétorésistance anisotrope des parois sera enlevée en utilisant les configurations micromagnétiques des parois, présentées dans le chapitre IV.
-

## **V. 1. Motivation**

## **V. 2. Description des systèmes étudiés**

## **V. 3. Effets galvanomagnétiques dans les matériaux métalliques**

- V. 3. 1. Tenseur de résistivité électrique
- V. 3. 2. Magnétorésistance
- V. 3. 3. Effet Hall

## **V. 4. Transport électronique dans les matériaux ferromagnétiques**

## **V. 5. Effets galvanomagnétiques dans les matériaux ferromagnétiques**

- V. 5. 1. Loi d'Ohm généralisée pour les matériaux ferromagnétiques
- V. 5. 2. Magnétorésistance anisotrope (AMR)
- V. 5. 3. Effet Hall extraordinaire (EHE)
- V. 5. 4. Effet Hall planaire
- V. 5. 5. Magnétorésistance de parois - résultats et modèles
  - V. 5. 5. 1. Contribution positive des parois
  - V. 5. 5. 2. Contribution négative des parois

## **V. 6. Résultats expérimentaux**

- V. 6. 1. Mesure en 4 points
- V. 6. 2. Variation de la résistivité avec la température

## **V. 7. Fils perpendiculaires à l'axe cristallin de facile aimantation**

- V. 7. 1. Champ appliqué suivant l'axe cristallin de facile aimantation
  - V. 7. 1. 1. Magnétorésistance
  - V. 7. 1. 2. Effet Hall
  - V. 7. 1. 3. Effet d'un désalignement du fil par rapport à l'axe de facile aimantation
  - V. 7. 1. 4. Effet d'une légère désorientation du champ par rapport à l'axe "c"
- V. 7. 2. Champ perpendiculaire planaire
  - V. 7. 2. 1. Magnétorésistance
  - V. 7. 2. 2. Effet Hall
  - V. 7. 2. 3. Effet d'un léger désalignement de la normale au fil par rapport à l'axe facile
- V. 7. 3. Champ perpendiculaire à la couche
  - V. 7. 3. 1. Magnétorésistance
  - V. 7. 3. 2. Effet Hall
- V. 7. 4. Magnétorésistance de parois
  - V. 7. 4. 1. Fils étroits et épais
  - V. 7. 4. 2. Fils larges et minces
  - V. 7. 4. 3. Quantification de la contribution magnétorésistive des parois

## **V. 8. Fils parallèles à l'axe cristallin de facile aimantation**

- V. 8. 1. Champ parallèle à l'axe cristallin de facile aimantation
- V. 8. 2. Champ perpendiculaire planaire
  - V. 8. 2. 1. Magnétorésistance
  - V. 8. 2. 2. Effet Hall
- V. 8. 3. Champ perpendiculaire au substrat
  - V. 8. 3. 1. Magnétorésistance
  - V. 8. 3. 2. Effet Hall
  - V. 8. 3. 3. Optimisation de l'angle entre le champ magnétique externe et les axes cristallographiques
- V. 8. 4. Magnétorésistance de parois
  - V. 8. 4. 1. Champ suivant l'axe facile
  - V. 8. 5. 2. Champ perpendiculaire au plan de la couche

## **V. 9. Conclusions**

## **Références bibliographiques du chapitre V**

---



## V. 1. Motivation

Les études théoriques des propriétés électroniques des parois de domaines ont été stimulées par les expériences de magnéto-transport sur des métaux de transition  $3d$  monocristallins dans les années '60.<sup>[Isin\_PR\_66, Taylor\_PR\_68]</sup> L'application d'un petit champ externe sur l'état multi-domaines enlève les parois de domaines et produit une augmentation de la résistivité d'un ordre de grandeur à  $4 K$ .

Récemment, la découverte de la magnéto-résistance géante<sup>[Baibich\_PRL\_88]</sup> associée à la réorientation des domaines magnétiques des multicouches magnétiques a marqué un regain d'intérêt pour cette problématique. Dans le cas de la configuration de type GMR, l'échange ferromagnétique direct entre les couches ferromagnétiques est détruit au niveau de l'interface avec les couches métalliques non-magnétiques. Les interfaces sont de nature chimique et leur rugosité est presque atomique. Au contraire, à l'intérieur de la paroi, le matériau est homogène chimiquement et l'aimantation varie sur une échelle plus grande, qui est la largeur de la paroi. Entre les deux structures il y a des similarités qui concernent le changement de l'orientation du spin magnétique lors de son passage à travers l'interface magnétique. Ainsi, comme dans le cas de la GMR, le transport dépendant du spin pourrait jouer un rôle important dans la compréhension de la diffusion des électrons sur les parois de domaines.

En plus, le développement des techniques de lithographie a permis la préparation de nanostructures magnétiques de très bonne qualité et un meilleur contrôle de leurs propriétés magnétiques.

Ainsi, les effets des parois de domaines sur le transport électronique dépendant du spin dans des nanostructures magnétiques ont été le sujet d'un grand nombre d'études expérimentales ou théoriques. Actuellement, les mesures magnéto-résistives constituent une alternative aux techniques de microscopie, pour l'étude du comportement magnétique des systèmes submicroniques, qui contiennent une très faible quantité de matière, montrant une bonne sensibilité et une bonne résolution spatiale dans un intervalle large de température et de champs magnétiques.

Deux approches générales peuvent être distinguées dans la littérature.

Tout d'abord, l'utilisation des mesures magnéto-résistives dans des fils pour étudier le processus de nucléation et propagation des parois des domaines.<sup>[Hong\_JMMM\_95, Hong\_PRB\_95]</sup> Les

auteurs ont proposé les mesures de magnétorésistance comme une méthode puissante pour étudier le déplacement d'une paroi magnétique dans un fil ferromagnétique. En regardant la variation en champ magnétique de la résistivité d'un fil de Ni, ils détectent des modifications abruptes de la magnétorésistance qu'ils attribuent à la nucléation et au déplacement d'une paroi magnétique.

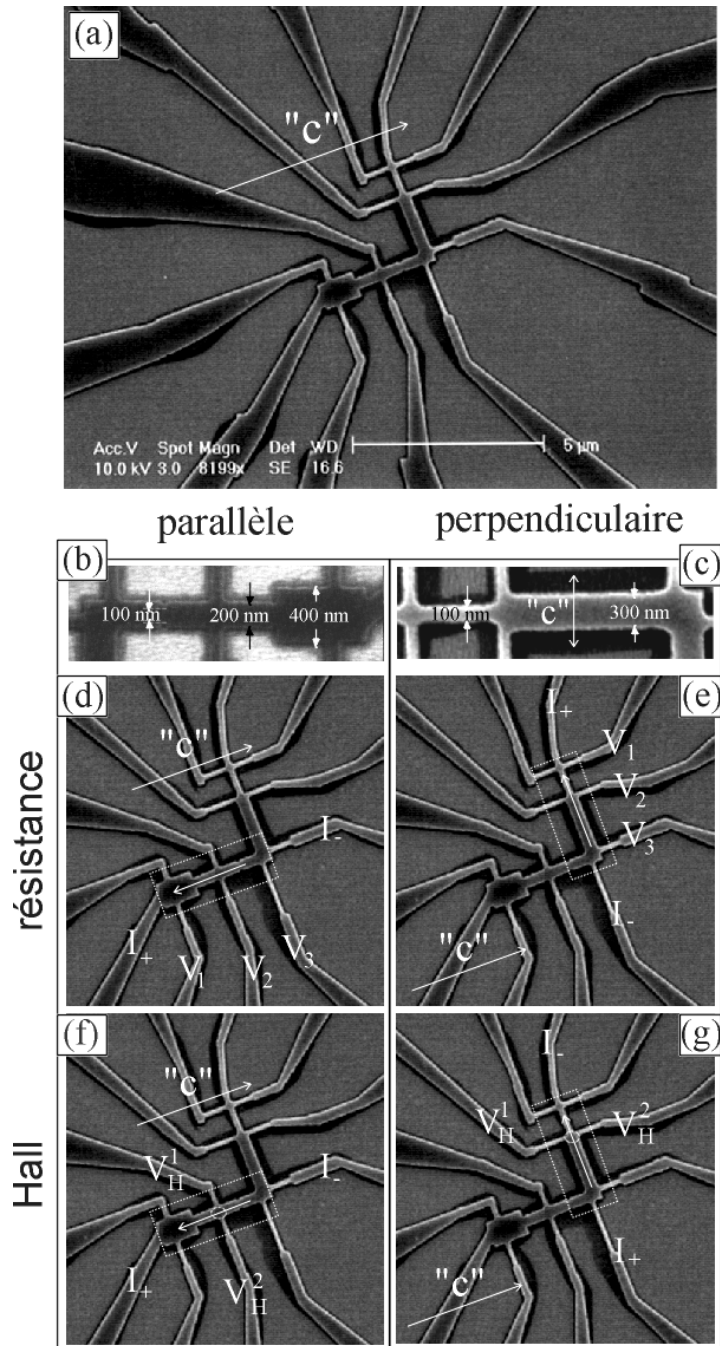
Ensuite, dans des systèmes caractérisés par une structure magnétique en bandes, les expériences ont été focalisées sur la compréhension des mécanismes de diffusion des électrons de conduction au travers d'une paroi de domaine.<sup>[Gregg\_PRL\_96]</sup> Ce type de systèmes est plus adapté pour les mesures magnétorésistives, car la partie active du système (les parois) disposée en série avec des résistances plus grandes (les domaines) est plus grande que dans le cas précédant. Cependant, le fait qu'il faille tenir compte de la densité des parois et donc connaître avec précision la structure micromagnétique de l'échantillon, réduit la précision d'une détermination quantitative de la résistance intrinsèque des parois.

Nous allons nous intéresser aux deux approches en utilisant un système modèle simple, avec une anisotropie uniaxiale bien définie. Il s'agit des fils de cobalt, obtenues par lithographie électronique et gravure ionique sèche à partir des films minces cristallins décrits dans le chapitre **II**. L'orientation des fils soit parallèle, soit perpendiculaire à l'axe de facile aimantation nous permet d'obtenir différentes configurations micromagnétiques (voir chapitre **IV**). Des calculs micromagnétiques nous permettent de connaître la structure intime des parois. Pour pouvoir mieux distinguer la contribution magnétorésistive intrinsèque des parois de domaines, il est nécessaire de connaître le comportement d'autres effets caractéristiques aux matériaux ferromagnétiques.

Dans la suite de ce chapitre, on va tout d'abord décrire les effets galvanomagnétiques spécifiques aux matériaux ferromagnétiques, mais aussi des modèles de la magnétorésistance des parois. Ensuite, le comportement des effets magnétorésistives conventionnels associés à la structure en domaines des fils de cobalt va être étudié pour différentes orientations du champ magnétique externe. Finalement, les contributions magnétorésistives dues aux parois seront présentées et analysées dans le contexte des modèles théoriques existantes dans la littérature.

## V. 2. Description des systèmes étudiés

La structure magnétique utilisée pour les mesures de magnétotransport a été fabriquée par lithographie électronique et gravure ionique sèche à partir des films minces épitaxiés de cobalt, décrits dans le chapitre II. Cette structure contient des segments parallèles et perpendiculaires à l'axe de facile aimantation de la couche de départ (figure V.2-1a). La géométrie de ces segments est détaillée en bas de l'image. La partie parallèle à l'axe "c" (figure V.2-1b) contient deux constrictions, utiles pour le piégeage des parois. La première constriction correspond à une variation de largeur de 400 à 200 nm et la deuxième, de 200 à 100 nm. La partie la plus large a le rôle de réservoir de parois magnétiques.<sup>[Yokohama\_JAP\_00]</sup> Les constrictions seront utilisées pour le piégeage de parois durant le retournement de l'aimantation. La partie perpendiculaire à l'axe "c" (figure V.2-1c) contient deux segments de largeurs différentes (100 et 300 nm). Cela permet de varier la taille des domaines magnétiques et, en conséquence, le nombre de parois de domaines. Tout l'ensemble avec les contacts de



**Figure V. 2-1:** (a) Image MEB d'ensemble de la configuration de mesure. (b) Caractéristiques géométriques de la partie parallèle à l'axe "c". (c) Caractéristiques géométriques de la partie perpendiculaire à l'axe "c". Disposition des contacts de courant et de tension pour les mesures magnétorésistives - (d), (e)- et d'effet Hall - (f), (g)- des deux parties.

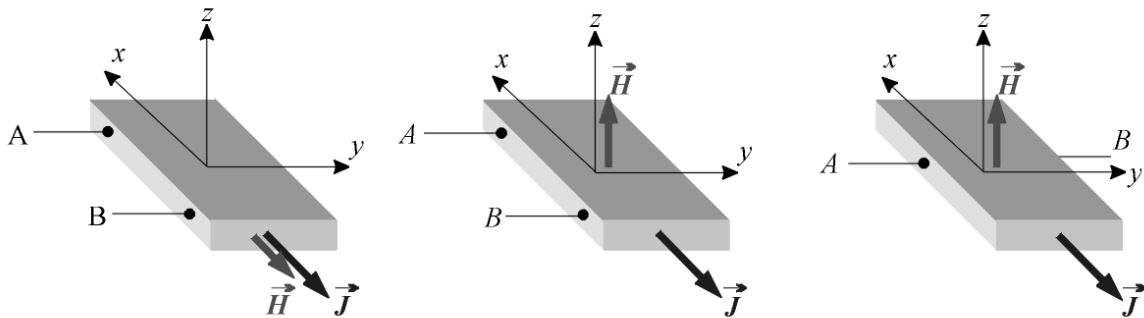
mesure est réalisé en cobalt. La disposition des contacts de 100 *nm* de large permet la mesure simultanée de la magnétorésistance (figure **V.2-1d,e**), mais aussi de l'effet Hall (figure **V.2-1f,g**). Le champ magnétique a été appliqué suivant trois directions de l'espace: dans le plan de l'échantillon, suivant l'axe de facile aimantation ou perpendiculairement à cet axe et perpendiculairement au plan de l'échantillon. Un courant de 0.5 *mA* est établi entre les contacts notés sur la figure par "I" et la tension est mesurée entre les contacts "V". Chaque valeur de tension est la moyennée sur deux mesures consécutives, le courant passant alternativement dans un sens et dans l'autre. Les cycles de magnétorésistance ont été mesurés pour différentes épaisseurs de la structure, à des températures variant de 10 à 300 *K*. Les mesures de magnétorésistance ont été réalisées en utilisant une méthode en "4 points" dans un intervalle de champs magnétiques allant de  $-2.5$  à  $2.5$  *T*. La structure magnétique à champ faible a été visualisée par microscopie à force magnétique.

### V. 3. Effets galvanomagnétiques dans les matériaux métalliques

Le terme d'effets galvanomagnétiques regroupe tous les effets que le champ magnétique ou l'aimantation exerce sur le transport électrique ou thermique. Nous allons détailler dans ce paragraphe seulement les effets qui caractérisent le transport électrique.

L'application simultanée d'un champ magnétique  $\vec{H}$  et d'un champ électrique  $\vec{E}$  sur un matériau métallique va induire un courant électrique de densité  $\vec{J}$ . En fonction de l'orientation relative du champ magnétique externe par rapport à la direction du courant, plusieurs effets peuvent être mesurés entre des contacts idéaux placés dans les points  $A$  et  $B$  du système (figure V.3-1):

- lorsque le champ magnétique et le courant sont parallèles, on mesure la magnétorésistance longitudinale (figure V.3-1a);
- si le champ magnétique est perpendiculaire à la direction du courant, l'effet mesuré suivant la direction du courant est la magnétorésistance transverse (figure V.3-1b);
- lorsque le champ magnétique est perpendiculaire à la direction du courant et l'effet est mesuré perpendiculairement aux deux directions, on mesure l'effet Hall (figure V.3-1c);



**Figure V. 3-1:** Différentes orientations du champ magnétique externe  $\vec{H}$  par rapport à la direction du courant  $\vec{J}$  permettent la mesure de divers effets galvanomagnétiques: (a) magnétorésistance longitudinale; (b) magnétorésistance transverse et (c) effet Hall ordinaire. Des contacts idéaux sont placés dans les points  $A$  et  $B$

### V. 3. 1. Tenseur de résistivité électrique

A température fixée, dans le cas d'un conducteur isotrope, les composantes du vecteur champ électrique  $\vec{E}$  sont reliées aux composantes du vecteur densité de courant électrique  $\vec{J}$  par l'intermédiaire de du tenseur d'ordre 2 de la résistivité électrique,  $\rho_{ij}$  (loi d'Ohm en régime d'équilibre local et non-balistique)

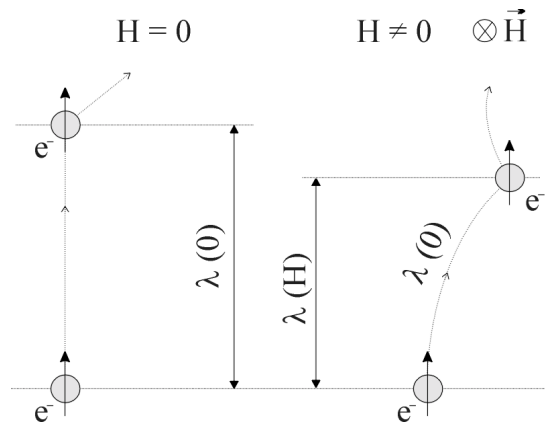
$$E_i = \rho_{ij} J_j \quad (\text{V. 3-1})$$

La forme la plus générale de ce tenseur est:

$$\rho = \begin{vmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & \rho_{xz} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} & \rho_{yz} \\ \rho_{zx} & \rho_{zy} & \rho_{zz} \end{vmatrix} \quad (\text{V. 3-2})$$

### V. 3. 2. Magnétorésistance

Le phénomène de la magnétorésistance est un effet galvanomagnétique défini comme la modification de la résistivité électrique d'un matériau sous l'action d'un champ magnétique externe. Les trajectoires électroniques, mais aussi les énergies des bandes et les probabilités de diffusion dépendantes de l'orientation des spins électroniques, sont modifiées. Les électrons, déviés de la direction du courant à cause de la force de Lorentz, commencent à précesser autour du champ à la fréquence cyclotron. Cet effet allonge leur trajectoire totale par rapport à celle parcourue parallèlement au champ électrique (figure V.3-2). Ainsi, les électrons vont subir plus de collisions avec les impuretés et les phonons de l'échantillon et la magnétorésistance augmente.



**Figure V. 3-2:** Représentation classique du mécanisme de la magnétorésistance. Le libre parcours moyen est indiqué en champ nul (à gauche) et en champ non-nul (à droite). Le temps de relaxation étant identique dans les deux cas, le libre parcours moyen, suivant la direction du courant, est plus petit dans le deuxième cas.

Lorsque le champ électrique  $\vec{E}$  et le champ magnétique  $\vec{H}$  sont appliqués dans la même direction, la partie résistive aditionnelle mesurée est la magnétorésistance longitudinale (figure **V.3-1a**):

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{\rho_{zz}(H) - \rho_{zz}(0)}{\rho_{zz}(0)} \quad (V. 3-3)$$

Dans cette expression,  $\rho(H)$  représente la résistivité électrique du système soumis à l'action d'un champ magnétique  $\vec{H}$ .

Lorsque le champ magnétique  $\vec{H}$  est appliqué perpendiculairement à la direction du champ électrique  $\vec{E}$ , l'effet mesuré est la magnétorésistance transverse (figure **V.3-1b**):

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{\rho_{xx}(H) - \rho_{xx}(0)}{\rho_{xx}(0)} \quad (V. 3-4)$$

Toute théorie de la magnétorésistance doit être en accord avec des résultats expérimentaux qui montrent qu'à basse température:

- a. La résistance augmente généralement lorsqu'on applique un champ magnétique;
- b. En champ faible, la dépendance de la magnétorésistance au champ magnétique externe est en  $H^2$  alors qu'en champ fort, cette dépendance devient linéaire;
- c. La vitesse moyenne parallèle au champ électrique est moins affectée lorsque le champ magnétique et le champ électrique sont parallèles. Ainsi, la magnétorésistance longitudinale est généralement plus faible que la MR transverse.
- d. L'effet est important seulement si le libre parcours moyen des électrons est grand par rapport à l'orbite de son mouvement en champ magnétique. A basse température, à cause de l'augmentation du temps de relaxation, l'anisotropie de la magnétorésistance de Lorentz augmente aussi.

Ces observations expérimentales sont expliquées seulement en partie par les théories existantes à l'heure actuelle, qui négligent dans leur grande majorité la quantification des orbites électroniques dans un champ magnétique. Cette hypothèse est valable seulement lorsque  $\mu_B \mu_0 H \ll k_B T$  ( $\mu_B$  est le magnéton Bohr et  $k_B$  la constante de Boltzmann), inégalité qui n'est plus valable à très basse température et dans des champs magnétiques importants. La quantification des orbites qui apparaît dans ces conditions est responsable du comportement oscillatoire de la magnétorésistance et d'autres propriétés des matériaux métalliques.

La variation de la magnétorésistance avec la température et le champ magnétique est une fonction qui dépend seulement du produit entre le temps de relaxation  $\tau$  et du champ appliqué.<sup>[Kohler\_AP\_38]</sup> Le temps de relaxation étant proportionnel à la conductivité électrique, cette dépendance peut être exprimée comme:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0,T)} = \frac{\rho(H,T) - \rho(0,T)}{\rho(0,T)} = f\left(\frac{H}{\rho(0,T)}\right) \quad (V. 3-5)$$

Dans cette relation,  $f$  est une fonction d'échelle, indépendante de la température, qui dépend pour un métal donné de l'orientation relative entre les champs  $\vec{H}$  et  $\vec{E}$ .<sup>[Ziman\_60]</sup>

### V. 3. 2. 1. Influence de la taille latérale du système sur la magnétorésistance

A la température ambiante, le libre parcours moyen des électrons  $l$  est très petit ( $10^{-7}$  à  $10^{-9}$  m), et la résistivité n'est pas affectée si les tailles latérales sont plus grandes que ces valeurs. Mais, à basse température, le libre parcours moyen peut augmenter considérablement (jusqu'à 0.1 mm) et la résistivité augmente à cause de la diffusion sur la surface.

Dans un fil de diamètre  $d$ , lorsque  $d$  est comparable ou plus petit que le libre parcours moyen  $l$ , la résistance aditionelle peut être considérée, dans un modèle simple, proportionnelle à  $1/d$  (l'ordre de grandeur approximatif du libre parcours moyen à cause de la diffusion sur la surface). Dans cette situation, l'expression de la résistivité électrique devient:

$$\rho = \frac{mv}{ne^2} \left( \frac{1}{l} + \frac{1}{d} \right) \quad (V. 3-6)$$

Lorsqu'un champ magnétique longitudinal fort est appliqué à un conducteur, il va imposer des orbites hélicoïdales aux électrons et va annuler la composante résistive liée à la taille latérale. Un champ magnétique transverse, suffisamment grand va réduire aussi la résistivité vers la valeur du matériau massif, mais la réduction n'est pas complète dans le cas d'un fil parce que la composante de la vitesse, parallèle au champ, ne change pas.

### V. 3. 3. Effet Hall

Un autre effet galvanomagnétique des matériaux métalliques est l'effet Hall ordinaire. Il est caractérisé par l'apparition d'un champ électrique transverse ( $E_H$ ) lorsque le système est soumis à un champ magnétique externe, perpendiculaire à la direction du courant (figure **V.3-1c**). Ce phénomène est dû à la force de Lorentz,  $\vec{f}_L = \mu_0 q(\vec{v} \times \vec{H})$ , qui dévie- les porteurs de



charge électrique suivant la direction  $y$  et produit une accumulation de charges sur les faces latérales de l'échantillon. Le résultat est l'apparition d'une tension de Hall, jusqu'à ce que le champ électrique résultant compense l'action de la force de Lorentz. Cette tension varie linéairement avec le produit  $|\vec{J} \times \vec{H}|$  :

$$E_H = R_H |\vec{J} \times \mu_0 \vec{H}| \quad (V. 3-7)$$

Le coefficient de proportionnalité  $R_H$ , indépendant du champ appliqué, exprime l'intensité de l'effet:

$$R_H = \frac{1}{ne} \quad (V. 3-8)$$

Dans cette expression,  $n$  représente le nombre de porteurs de charges électrique. Dans un métal, à cause d'un nombre important de porteurs du courant électrique, ce coefficient est très petit.

L'effet Hall est souvent décrit par la résistivité Hall, qui s'exprime comme:

$$\rho_H = \frac{E_H}{J_x} = R_H \mu_0 H \quad (V. 3-9)$$

Le champ Hall provient de la partie non-diagonale du tenseur de la résistivité électrique, étant une fonction impaire par rapport au champ magnétique appliqué, la direction du courant et le signe des porteurs de charge:

$$E_H = \frac{1}{2} [E_{yx}(H) - E_{xy}(-H)] \quad (V. 3-10)$$

## V. 4. Transport électronique dans les matériaux ferromagnétiques

Dans le modèle Drude des électrons libres, la résistivité électrique peut s'exprimer comme:

$$\frac{1}{\rho} = \sigma = \frac{ne^2 l}{m_{eff} v_F} \quad (V. 4-1)$$

Dans cette expression,  $n$  représente la concentration des porteurs de charge électrique,  $e$  est la charge des électrons,  $l$  est le libre parcours moyen,  $v_F$  la vitesse de Fermi, alors que  $m_{eff}$  représente la masse effective des porteurs de charge, proportionnelle à la courbature de la

bande énergétique:  $m_{eff} \propto \left[ \frac{\partial^2 E(k)}{\partial k^2} \right]^{-1}$ . Les métaux ferromagnétiques sont caractérisés par des

bandes polarisées en spin au niveau de Fermi. La présence des états de type  $d$  au voisinage de la surface de Fermi conduit à une hybridation avec des états  $s$  paraboliques ( $E(k) \propto k^2$ ), et la masse effective des électrons de conduction augmente. Dans ces conditions, un électron de conduction  $s$  peut être diffusé vers un des deux états ( $s$  ou  $d$ ), la résistivité étant proportionnelle à la probabilité de diffusion et, en conséquence, à la densité d'états au niveau de Fermi pour la bande accueillante [Ziman\_60]:

$$\Gamma_{s \rightarrow s} \propto N_s \quad (V. 4-2)$$

$$\Gamma_{s \rightarrow d} \propto N_d \quad (V. 4-3)$$

$\Gamma_{s \rightarrow s/d}$  représente la probabilité de diffusion d'un électron de conduction vers un état  $s/d$ , alors que  $N_{s/d}$  est la densité d'électrons de type  $s/d$  au niveau de Fermi. Etant donné que la densité d'états des électrons de type  $d$  est beaucoup plus grande que celle des électrons  $s$ , la probabilité d'être diffusé vers un état  $d$  (de masse effective grande) est beaucoup plus élevée. Ainsi la résistance des métaux de transition est plus grande que celle des métaux nobles, dont les bandes  $d$  sont pleines à 1 eV en dessous du niveau de Fermi.

### Modèle à deux courants de conduction

L'augmentation de résistance des matériaux ferromagnétiques a été expliquée par un modèle qui considère deux canaux de conduction des électrons, correspondants au transport des électrons polarisés " $\uparrow$ " et " $\downarrow$ ". [Mott\_PRS\_36] Au niveau de Fermi ce sont seulement les bandes de type  $d$  qui sont polarisées. En effet, en dessous de la température d'ordre des matériaux

ferromagnétiques, la population des bandes  $d$  dépend de leur polarisation par rapport à l'aimantation locale et, au niveau de Fermi:

$$N(d_{\uparrow}) \neq N(d_{\downarrow}) \quad (V. 4-4)$$

Dans l'inégalité,  $d_{\uparrow/\downarrow}$  représente les électrons de type  $d$  polarisés parallèlement et antiparallèlement à l'aimantation. Les sous-bandes de type  $s$  ont une contribution beaucoup plus importante à la conduction que les sous-bandes de type  $d$  à cause de leur masse effective plus petite. Etant donné que la majorité des processus de diffusion conserve le spin, les électrons " $\uparrow$ "  $s$  vont diffuser dans un spin " $\uparrow$ "  $s$  parce que la bande " $\uparrow$ "  $d$  est pleine. Au contraire, les électrons " $\downarrow$ "  $s$  peuvent diffuser vers un état " $\downarrow$ "  $d$ . En plus, cette bande ayant une densité d'états plus importante au niveau de Fermi, ce taux de transfert est plus grand. En conclusion, la différence de population au niveau de Fermi des sous-bandes de type  $d$  induit une diffusion plus grande de l'un des deux canaux.

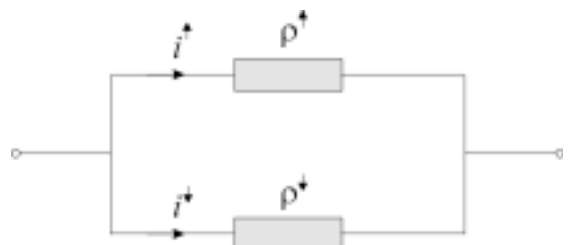
L'expression de la résistivité électrique totale à la température ambiante s'écrit [Fert\_PRL\_68, Fert\_JPC\_69].

$$\rho(\text{haute } T) = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}} \quad (V. 4-5)$$

$\rho_{\uparrow\downarrow}$  représente un terme additionnel induit par un processus nommé "spin-flip", qui mélange les deux états de spin. Les résistivités des deux canaux de conduction ( $\rho_i = \frac{m}{ne^2\tau_i}$ ;  $i = \uparrow, \downarrow$ ) ne sont pas égales à cause des différences existantes entre les densités d'états des deux sous-bandes. Un paramètre utilisé souvent est l'asymétrie de spin ( $\alpha = \frac{\rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow}}$ ). Le mélange des deux canaux tend d'égaliser les résistivités. Cela produit l'augmentation de la résistivité nette. Pour une grande partie des matériaux magnétiques,  $\alpha \ll 1$  à cause du fait qu'au niveau de Fermi, les états localisés de type  $d$  apparaissent seulement dans la bande des spins minoritaires. A une température très élevée, où le mélange est prédominant, la résistivité devient:

$$\rho(\text{haute}; \rho_{\uparrow\downarrow} \gg \rho_{\uparrow}, \rho_{\downarrow}) \rightarrow \frac{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}}{4} \quad (V. 4-6)$$

A très basse température, les procès de "spin-flip" peuvent être négligés parce que les ondes de spin, qui mélange les deux états, sont peu excitées. Dans ces conditions, les porteurs de charge avec des spins opposés peuvent être



**Figure V. 4-1:** Circuit équivalent des résistivités dans le modèle à deux courants

considérés comme deux voies parallèles par où la conduction peut avoir lieu. La résistivité totale est la somme des deux résistivités en parallèle (figure **V.4-1**):

$$\rho(\text{basse } T) = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}} \quad (\text{V. 4-7})$$

La résistivité à haute température est toujours plus grande lorsque  $\alpha \neq 1$ .

A très basse température, la résistivité électrique tend vers une valeur constante, la résistivité résiduelle  $\rho_0$ . Cette résistivité résiduelle est déterminée par la présence des impuretés, des défauts et des contraintes du réseau cristallin. D'une manière générale, la résistivité mesurée peut être décomposée en un terme indépendant de la température, la résistivité résiduelle et une autre composante qui augmente avec la température:

$$\rho_T = \rho_0 + \rho_{iT} \quad (\text{V. 4-8})$$

Dans une première approximation, la composante thermique de la résistivité est linéaire à température ambiante tandis qu'à basse température elle varie comme une loi de type puissance:

$$\rho_{iT} = aT^n \quad (\text{V. 4-9})$$

Les excitations de basse énergie dans les ferromagnétiques (appelées magnons) sont responsables de la réduction de l'aimantation lorsque la température augmente. Ces magnons correspondent à l'écartement du spin des électrons responsables du magnétisme de la direction moyenne de l'aimantation. Du point de vue classique, il y a une composante transverse de l'aimantation qui apparaît. Cette composante se comporte d'un atome à l'autre comme une onde de spin. Les magnons peuvent interagir avec les électrons de conduction et au travers des collisions avec spin-flip, ils ont tendance à mélanger les deux canaux de conduction. Ainsi, ils contribuent à l'augmentation de la résistivité avec la température.

## V. 5. Effets galvanomagnétiques dans les matériaux ferromagnétiques

Nous avons constaté dans les paragraphes précédents que, dans le cas des matériaux non-magnétiques, l'application d'un champ magnétique perpendiculaire à la direction du courant peut altérer la résistivité longitudinale et induire aussi une tension Hall dans une direction orthogonale au courant et au champ magnétique. Ces effets représentent des conséquences de l'action de la force classique de Lorentz sur les porteurs de charge électrique. Dans le cas des matériaux non-magnétiques, ces effets sont appelés "ordinaires" pour les différencier des effets plus importants, nommés "extraordinaires", observés pour les matériaux ferromagnétiques. La différence provient du fait que, dans le cas des matériaux ferromagnétiques, c'est le champ magnétique interne  $\vec{B} = \mu_0 [\vec{H} + (1 - D)\vec{M}]$  qui agit au niveau des porteurs de charge <sup>[Anderson\_PRL\_63, Kittel\_PRL\_63]</sup> ( $D$  représente le facteur du champ démagnétisant). Le mécanisme qui réalise le couplage entre ce champ magnétique interne et le courant électrique est l'interaction spin-orbite entre la trajectoire de l'électron (orbite) et l'aimantation (spin). Ainsi, si les effets ordinaires pouvaient être expliqués par voie classique, les effets extraordinaires ont une origine quantique. Autrement dit, les effets galvanomagnétiques ordinaires sont reliés macroscopiquement à la densité de flux magnétique  $\mu_0 \vec{H}$ , alors que les effets extraordinaires dépendent microscopiquement de la densité de flux  $\mu_0 \vec{M}$ . Les expressions correspondantes à l'effet Hall extraordinaire et à la magnétorésistance des matériaux ferromagnétiques s'écrivent en remplaçant  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  par  $\mu_0 \vec{M}$  dans les relations déjà déduites dans le cas des effets ordinaires.

### V. 5. 1. Loi d'Ohm généralisée pour les matériaux ferromagnétiques

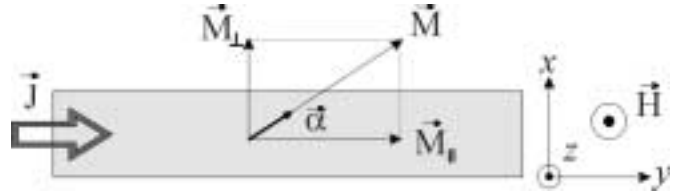
Tous les effets galvanomagnétiques ordinaires et extraordinaires peuvent être synthétisés en utilisant un modèle phénoménologique qui tient compte de leurs propriétés de symétrie. Ainsi, en présence d'un champ magnétique orienté suivant la direction  $z$  (figure **V.5-1**), la symétrie du problème <sup>[Birss\_64, Hurd\_AP\_74]</sup> permet d'écrire le tenseur de la résistivité électrique sous forme matricielle:

$$\rho(B) = \begin{pmatrix} \rho_{perp}(B) & -\rho_H(B) & 0 \\ \rho_H(B) & \rho_{perp}(B) & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{para}(B) \end{pmatrix} \quad (V. 5-1)$$

Avec ces hypothèses, la loi d'Ohm ( $\vec{E} = \rho \vec{J}$ ) devient:

$$\vec{E} = \rho_{perp}(B) \cdot \vec{J} + [\rho_{para}(B) - \rho_{perp}(B)] (\vec{\alpha} \cdot \vec{J}) \vec{\alpha} + \rho_H(B) (\vec{\alpha} \times \vec{J}) + \rho_{paroi}(B) \vec{J} \quad (V. 5-2)$$

où  $\vec{\alpha}$  représente le vecteur unitaire selon l'aimantation. Le premier terme  $\rho_{perp}(B) \cdot \vec{J}$  représente la contribution de la magnétorésistance transverse. La projection du deuxième terme  $[\rho_{para}(B) - \rho_{perp}(B)] (\vec{\alpha} \cdot \vec{J}) \vec{\alpha}$  suivant la direction de l'aimantation représente la magnétorésistance anisotrope, alors que sa projection suivant une direction perpendiculaire aux lignes de courant donne l'effet Hall planaire. Le troisième terme  $\rho_H(B) (\vec{\alpha} \times \vec{J})$  contient les composantes d'effet Hall, ordinaire et extraordinaire. La dernière contribution  $\rho_{paroi}(B) \vec{J}$  provient de la diffusion des électrons de conduction à travers les parois de domaines. Tous ces termes seront détaillés dans la suite du paragraphe.



**Figure V. 5-1:** Schématisation de l'orientation des vecteurs utilisés dans la loi d'Ohm

D'autres processus qui contribuent à la résistivité des matériaux ferromagnétiques, comme la diffusion sur les impuretés, les collisions électron-électron et électron-magnon ne font pas l'objet de notre étude. La diffusion sur des impuretés est importante seulement dans les alliages, alors que les interactions électron-électron ne sont observables qu'à basse température ( $< 10 K$ ) et elles ne peuvent pas expliquer les variations de la résistivité à plus grande température pour les matériaux ferromagnétiques. <sup>[Bourquard\_PL\_68]</sup>

## V. 5. 2. Magnétorésistance anisotrope (AMR)

La loi de Kohler pourrait être généralisée dans le cas d'un matériau ferromagnétique:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \propto a \left( \frac{H}{\rho} \right)^2 + b \left( \frac{M}{\rho} \right)^2 \quad (V. 5-3)$$

Le premier terme décrit la magnétorésistance ordinaire, alors que le deuxième représente la magnétorésistance spontanée (anisotrope).

L'effet de la magnétorésistance anisotrope consiste dans la différence locale de résistivité d'un matériau magnétique suivant que le courant circule parallèlement ( $\rho_{par}$ ) ou perpendiculairement ( $\rho_{perp}$ ) à l'aimantation locale.<sup>[McGuire\_IEEE\_75]</sup> Cette modification est attribuée à la diffusion anisotrope des électrons, dont la probabilité est dépendante de la direction du moment magnétique, soit de la forme des orbitales atomiques. L'effet est dû au couplage spin-orbite et au splitting des bandes de type  $d$  des matériaux ferromagnétiques.

Dans un système cristallin, la magnétorésistance anisotrope dépend des orientations relatives de l'aimantation par rapport au courant et aux directions cristallographiques (annexe **A.V-1**).

Si  $\theta$  représente l'angle entre les vecteurs  $\vec{M}$  et  $\vec{J}$ , la résistivité électrique  $\rho = \frac{\vec{E} \cdot \vec{J}}{|\vec{J}|^2}$  s'écrit:

$$\rho(\theta) = \rho_{perp} + (\rho_{par} - \rho_{perp}) \cos^2 \theta \quad (V. 5-4)$$

ou

$$\rho(\theta) = \frac{1}{3}(\rho_{par} + 2\rho_{perp}) + (\rho_{par} - \rho_{perp}) \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) \quad (V. 5-5)$$

La magnétorésistance anisotrope est définie, comme:

$$AMR = \frac{\Delta\rho}{\rho} \quad (V. 5-6)$$

où

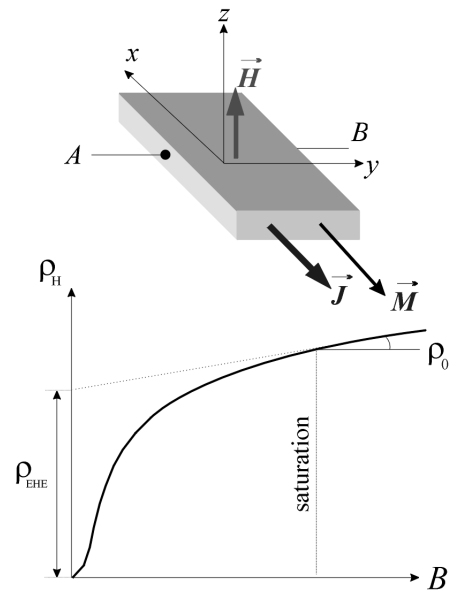
$$\bar{\rho} = \frac{1}{3}(\rho_{par} + 2\rho_{perp}) \quad (V. 5-7)$$

### V. 5. 3. Effet Hall extraordinaire (EHE)

Dans le cas des matériaux ferromagnétiques, la résistivité Hall devient:

$$\rho_H = \frac{E_H}{J} = R_0 H + 4\pi R_{EHE} M \quad (V. 5-8)$$

Dans cette expression,  $R_0$  représente le coefficient Hall ordinaire, alors que  $R_{EHE}$  est le coefficient Hall extraordinaire. Ces deux contributions peuvent être additionnées à cause de leur symétrie identique par rapport au champ magnétique externe. Par rapport aux



**Figure V. 5-2:** Dépendance typique de la résistivité Hall d'un matériau ferromagnétique en fonction du champ interne  $B$

matériaux non-magnétiques, des différences apparaissent essentiellement à des champs extérieurs faibles, où la variation n'est plus linéaire (figure V.5-2). En effet, le terme extraordinaire est dominant jusqu'à la saturation, où il devient constant. La résistivité Hall extraordinaire est obtenue en extrapolant la résistivité Hall à haut champ, à champ nul, alors que l'effet Hall ordinaire est responsable de la pente observée à haut champ.

Le coefficient Hall extraordinaire  $R_{EHE}$  augmente rapidement avec la température jusqu'à une valeur maximale, autour de la température de Curie.

#### V. 5. 4. Effet Hall planaire

L'effet effet Hall planaire est relié à la différence entre les résistivités électriques mesurées suivant et perpendiculairement à l'aimantation  $\vec{M}$  :  $\rho_{par} \neq \rho_{perp}$ . Si l'aimantation fait un angle  $\theta$  avec la direction du courant, la différence entre les deux résistivités fait que les vecteurs  $\vec{E}$  et  $\vec{j}$  ne sont plus parallèles. Lorsque le champ magnétique externe  $\vec{H}$  est appliqué dans le plan  $xy$  (schématique de la figure V.5-2), et non plus perpendiculairement au plan, comme dans une géométrie Hall normale, une composante du champ électrique perpendiculaire à la direction du courant est induite entre les contacts  $A-B$ :

$$E_{pl} = J(\rho_{par} - \rho_{perp}) \sin \theta \cos \theta \quad (V. 5-9)$$

Il faut préciser que le terme d'effet Hall n'est pas très approprié pour décrire ce phénomène parce il s'agit d'une fonction paire en  $\vec{H}$ , qui ne change pas son signe lorsque le champ magnétique est inversé.

#### V. 5. 5. Magnétorésistance de parois - résultats et modèles

Le premier modèle théorique a essayé d'expliquer l'effet magnétorésistif des parois en considérant la réflexion des électrons de conduction sur le potentiel effectif créé par la rotation de l'aimantation à l'intérieur d'une paroi. <sup>[Cabrera\_PSSB\_74]</sup> En utilisant le modèle des électrons libres, les auteurs déterminent que la probabilité de réflexion dépend du rapport entre la largeur de la paroi  $\delta_{paroi}$  et la longueur d'onde de Fermi  $\lambda_F$ , étant proportionnelle à  $e^{-\delta_{paroi}/\lambda_F}$ . Cette exponentielle est négligeable dans les métaux, où  $\lambda_F \cong 0.1nm$  et les largeurs de parois se situent au-dessus de 10 nm.



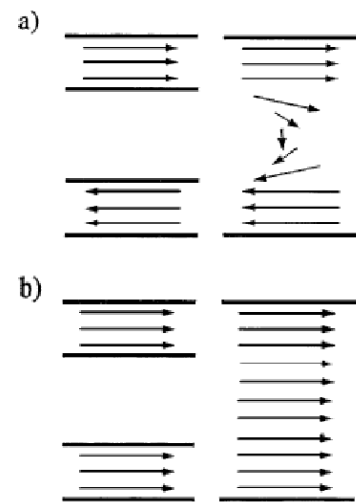
Les ingrédients de base des modèles actuels sont les potentiels dépendants de spin et les temps de relaxation différents des spins majoritaires,  $\uparrow$ , et minoritaires,  $\downarrow$ . Ces paramètres amplifient considérablement l'effet de la paroi obtenu lorsqu'on considère la réflexion simple sur la paroi.

Des résultats contradictoires persistent encore dans la littérature, en particulier sur le signe (soit positif, soit négatif) de la contribution des parois de domaines sur la magnétorésistance.

### V. 5. 5. 1. Contribution positive des parois

Gregg et al <sup>[Gregg\_PRL\_96]</sup> ont montré que la formation, dans les films minces de cobalt à anisotropie perpendiculaire d'une structure magnétique en bandes, séparées par des parois de domaines, induit une augmentation de la résistance. Les auteurs ont fait une analogie entre la configuration de type CPP-GMR (courant perpendiculaire au plan) et la configuration des domaines magnétiques en bandes parallèles, où la couche non-magnétique est remplacée par la paroi de domaine (figure V.5-3). D'autres auteurs <sup>[Ruediger\_PRB\_99, Kent\_JAP\_99]</sup>, reconsidèrent ces résultats en utilisant des simulations micromagnétiques pour déterminer la structure exacte des parois. Ils concluent que la contribution positive des parois est due essentiellement à la magnétorésistance anisotrope des composantes Néel des parois, et ne sont donc pas associées à la diffusion au travers de la paroi. Ainsi, il est important de connaître en détail la structure des domaines au voisinage des bords des nanostructures magnétiques. Dans le cas d'une couche mince, il est possible d'éliminer la contribution de la magnétorésistance anisotrope des parois en faisant la somme des résistances mesurées à  $0^\circ$  et à  $90^\circ$  par rapport à la direction d'un champ magnétique externe, appliqué dans le plan de l'échantillon. <sup>[Viret\_PRB\_96]</sup>

Cependant, dans le cas général d'un monocristal, ces contributions ne peuvent être déterminées précisément que par des mesures suivant les trois directions de l'espace. Une approche utilisée pour réduire l'influence de la magnétorésistance anisotrope de la paroi est l'utilisation des systèmes ferromagnétiques avec une anisotropie importante et un facteur de qualité  $Q$  supérieur à 1. Par exemple, dans le cas d'une couche de FePd, le facteur  $Q$  est deux fois plus grand que celui de Co, ce qui permet de diminuer considérablement la taille des



**Figure V. 5-3:** Représentation schématique de la similarité entre une paroi de domaine et une configuration de type CPP-GMR <sup>[Gregg\_PRL\_96]</sup>

parties Néel des parois. Les mesures magnétorésistives effectuées sur ces couches minces indiquent une contribution positive de la paroi qui augmente lorsqu'on diminue la température. <sup>[Ravelosona\_PRB\_99]</sup>

Le modèle introduit par Viret et al <sup>[Viret\_PRB\_96]</sup> explique l'effet magnétorésistif des parois par l'existence d'un angle moyen non nul entre le spin des électrons de conduction et le moment magnétique local lors de la traversée des parois. Cet angle peut être estimé en prenant en compte la précession de Larmor des spins électroniques de conduction autour du champ d'échange interne, à l'intérieur de la paroi. La faible non-adiabaticité du spin de l'électron lorsqu'il traverse la paroi, induit un mélange des états propres de conduction  $\uparrow$  et  $\downarrow$  qui augmente la résistance.

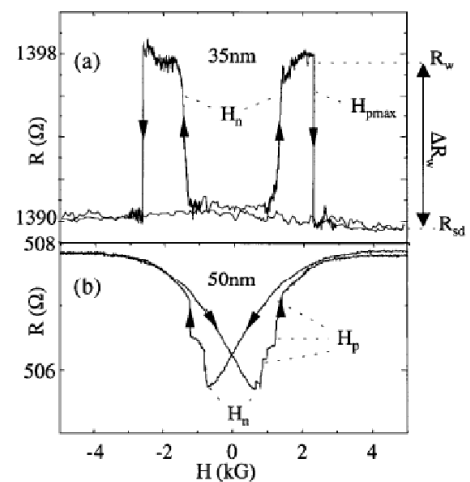
Le modèle a été développé ultérieurement, dans un formalisme semi-classique <sup>[Levy\_PRL\_97]</sup>, qui considère un hamiltonien similaire à celui utilisé dans le modèle des deux canaux de conduction de la magnétorésistance géante. Le mélange des deux canaux de courant élimine le court circuit dû au canal le moins résistif et augmente la résistivité dans la région de la paroi. Les auteurs ont déterminé les variations de la résistivité pour des courants électriques parallèles ( $R_{CIW}$ ) et perpendiculaires à la paroi de domaine ( $R_{CPW}$ ):

$$R_{CIW} = \frac{\rho_{CIW} - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\xi^2 (\rho_0^\uparrow - \rho_0^\downarrow)^2}{2 \rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow} \quad (V. 5-10)$$

$$R_{CPW} = \frac{\rho_{PIW} - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\xi^2 (\rho_0^\uparrow - \rho_0^\downarrow)^2}{5 \rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow} \left( 3 + \frac{10 \sqrt{\rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow}}{\rho_0^\uparrow + \rho_0^\downarrow} \right) \quad (V. 5-11)$$

Dans ces expressions, le paramètre  $\xi = \frac{\hbar v_F}{J\delta}$  représente la mesure de la non-adiabaticité ( $J$  – énergie d'échange interne,  $v_F$  – vitesse de Fermi). En termes physiques, il est le rapport entre le temps de précession de l'électron dans le champ d'échange interne et le temps nécessaire pour un passage balistique à travers la paroi. Dans le cas d'un passage adiabatique au travers la paroi,  $\xi = 0$ . Parce que la réflexion intrinsèque des électrons est petite en comparaison avec les effets de type CPP-GMR, les effets d'accumulation de spin ne sont pas considérés dans le cadre du modèle. Il faut remarquer que la réduction de la largeur de la paroi contribue à l'augmentation des effets magnétorésistifs, mais les expressions ne sont plus valables dans la limite des parois très étroites, à l'échelle atomique. Dans cette limite, les effets sont drastiquement amplifiés. <sup>[Bruno\_PRL\_99]</sup>

Des mesures effectuées sur des fils de cobalt très étroits (35 nm de diamètre) montrent des effets très importants des parois de type tête-bêche (figure V.5-4) [Ebels\_PRL\_00] En tenant compte de la dilution de l'effet déterminée par la distance entre les contacts de mesure, les auteurs estiment des valeurs de la magnétorésistance des parois de l'ordre de 100-600 %, en désaccord clair avec les modèles existants. Pour obtenir un tel effet, la largeur de la paroi devrait être très inférieure aux 15 nm, largeur caractéristique d'une paroi du Co massif. Les auteurs attribuent les résultats obtenus à l'effet d'accumulation de spin, qui est à l'origine de la magnétorésistance géante dans des multicouches en géométrie CPP. La caractéristique essentielle de ces structures est le fait que la largeur de la barrière non magnétique est plus petite que la longueur de diffusion de spin. Une explication possible de l'effet pourrait être soit le piégeage de la paroi sur une nano-constriction très étroite, entre deux limites de grains du fil électrodéposé, soit la formation d'une paroi qui présente une singularité magnétique, favorisé par la symétrie circulaire. En effet, ces singularités pourraient disperser fortement les électrons. La modification de comportement du cycle de magnétorésistance observée pour les fils de diamètres plus importants (50 nm) est due à une réorientation de l'axe de facile aimantation d'une orientation suivant l'axe du fil vers une direction inclinée.



**Figure V. 5-4:** Cycle de magnétorésistance à 77 K pour un fil électrodéposé de Co de 35 nm (a) et de 50 nm (b) de diamètre.  $H_n$  et  $H_p$  indiquent les champs de nucléation et piégeage de parois [Ebels\_PRL\_00]

Des résultats très récents indiquent des effets très grands de la magnétorésistance des nanoconstrictions ferromagnétiques. [Garcia\_PRL\_99] Ces résultats ont été interprétés en termes de diffusion des électrons au niveau de parois piégées dans la constriction à l'échelle atomique. [Tatara\_PRL\_99, Garcia\_PRL\_00] A cette échelle, c'est la taille géométrique de la constriction qui gouverne la largeur de la paroi. [Bruno\_PRL\_99]

### V. 5. 5. 2. Contribution négative des parois

Des mesures de magnétorésistance à basse température sur des fils submicroniques polycristallins de Ni [Hong\_JMMM\_98], Co [Otani\_IEEE\_98] ou Fe [Otani\_MRS\_98] ont indiqué que les processus de nucléation et propagation des parois génèrent des sauts discontinus et les parois

contribuent à une augmentation de la conductivité électrique. La résistance diminue brusquement lors de la nucléation de la paroi, mais revient rapidement à la valeur précédente, une fois l'aimantation renversée. Cela implique une contribution négative des parois sur la magnétorésistance.

L'effet négatif d'une paroi a été interprété théoriquement en utilisant la théorie de la réponse linéaire, où la décohérence des électrons faiblement localisés joue un rôle important.<sup>[Tatara\_PRL\_97]</sup> La nucléation des parois de domaines détruit la cohérence des fonctions d'onde des électrons responsables de la localisation faible à basse température et augmente ainsi la conductivité électrique. En effet, à basse température, lorsqu'un électron est diffusé par les impuretés, il y a une probabilité non-nulle que cet électron, après un certain nombre de diffusions, revienne sur lui-même en interférant destructivement. Ce phénomène est appelé localisation faible, parce qu'il se rapproche de la localisation par le fait que la particule se trouve comme piégée sur son site, induisant ainsi une augmentation de la résistivité. Les auteurs trouvent que la variation de l'orientation de l'aimantation à l'intérieur de la paroi impose que les déphasages successifs ne s'ajoutent pas de manière cohérente. Ainsi la résistance est diminuée en présence d'une paroi, mais l'amplitude de l'effet est très petit (environ 0.001 %). L'effet devrait aussi n'être observable qu'à très basse température et dans des échantillons avec beaucoup de défauts. Dans le modèle, les auteurs n'ont pas pris en compte l'asymétrie de spin.

Des études détaillées de la magnétorésistance à basse température des fils épitaxiés de Fe<sup>[Rudiger\_PRL\_98, Kim\_JMMM\_98]</sup>, d'une structure de domaines magnétiques en bandes périodiques, ont identifié aussi une contribution négative des parois à une température inférieure à 80 K. Cependant, cette température est beaucoup plus grande que la température critique prédite par le modèle théorique de Tatara (autour de 10 K pour les conditions expérimentales utilisées) et, en plus, la qualité des couches épitaxiées de Fe est excellente. Les auteurs estiment que les trajectoires des électrons dans un champ interne alternant au voisinage d'une paroi pourraient supprimer la diffusion sur la surface et augmenter, en conséquence la conductivité.

Des modèles semi-classiques concluent que le signe de l'effet magnétorésistif des parois peut varier.<sup>[Gorkom\_PRL\_99]</sup> L'idée principale de leur modèle est le fait que le champ d'échange à l'intérieur de la paroi est affaibli par l'alignement non-colinéaire des spins ( $J \rightarrow J \cos \theta$ , où  $\theta$  est l'angle entre deux moments magnétiques adjacents). Cela génère une redistribution des électrons entre les bandes de spins minoritaires et majoritaires. En fonction des temps relatifs

de relaxation des bandes, cette redistribution peut produire soit un effet positif, soit un effet négatif, d'une amplitude similaire à celle obtenue par les modèles basés sur la diffusion de spin.

En conclusion, les résultats existants dans la littérature sont contradictoires et la situation assez confuse. La contribution d'une paroi aux effets magnéto-résistifs n'est pas encore totalement élucidée, et l'utilisation des systèmes modèles avec une configuration micromagnétique bien établie est requise.

Même dans ces conditions, il faut interpréter les données avec beaucoup de précaution, parce qu'il faut différencier entre les différentes contributions magnéto-résistives possibles, comme la magnéto-résistance anisotrope, la magnéto-résistance de Lorentz ou la magnéto-résistance des parois. En effet, dans certains papiers la contribution magnéto-résistive des contacts ferromagnétiques ou les faibles désalignements du champ magnétique ou du fil par rapport aux axes cristallographiques n'ont pas été considérés. Les auteurs ont attribué aux parois, différents sauts observés dans les cycles MR, des sauts qui peuvent être expliqués par des modifications de la magnéto-résistance anisotrope ou de Lorentz.

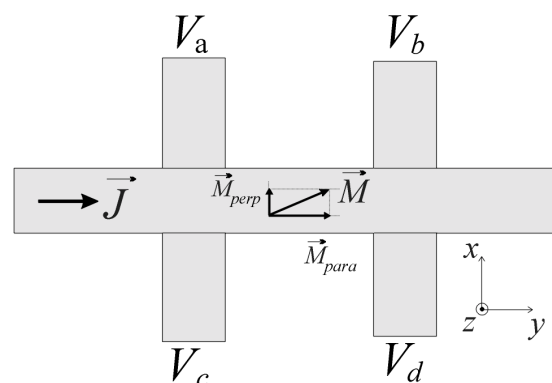
## V. 6. Résultats expérimentaux

La contribution des parois de domaines à la magnétorésistance peut être masquée par les effets MR associés à la configuration ferromagnétique des domaines. Afin de comprendre et quantifier la composante résistive des parois, il faut connaître et séparer l'influence de tous ces effets. Tout d'abord, nous allons présenter comment la forme du cycle magnétorésistif varie avec l'orientation relative entre le champ magnétique externe, l'axe de facile aimantation et l'axe du fil et avec la température de mesure. Les cas des fils perpendiculaires et parallèles à l'axe "c" seront traités séparément. Ensuite, nous allons présenter des cycles de magnétorésistance qui mettent en évidence la présence des parois de domaines et le signal des parois va être analysé et comparé avec les modèles existants dans la littérature.

Dans le cas des mesures de magnétorésistance (MR), la variation du signal sera exprimée par la résistivité électrique, pour avoir une systématique des résultats obtenus pour différentes dimensions des fils. Lors de l'interprétation des signaux dus aux parois, nous allons utiliser la variation de la résistance. Les mesures d'effet Hall, ainsi que les valeurs de la magnétorésistance vont être exprimées directement en ohm, parce qu'on ne peut pas connaître avec précision les dimensions de la région mesurée suivant la direction du courant. Un faible offset résistif est systématiquement observé dans les mesures d'effet Hall et correspond à un léger désalignement entre les contacts utilisés.

### V. 6. 1. Mesure en 4 points

Toutes les composantes du tenseur résistivité d'un conducteur peuvent être déterminées par une mesure en 4 points.<sup>[Pauw\_PRR\_58]</sup> Les détails de la technique de mesure utilisée ont été présentés dans le premier chapitre. La résistivité longitudinale (soit parallèle, soit perpendiculaire à l'aimantation) est déterminée par des mesures entre  $V_a$  et  $V_b$ , et entre  $V_c$  et  $V_d$  (figure V.6-1). L'effet Hall se traduit par l'apparition d'une tension aux



**Figure V. 6-1:** Mesure de magnétorésistance en 4 points. Elle permet de déterminer toutes les contributions magnétorésistives et d'effet Hall du segment considéré

bornes de deux contacts transverses aux lignes de courant: entre les contacts  $V_a$  et  $V_c$  et entre les contacts  $V_b$  et  $V_d$ . Le signal magnétorésistif effectif mesuré peut être écrit:

$$\Delta V = (V_b - V_a) + \frac{1}{2}(\Delta V_{H1} - \Delta V_{H2}) \quad (\text{V. 6-1})$$

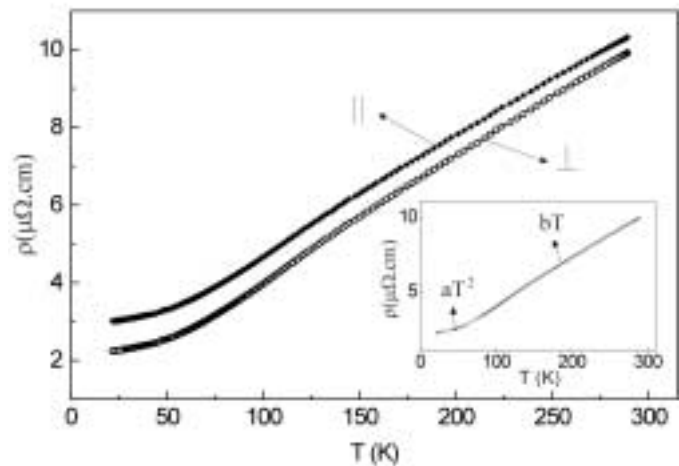
Lorsque les champs de retournement de l'aimantation des deux contacts ferromagnétiques sont différents, une des deux variations Hall change de signe avant l'autre, ce qui va générer l'apparition d'un double saut qui se superpose aux mesures magnétorésistives.

### V. 6. 2. Variation de la résistivité avec la température

Une courbe représentative de variation de la résistivité électrique des fils avec la température, est présentée sur la figure V.6-2. A des températures élevées, la résistivité varie linéairement, alors que la variation devient parabolique à basse température. La variation en  $T^2$  a été attribuée aux interactions électron-électron et à la diffusion des électrons sur les magnons. Les valeurs obtenues pour les facteurs de proportionnalité,  $b \cong 3 \times 10^{-2} \mu\Omega.cm.K^{-1}$  et  $a \cong 4 \times 10^{-4} \mu\Omega.cm.K^{-2}$  sont en accord avec les valeurs observées en général pour les métaux ferromagnétiques.<sup>[Campbell\_82]</sup> Le rapport entre les valeurs de la résistivité des fils à la température ambiante et à 10 K est:

$$\frac{\rho(T = 300K)}{\rho(T = 10K)} = 4 \quad (\text{V. 6-2})$$

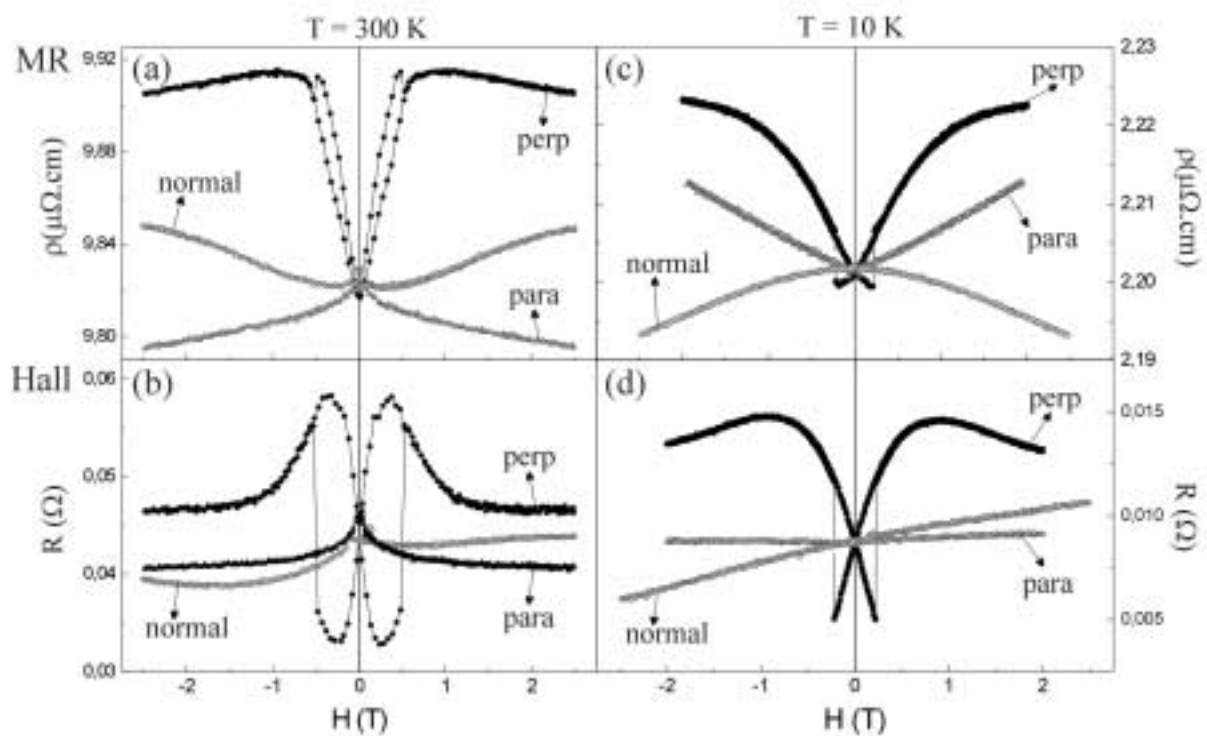
pour un fil perpendiculaire à l'axe de facile aimantation tandis que ce rapport est de 3.5 dans le cas d'un fil parallèle. La valeur de ce rapport est diminuée lorsqu'on utilise des couches de protection; par rapport à une couche ferromagnétique pure, et cela à cause de l'interdiffusion de surface. Les résistivités résiduelles des nanostructures; à une température de 10 K, se situent autour de 2-3  $\mu\Omega.cm$ . La valeur correspondante pour la couche mince étant 2  $\mu\Omega.cm$ , on peut conclure que le processus de nano-fabrication est bien optimisé et il influence très peu la qualité cristalline des couches minces.



**Figure V. 6-2:** Variation de la résistivité avec la température pour deux segments, un perpendiculaire à l'axe facile et l'autre parallèle. En inset: la loi de variation est linéaire à des températures élevées et quadratique à basse température.

## V. 7. Fils perpendiculaires à l'axe cristallin de facile aimantation

Les cycles de magnétorésistance mesurés pour des fils perpendiculaires à l'axe de facile aimantation présentent certaines caractéristiques générales qui vont être détaillées par la suite. Des cycles représentatifs de magnétorésistance et d'effet Hall, mesurés à la température ambiante et à basse température, sont présentés sur la figure V.7-1. Tous ces comportements seront détaillés dans la suite du chapitre. Au-delà du champ de saturation, la résistivité varie linéairement avec le champ externe. Aussi, la résistivité est très anisotrope, la plus grande valeur étant celle qui correspond à une orientation parallèle entre l'aimantation et les lignes de courant électrique.



**Figure V. 7-1:** Cycles de magnétorésistance – (a) et (c) - et d'effet Hall – (b) et (d), obtenus pour des fils perpendiculaires à l'axe de facile aimantation à différentes températures:  $T = 300$  K pour (a) et (b), respectivement  $T = 10$  K pour (c) et (d). Le champ magnétique est appliqué suivant trois directions de l'espace:

- (para) – champ externe suivant l'axe de facile aimantation
- (perp) – champ planaire, perpendiculaire à l'axe facile
- (normal) – champ perpendiculaire au plan de l'échantillon



### **V. 7. 1. Champ appliqué suivant l'axe de facile aimantation**

(cycles "para" sur la figure V.7-1)

#### **V. 7. 1. 1. Magnéto-résistance**

L'aimantation reste alignée suivant l'axe de facile aimantation, donc perpendiculaire au courant, durant tout le cycle de magnéto-résistance. A haut champ, le signal magnéto-résistif obtenu inclut soit la contribution des magnons à la température ambiante, soit la magnéto-résistance de Lorentz à basse température. En effet, Raquet et al<sup>[Raquet\_PB\_01]</sup> ont montré qu'en dessus de 6 K, la résistance des couches minces ferromagnétiques décroît presque linéairement à champ fort à cause de l'atténuation de la diffusion des électrons par les magnons.

Lors du retournement de l'aimantation à basse température, un saut du signal magnéto-résistif est observé, dû à la magnéto-résistance de Lorentz variant en  $B^2$ .

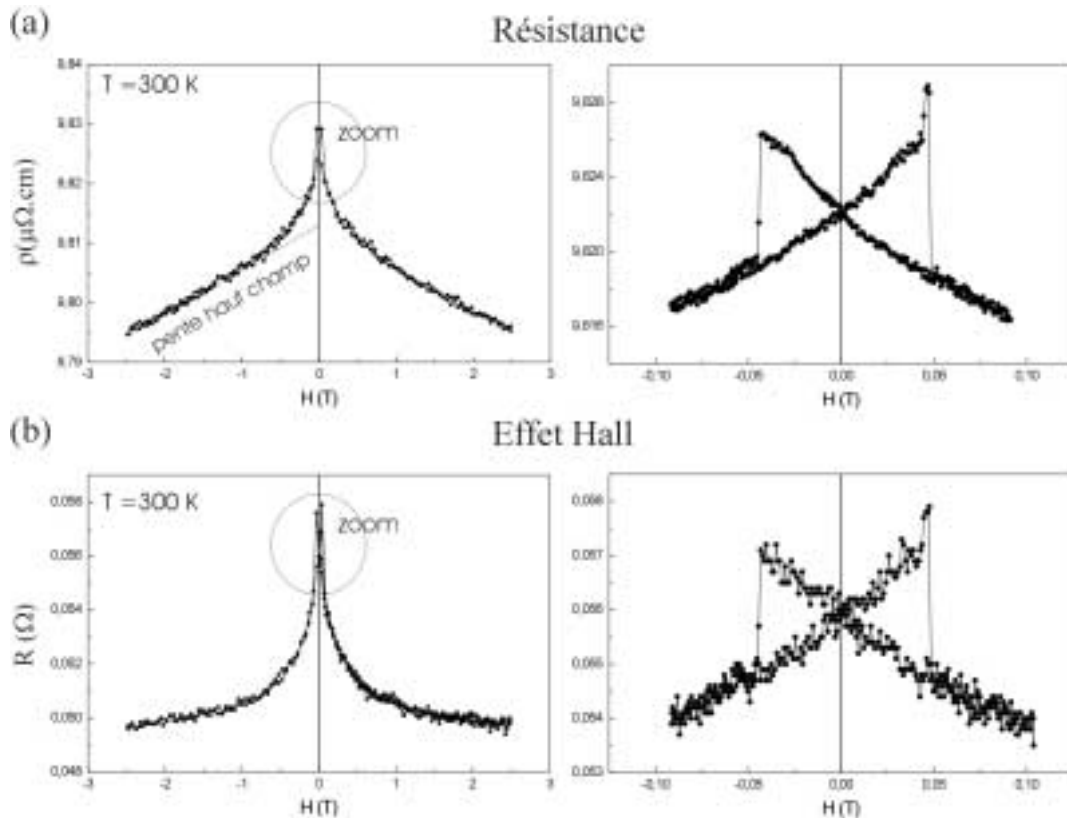
#### **V. 7. 1. 2. Effet Hall**

L'effet Hall correspondant à cette configuration doit rester constant. En effet, le retournement de l'aimantation suivant un axe facile n'implique pas de rotation planaire des moments magnétiques (voir chapitre III), donc il n'y a pas d'effet Hall planaire. En plus, le champ externe et l'aimantation du fil étant planaires, l'effet Hall extraordinaire correspondant génère une tension mesurable seulement par des contacts pris sur les surfaces haute et basse de la couche et non pas sur les parties latérales.

#### **V. 7. 1. 3. Effet d'un désalignement du fil par rapport à l'axe de facile aimantation**

A bas champ, l'évolution du signal magnéto-résistif peut être liée à une légère désorientation du fil ou du champ magnétique par rapport à l'axe facile (figure V.7-2). Cette désorientation induit une rotation de l'aimantation jusqu'au moment où la composante du champ suivant l'axe de facile aimantation est suffisamment grande pour déclencher le retournement de l'aimantation. La rotation de l'aimantation est bien visible dans les mesures d'effet Hall, où une composante d'effet Hall planaire est induite. La forme du signal Hall planaire nous indique que l'aimantation bascule bien avant d'avoir fait un angle de  $45^\circ$  par rapport à l'axe "c" où le signal est maximal. En effet, le champ d'anisotropie planaire à la température

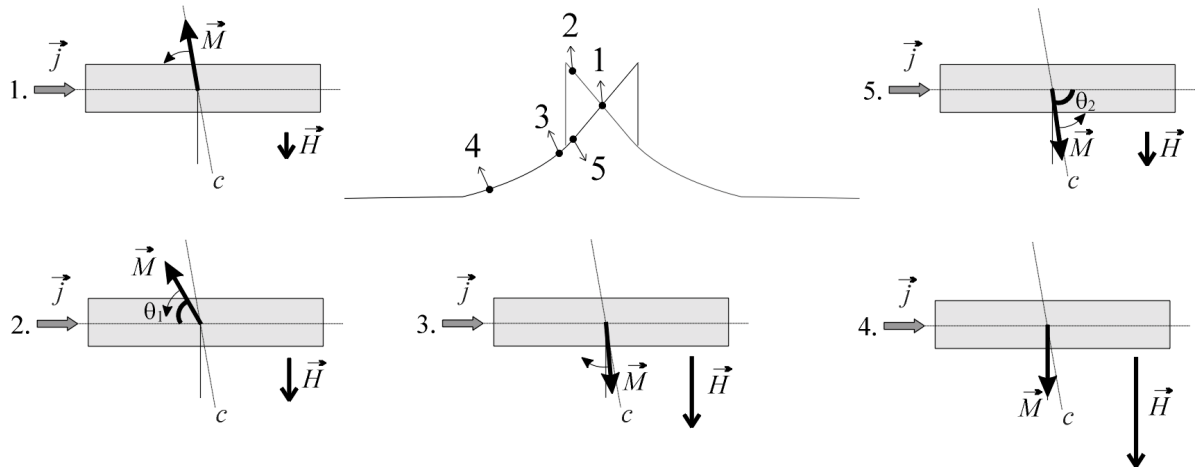
ambiante est autour de  $8 \text{ kOe}$ , donc un champ autour de  $4 \text{ kOe}$  devrait correspondre à une rotation de l'aimantation à  $45^\circ$  par rapport à l'axe "c". Dans le cas des nos mesures, le retournement de l'aimantation se produit vers  $0.5 \text{ kOe}$ . La pente à haut champ observée dans les mesures d'effet Hall est beaucoup plus petite que celle de la magnétorésistance et le signal tend vers une valeur de saturation.



**Figure V. 7-2:** Mesures magnétorésistives à la température ambiante pour un fil de  $300 \text{ nm}$  de large et  $50 \text{ nm}$  d'épaisseur. (a) cycle de magnétorésistance, avec un zoom à bas champ à droite. (b) Mesure d'effet Hall, avec un zoom à bas champ, à droite.

Le processus de retournement de l'aimantation en présence d'une légère désorientation de la normale au fil par rapport à l'axe de facile aimantation est présenté schématiquement dans la figure V.7-3. En champ nul (point 1 sur le cycle), l'aimantation est orientée suivant l'axe "c". En appliquant un champ suivant la direction indiquée sur la figure, l'aimantation commence à tourner légèrement vers la direction du courant. Dans ces conditions, le signal magnétorésistif augmente progressivement (point 2) jusqu'au moment où la composante du champ externe suivant l'axe "c" est suffisante pour déclencher le retournement de l'aimantation. A ce moment (point 3), l'aimantation va basculer et va s'orienter entre l'axe "c" et la direction du champ externe. L'angle entre l'aimantation et le courant est différent avant et après le retournement, étant plus éloigné par rapport à la direction du courant dans le deuxième cas. Ainsi, le

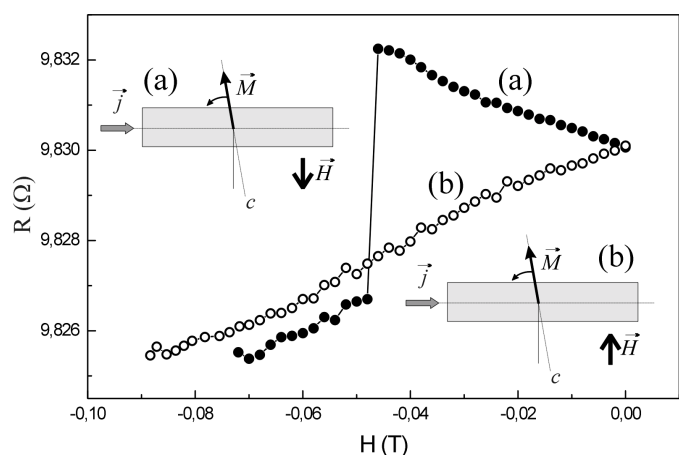
retournement de l'aimantation génère un saut discret de la magnétorésistance anisotrope (entre les points 2 et 3 du cycle schématique). L'augmentation ultérieure du champ externe va diminuer encore la résistance du fil, cette fois-ci continûment (entre les points 3 et 4). En



**Figure V. 7-3:** Schématique du processus de retournement de l'aimantation et le cycle magnétorésistif correspondant en présence d'un léger désalignement de la normale au fil par rapport à l'axe de facile aimantation "c". Les configurations magnétiques correspondantes aux différents points du cycle (de 1 à 5) sont représentées.

effet, l'aimantation va tourner vers la direction du champ en s'éloignant de la direction du courant. La saturation du système implique un signal AMR constant. En réduisant le champ externe, l'aimantation revient progressivement vers l'axe "c". On peut remarquer que les points 2 et 5, obtenus pour la même valeur du champ externe sont caractérisés par des signaux magnétorésistifs différents parce qu'en revenant de la saturation vers le champ nul, il n'y a pas de retournement de l'aimantation. Une

situation similaire est rencontrée quand on repart d'un état rémanent vers deux sens différents du champ externe (figure V.7-4). Lorsque le champ magnétique externe est appliqué dans un sens opposé au champ de saturation utilisé pour obtenir l'état rémanent (situation a sur la figure) le retournement de l'aimantation est présent, ce qui va induire l'apparition d'un saut du signal



**Figure V. 7-4:** Evolution du signal magnétorésistif, due à la contribution AMR lorsqu'on repart: (a) d'un état rémanent obtenu par saturation en champ positif et (b) d'un état rémanent obtenu après saturation en champ négatif.

AMR. Si on repart dans la même direction, l'aimantation va tourner lentement vers la direction du champ magnétique et le signal AMR diminue sans saut.

#### **V. 7. 1. 4. Cas d'une légère désorientation du champ par rapport à l'axe "c"**

Une légère désorientation du champ externe par rapport à l'axe "c" va induire aussi des faibles rotations de l'aimantation, avec des conséquences sur le signal magnétorésistif à cause des variations de la magnétorésistance anisotrope. Dans le cas des mesures d'effet Hall, ce désalignement induit une composante d'effet Hall planaire. Tout d'abord, à des champs faibles, l'aimantation tourne vers la direction du champ, en se rapprochant ainsi de la direction du courant, ce qui induit une augmentation de la magnétorésistance anisotrope. Lorsque le champ magnétique suivant l'axe de facile aimantation est suffisamment grand, le retournement de l'aimantation se produit. Ensuite, l'aimantation s'éloigne de la direction du courant, ce qui induit une diminution de l'AMR.

### **V. 7. 2. Champ perpendiculaire planaire**

(cycles "perp" sur la figure V.7-1)

#### **V. 7. 2. 1. Magnétorésistance**

En réduisant le champ magnétique à partir de la saturation, en dessous du champ de saturation (qui est à peu près égal au champ d'anisotropie), l'aimantation commence à tourner vers l'axe de facile aimantation, perpendiculaire à la direction du courant (figure V.7-5). Cela se traduit par une diminution du signal AMR. Sur cette variation de l'AMR se superposent les effets à haut champ qui dépendent de la température de mesure, comme déjà décrit.

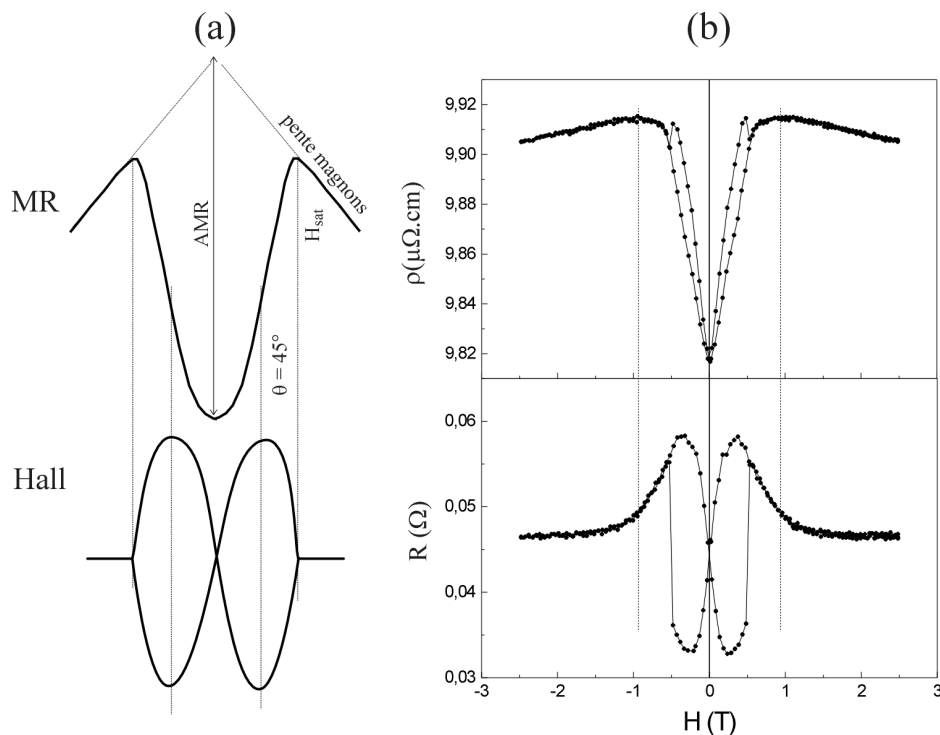
La magnétorésistance anisotrope se situe à la température ambiante autour de 1 % et elle diminue à basse température vers 0.5 % à cause de l'augmentation de la contribution de type Lorentz qui rend la résistance correspondante à l'aimantation perpendiculaire plus grande. Ces valeurs ont été obtenues en extrapolant à champ nul la pente du signal magnétorésistif en champ fort.

A la température ambiante, à cause de la compétition entre la magnétorésistance anisotrope et la contribution des magnons, le cycle MR présente un maximum au champ de saturation, qui est pratiquement égal au champ d'anisotropie. En effet, le champ démagnétisant est très faible à cause de la formation des domaines. Les champs de saturation obtenus à partir des cycles de magnétorésistance sont en bon accord avec les valeurs du champ d'anisotropie déterminées pour les couches minces de cobalt ( $H_{anis} = 0.8 T$ ), alors que les mesures à basse température

confirment l'augmentation du champ d'anisotropie à 1.3 T, observée dans le cas des couches minces de cobalt (chapitre III). Les modifications qui apparaissent à basse température par rapport aux mesures à la température ambiante sont liées essentiellement à l'augmentation de la contribution relative de la magnétorésistance de Lorentz.

### V. 7. 2. 2. Effet Hall

Le signal de type Hall présente la forme sinusoïdale caractéristique à l'effet Hall planaire, avec des valeurs extrêmes lorsque l'aimantation fait un angle de  $45^\circ$  par rapport à la direction du courant (figure V.7-5). Lorsque l'aimantation est orientée parallèlement ou perpendiculairement à la direction du courant, l'effet Hall planaire s'annule et le signal obtenu contient seulement un décalage par rapport à 0, dû à la composante résistive mesurée à cause d'un léger désalignement entre les deux contacts transverses.



**Figure V. 7-5:** (a) Forme attendue des cycles de magnétorésistance et d'effet Hall à température ambiante pour un fil perpendiculaire à l'axe de facile aimantation lorsque le champ est appliqué perpendiculairement à l'axe de facile aimantation, dans le plan de l'échantillon. (b) Cycles de magnétorésistance et d'effet Hall mesurés à la température ambiante pour un fil de 300 nm de large et 50 nm d'épais.

Des légers désalignements du champ magnétique par rapport à l'axe du fil induisent des sauts dans les cycles magnétorésistifs lors du retournement de la composante de l'aimantation parallèle à l'axe facile. La mesure d'effet Hall planaire mais aussi le cycle de magnétorésistance nous indiquent que ce retournement a lieu lorsque l'aimantation fait un angle d'environ  $60^\circ$  par rapport à l'axe de facile aimantation. Il faut remarquer que le saut observé sur le cycle de magnétorésistance est faible, alors que dans l'effet Hall planaire le saut est très important et il change même de signe. Cette différence provient du fait que la magnétorésistance anisotrope est proportionnelle à  $\cos^2 \theta$ , tandis que l'effet Hall planaire est proportionnel à  $\sin \theta \cos \theta$ .

### **V. 7. 3. Champ perpendiculaire à la couche**

(cycles "normal" sur la figure V.7-1)

#### **V. 7. 3. 1. Magnétorésistance**

Le champ de saturation est autour de  $2.5 T$ , à cause d'un facteur démagnétisant proche de 1. Le champ disponible expérimentalement ne permet pas de déterminer la pente due aux magnons pour cette dernière configuration. Il semble que, même si l'aimantation reste perpendiculaire au courant, l'effet d'AMR est plus grand lorsque l'aimantation est orientée suivant l'axe de difficile aimantation.

Dans cette configuration le champ effectif nécessaire pour saturer l'échantillon est composé du champ d'anisotropie et du champ démagnétisant lié aux tailles latérales du fil. A cause du facteur de forme ce champ est plus important dans le cas des fils perpendiculaires à l'axe facile par rapport au champ de saturation des fils "parallèles".

#### **V. 7. 3. 2. Effet Hall**

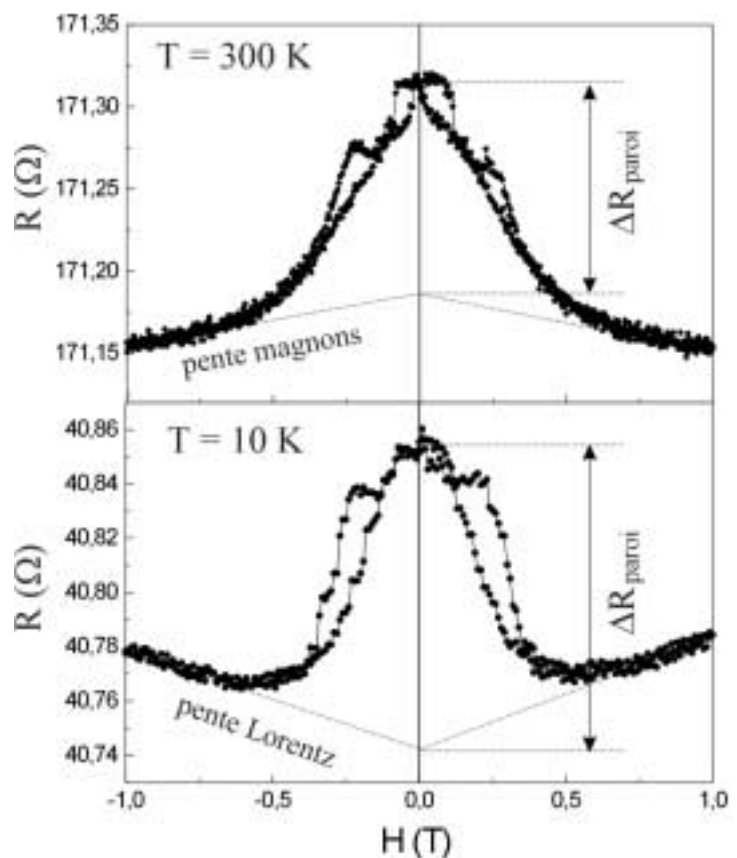
Parce que le champ magnétique est perpendiculaire au courant, la courbe d'effet Hall présente une pente linéaire due à l'effet Hall normal. En champ nul, l'aimantation de la couche mesurée entre les contacts Hall est perpendiculaire au courant, mais l'effet Hall extraordinaire est mesurable seulement en haut et en bas de la couche de cobalt et non pas sur les parties latérales du fil. En augmentant le champ, l'aimantation commence à tourner et il y a une partie d'effet Hall extraordinaire qui se rajoute sur l'effet Hall normal.

### V. 7. 4. Magnétorésistance de parois

Afin de pouvoir regarder le processus de retournement de l'aimantation par la variation du nombre de parois, soit un signal qui n'est pas dominé par les effets de la magnétorésistance anisotrope provenant des domaines magnétiques, il faut que le champ magnétique externe soit appliqué suivant l'axe de facile aimantation. Pour cette orientation particulière, deux types de cycles de magnétorésistance ont été identifiés en fonction des dimensions des fils étudiés. Un des types est caractéristique pour des fils étroits (100 nm de largeur) et épais (90 nm d'épaisseur), alors que l'autre type de courbe apparaît pour des fils larges (300 nm) et minces (en deçà de 30 nm).

#### V. 7. 4. 1. Fils étroits et épais

La compétition entre l'énergie d'anisotropie magnétocristalline et l'énergie magnétostatique induit pour ces dimensions une structure magnétique de domaines en bandes. Cependant, certaines histoires magnétiques, dont notamment l'état rémanent obtenu après une saturation suivant axe de facile aimantation peuvent mener à des états monodomains métastables (voir chapitre IV). La possibilité d'induire ces états dépend essentiellement de la valeur de la barrière énergétique qui existe entre l'état fondamental et les états d'énergie supérieure. Dans le cas des fils étroits et épais, l'énergie de l'état en bandes est beaucoup plus petite que l'énergie de l'état



**Figure V. 7-6:** Cycles de magnétorésistance mesurés à la température ambiante pour un fil de 150 nm de large et 80 nm d'épaisseur. La longueur du fil est de 15  $\mu\text{m}$ . La valeur de la magnétorésistance due aux parois a été déterminée en faisant la soustraction des contributions des magnons à la température ambiante, respectivement de la magnétorésistance Lorentz, à basse température.



monodomaine. Ainsi, ce dernier n'est pas induit même dans l'état rémanent obtenu après une saturation suivant l'axe de facile aimantation. Le cycle magnéto-résistif obtenu dans ce cas est complètement symétrique et donne des informations sur les processus de nucléation et d'annihilation des domaines en bandes.

Les mesures effectuées sur des longueurs importantes des fils (une quinzaine de micromètres) donnent des informations globales sur le processus, mais la variation du signal magnéto-résistif ne permet pas de distinguer la contribution nette d'une seule paroi (figure V.7-6).

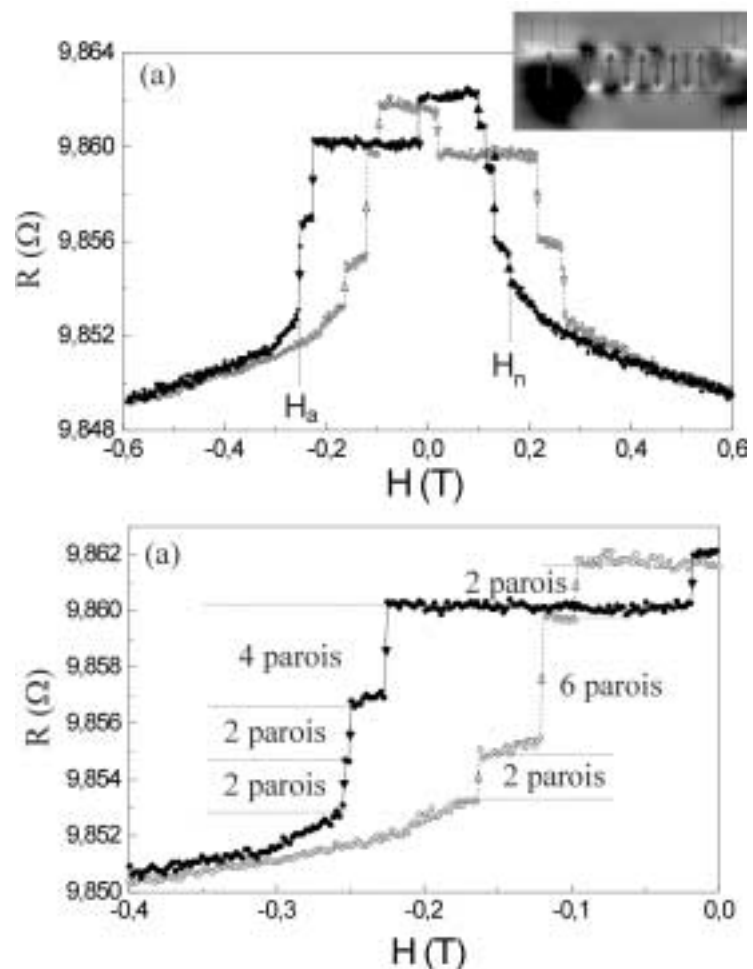
Si on revient à la dernière configuration de mesure, où la longueur des segments mesurés est de 500 nm, la variation du nombre des parois est visualisée par des sauts discrets dans le cycle de magnéto-résistance (figure V.7-7). Le comportement des fils est consistant avec le modèle de Kooy et Enz <sup>[Kooy\_PRR\_66]</sup> valable pour le déplacement et l'annihilation des parois dans des couches minces à l'anisotropie perpendiculaire.

- *Annihilation des parois*

Au-delà du champ de saturation, le cycle de magnéto-résistance est complètement réversible et la pente du signal est liée à la compétition entre l'AMR et la magnéto-résistance de Lorentz.

- *Nucléation des parois*

En diminuant le champ magnétique du champ de saturation positif, la configuration magnétique évolue d'un état monodomaine à une structure de



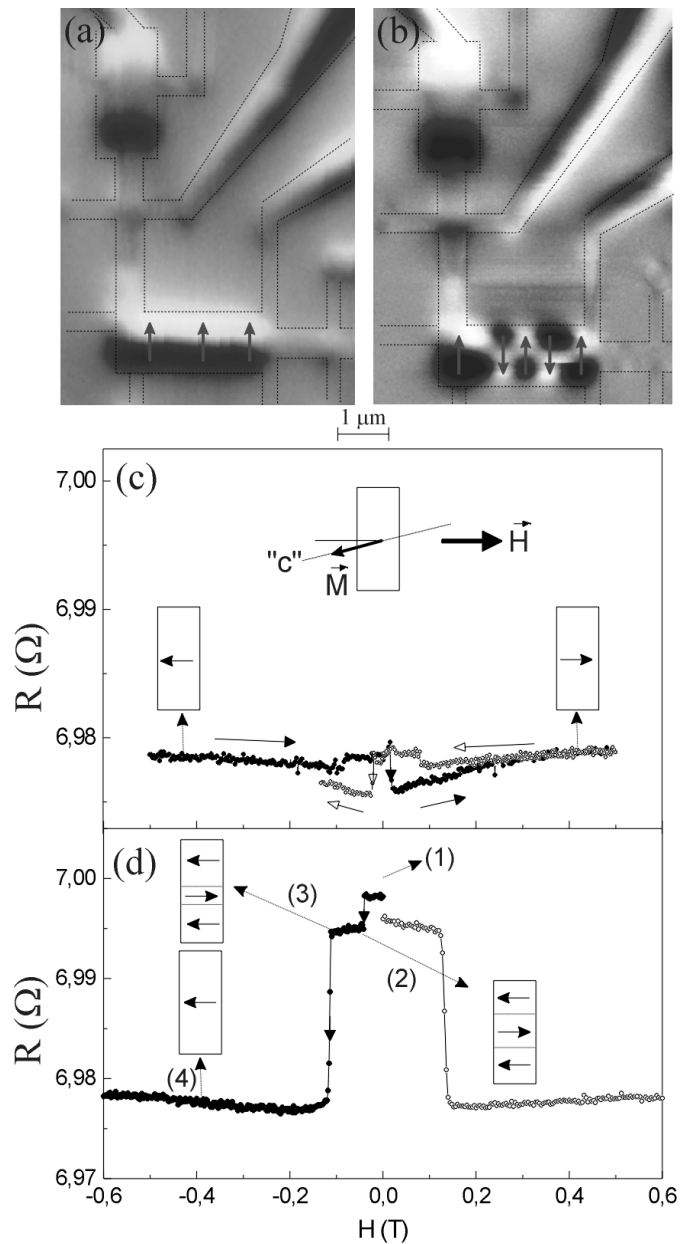
**Figure V. 7-7:** Cycle de magnéto-résistance avec le champ appliqué suivant l'axe de facile aimantation pour un segment disposé parallèlement à l'axe "c" de 90 nm d'épais et 100 nm de large. Disques et trait plein: le champ est réduit à partir d'une saturation positive. Au champ de nucléation  $H_n$ , les premières parois sont nucléées. Le champ d'annihilation indique l'expulsion de toutes les parois. Cercles et trait pointillé: le champ est réduit à partir d'une saturation négative, comme indiqué par les flèches.

domaines en bandes. Un premier saut positif est observé au champ  $H_n = 0.15T$ , ce saut étant corrélé avec la nucléation des premières parois de domaines. En diminuant encore la valeur du champ, d'autres parois sont nucléées et un maximum de la résistance est atteint à environ  $0.1 T$ , maximum qui est maintenu jusqu'à champ nul. Des études MFM sous champ magnétique menées entre 0 et 600 *Oe* ont montré que le nombre de parois ne varie pas dans cet intervalle. Seule la taille des domaines change, mais cette variation n'a pas d'effet sur la valeur de la magnétorésistance. Ceci démontre clairement que les effets d'AMR ou de magnétorésistance de Lorentz sont faibles par rapport à la résistance des parois dans cette gamme de champ. L'augmentation du champ magnétique dans la direction opposée produit l'expulsion successive des parois, qui disparaissent en doublets. La hauteur des sauts est ainsi reliée à un nombre pair de parois: deux, quatre, six etc. En champ nul les observations par MFM indiquent l'existence de dix parois à l'intérieur du segment mesuré. Les sauts qui apparaissent à champ faible sont reliés essentiellement à l'enlèvement des parois qui se trouvent au voisinage des contacts, alors que les autres sauts correspondent à la disparition des parois à l'intérieur du fil.

#### V. 7. 4. 2. Fils larges et minces

Une situation différente est observée dans le cas des fils larges et minces, dont le cycle représentatif obtenu pour un fil de 300 *nm* de largeur et 30 *nm* d'épaisseur est présenté sur la figure **V.7-8c**. L'état rémanent obtenu après une saturation suivant l'axe de facile aimantation consiste dans une configuration monodomaine et le retournement de l'aimantation a lieu sans la formation d'une structure en bandes. Dans ce cas, la variation du signal magnétorésistif est essentiellement liée à la magnétorésistance de Lorentz, avec des petits sauts à des champs faibles (0.02 *T*). Ces sauts sont attribués au retournement de l'aimantation dans les contacts en présence d'un léger désalignement de l'axe "*c*" par rapport à la normale au fil (voir figure **V.7-4**). En effet, lorsque la composante de l'aimantation suivant la direction du champ appliqué est parallèle au champ, l'augmentation du champ produit une rotation de l'aimantation. Cette rotation génère une légère diminution du signal magnétorésistif. Si la composante de l'aimantation suivant la direction du champ appliqué est antiparallèle au champ, tout d'abord l'aimantation commence à tourner, jusqu'au moment où le champ est suffisant pour produire le retournement. Les angles différents par rapport à la direction du champ, avant et après le retournement, induisent une variation de magnétorésistance anisotrope. Après ce retournement, une légère diminution est observable, liée toujours à la rotation de

l'aimantation, mais cette fois-ci vers une orientation perpendiculaire entre le courant et l'aimantation, correspondant à un minimum de la magnétorésistance anisotrope. L'état fondamental caractéristique de ces tailles latérales, qui est un état en bandes, peut être atteint dans un état rémanent, après une saturation suivant une direction perpendiculaire à l'axe de facile aimantation (figure V.7-8b). Dans un tel état, le signal magnétorésistif en champ nul est plus grand que le signal obtenu dans le cas précédent, cette augmentation étant corrélée avec la présence des parois de domaines (figure V.7-8d). L'application d'un champ suivant l'axe de facile aimantation génère à une valeur située autour de 0.15 T l'expulsion des parois, corrélée avec un saut brusque de la magnétorésistance. Avant ce saut, un autre saut, beaucoup plus petit est observé à des champs faibles (0.02 T), ce saut étant lié au désalignement de la géométrie mesuré par rapport à l'axe de facile aimantation. Le plateau correspond à l'augmentation de la taille des domaines parallèles au champ au détriment de la taille des domaines opposés, mais dans cet intervalle de champ, le nombre de parois reste constant. Les parois étant expulsées lors de la saturation, elles ne



**Figure V. 7-8:** (a) Etat rémanent de la configuration de mesure, obtenu après une saturation suivant l'axe c. (b) Etat rémanent obtenu après une saturation dans une direction perpendiculaire à l'axe c. (c) Cycle de magnétorésistance obtenu à basse température pour un segment de 300 nm de large et 30 nm d'épais, disposé perpendiculairement à l'axe de facile aimantation. En haut de l'image, une représentation schématique du désalignement du segment par rapport à l'axe de facile aimantation est montrée. (d) Disques: courbe magnétorésistive obtenue en partant d'un état rémanent avec des domaines, en appliquant le champ magnétique vers des valeurs négatives. Le plateau observé entre les points (2) et (3) correspond à l'augmentation des domaines parallèles au champ magnétique au détriment des domaines opposés. Cercles: champ magnétique applique vers des valeurs positives.

rentrent plus durant le cycle d'aimantation complet suivant l'axe "c" et la deuxième partie du cycle est identique à celle mesurée antérieurement. Il va falloir les re-induire lors d'un nouvel état rémanent après une saturation dans un champ perpendiculaire à l'axe de facile aimantation. Sur la courbe MR, le premier saut est de nouveau absent pour des raisons expliquées plus haut.

#### V. 7. 4. 3. Quantification de la contribution magnétorésistive des parois

La variation du signal magnétorésistif doit être transposée à l'échelle de la paroi. On obtient alors:

$$MR_{paroi}(\%) = \frac{\Delta R.t.w}{\rho\delta_{paroi}} \quad (V. 7-1)$$

Dans cette expression,  $t$  et  $w$  représentent l'épaisseur et la largeur des fils,  $\rho$ , la résistivité déterminée expérimentalement et  $\delta_{paroi}$ , la largeur de la paroi. La contribution magnétorésistive des parois contient deux termes: la contribution intrinsèque, de type GMR, et la contribution AMR:

$$MR_{paroi} = GMR_{paroi} + AMR_{paroi} \quad (V. 7-2)$$

- *Estimation de la contribution AMR des parois*

Les parois étudiées dans le cadre de ce travail ont des structures complexes, où l'aimantation varie dans les trois directions de l'espace. Les moments magnétiques qui ont une orientation différente par rapport à la direction du champ externe appliqué pendant le cycle MR vont tourner sous l'action du champ et ils vont produire un effet de type AMR. Pour séparer la contribution intrinsèque des parois, due à un effet de type GMR, la contribution AMR des parois a été déterminée à partir des configurations micromagnétiques simulées. En effet, l'orientation de chaque moment magnétique à l'intérieur de la paroi par rapport à la direction du courant est déterminée par la minimisation de l'énergie du système. La contribution de type AMR de chaque moment magnétique est proportionnelle à  $\cos^2\theta$  (équation V.2-45), où  $\theta$  représente l'angle entre l'aimantation et le courant électrique. La contribution de toute la paroi est obtenue en faisant la moyenne de  $\cos^2\theta$ , pour tous les moments magnétiques. Dans le cas d'un courant électrique qui circule perpendiculairement à une paroi de Bloch pure, la moyenne  $\langle \cos^2\theta \rangle$  est nulle, parce que tous les moments magnétiques sont perpendiculaires à la

direction du courant. Dans le cas d'une paroi de Néel, la moyenne est  $1/2$ , l'angle  $\theta$  variant de  $0$  à  $\pi$ .

La contribution AMR de la paroi est finalement retrouvée en multipliant  $\langle \cos^2 \theta \rangle$  par la valeur correspondante de l'AMR des fils, pour chaque température et orientation de l'axe de facile aimantation. Le modèle considère une distribution homogène du courant électrique.

Dans le cas des parois correspondantes aux fils avec des domaines en bandes, la structure de la paroi est complexe avec une partie Bloch centrale et des parties Néel en surface. Lorsque le courant électrique circule suivant l'axe du fil, la contribution AMR de la paroi est positive à cause des parties Néel orientées suivant la direction du courant. Dans le cas de la paroi présentée sur la figure **IV.4-12**, la valeur moyenne  $\langle \cos^2 \theta \rangle$  de l'angle entre le courant et l'aimantation à l'intérieur de la paroi est:

$$\langle \cos^2 \theta \rangle = 0.24 \quad (V. 7-3)$$

Si on considère la variation de la magnétorésistance anisotrope AMR mesurée expérimentalement, on peut écrire la contribution AMR d'une paroi comme:

$$AMR_{paroi}(\%) = AMR(\%) \times \langle \cos^2 \theta \rangle \quad (V. 7-4)$$

Les résultats, obtenus pour différentes largeurs et épaisseurs des fils et pour différentes températures de mesure, sont synthétisés dans le tableau **V.7-1**.

**Tableau V. 7-1:** Sommaire des contributions magnétorésistives des parois en fonction des dimensions des fils et de la température de mesure

T (K)	L ( $\mu m$ )	N	$\Delta R$ ( $\Omega$ )	t (nm)	w (nm)	$\rho$ ( $\mu\Omega cm$ )	$\delta_{paroi}$ (nm)	MR <sub>paroi</sub> (%)	$\langle \cos^2 \theta \rangle$	AMR (%)	AMR <sub>paroi</sub> (%)	GMR <sub>paroi</sub> (%)
300	1.5	10	0.01	90	100	10	30	0.3	0.24	1	0.24	<b>0.1</b>
	15	100	0.15	80	150	10	30	0.5	0.24	1	0.24	<b>0.25</b>
10	1.5	4	0.016	30	300	2	20	6	0.24	0.5	0.12	<b>5.9</b>
	15	50	0.1	80	150	2	20	6	0.24	0.5	0.12	<b>5.9</b>

Les résultats obtenus indiquent une contribution positive de la paroi en accord relatif avec le modèle de Levy et Zhang. On se retrouve dans la situation d'un courant électrique perpendiculaire à la paroi de domaine. Dans ce cas, la résistance additionnelle due à la paroi

de domaine est  $R_{CPW} = \frac{\rho_{PIW} - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\xi^2}{5} \frac{(\rho_0^\uparrow - \rho_0^\downarrow)^2}{\rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow} \left( 3 + \frac{10\sqrt{\rho_0^\uparrow \rho_0^\downarrow}}{\rho_0^\uparrow + \rho_0^\downarrow} \right)$ , où  $\xi = \frac{\hbar v_F}{J\delta}$ . Pour le

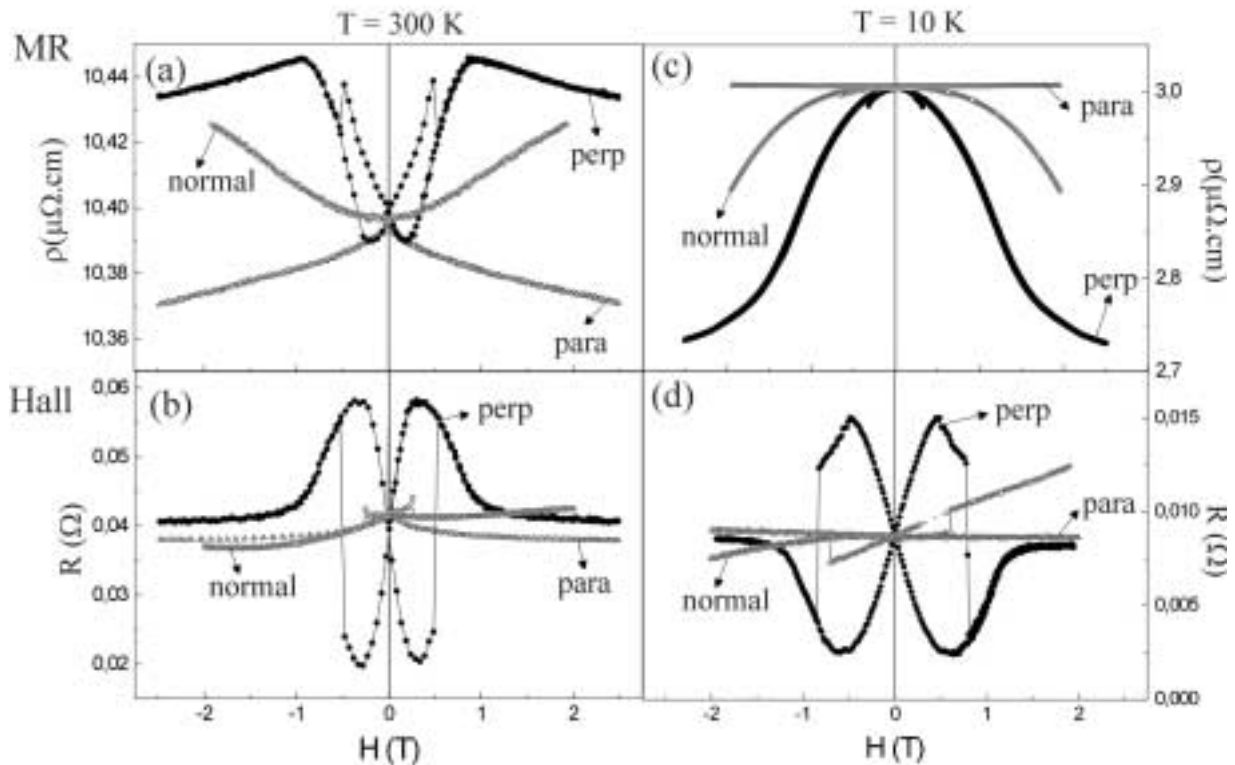
cobalt, les paramètres qui interviennent dans cette expression sont:  $k_F = 10 \text{ nm}^{-1}$ ,  $J = 0.5 \text{ eV}$ ,

alors que l'asymétrie de spin  $\frac{\rho_0^\uparrow}{\rho_0^\downarrow}$  varie entre 5 et 20. Avec ces valeurs, la magnétorésistance

$R_{CPW}$  du modèle Levy-Zhang varie de 2 à 11%. Ce résultat est en bon accord avec les valeurs de la magnétorésistance de parois à basse température. On peut remarquer qu'à la température ambiante, même si le signal mesuré est positif, la valeur obtenue est inférieure aux prédictions du modèle théorique. Il faut préciser que le modèle de Levy et Zhang est valable seulement dans le cas d'une paroi de Bloch pure et que toute interprétation quantitative est relative lorsque la paroi est complexe.

## V. 8. Fils parallèles à l'axe de facile aimantation

Le sommaire des cycles de magnétorésistance et d'effet Hall des fils parallèles à l'axe de facile aimantation est présenté sur la figure V.8-1. Les cycles ont été mesurés à différentes températures (300 K et 10 K) et pour différentes orientations du champ externe: dans le plan de l'échantillon, parallèlement ou perpendiculairement à l'axe de facile aimantation.



**Figure V. 8-1:** Cycles de magnétorésistance – (a) et (c) - et d'effet Hall – (b) et (d), obtenus pour des fils parallèles à l'axe de facile aimantation à différentes températures: T = 300 K pour (a) et (b), respectivement T = 10 K pour (c) et (d). Le champ magnétique est appliqué suivant trois directions de l'espace:

- (para) – champ externe suivant l'axe de facile aimantation
- (perp) – champ planaire, perpendiculaire à l'axe facile
- (normal) – champ perpendiculaire au plan de l'échantillon

### V. 8. 1. Champ suivant l'axe de facile aimantation

(cycles "para" sur la figure V.8-1)

Pour cette orientation du champ externe, le comportement des fils parallèles à l'axe de facile aimantation est similaire au comportement des fils perpendiculaires, avec des différences en ce qui concerne les champs de retournement. En effet, la nucléation des parois dépend de la forme et de la largeur des extrémités (voir chapitre IV). A la température ambiante, dans le cas d'un alignement parfait, le signal magnétorésistif est donné seulement par la contribution

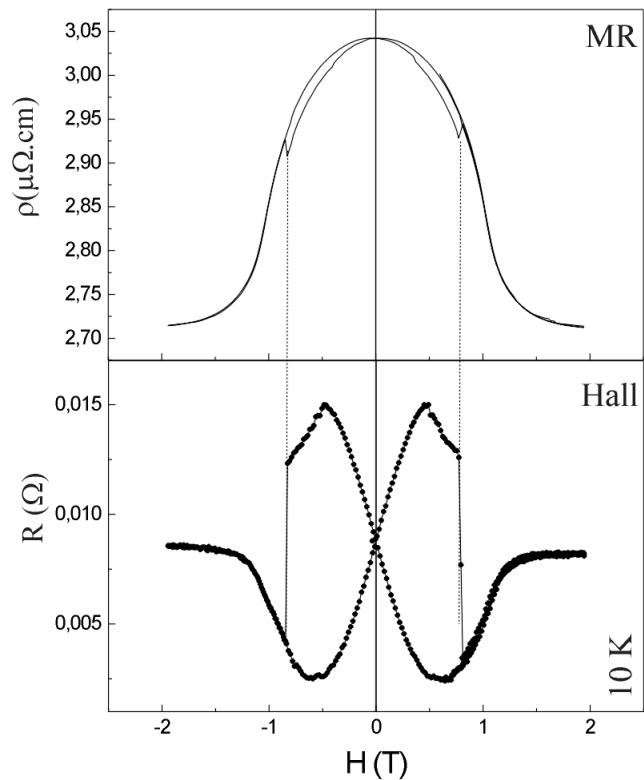
des magnons. L'aimantation dans les domaines reste tout au long du cycle perpendiculaire au courant, ce qui signifie qu'il n'y a pas de contribution AMR de la part des domaines. L'aimantation étant planaire tout au long du cycle, les seules contributions qui apparaissent dans les mesures d'effet Hall sont dues à des légers désalignements, qui génèrent des rotations de l'aimantation. A basse température, le signal Lorentz devient prépondérant et les sauts observés à bas champ sont liés au retournement de l'aimantation.

## V. 8. 2. Champ perpendiculaire planaire

(cycles "perp" sur la figure V.8-1)

### V. 8. 2. 1. Magnétorésistance

A basse température, lorsque le champ magnétique est appliqué dans le plan de l'échantillon, perpendiculairement à l'axe "c" (courbe "perp" sur le cycle MR à 10 K), le signal MR augmente avec le champ par un effet de type AMR, dû à la rotation de l'aimantation (figure V.8-2). Cet effet, qui est très important à basse température (environ 10 %), diminue progressivement avec la température et devient négatif (-0.5 %) à la température ambiante (figure V.8-3). Des légères désorientations du champ magnétique externe, qui a une composante suivant l'axe "c" ou du fil par rapport à l'axe "c" produisent des sauts qui se superposent sur le signal



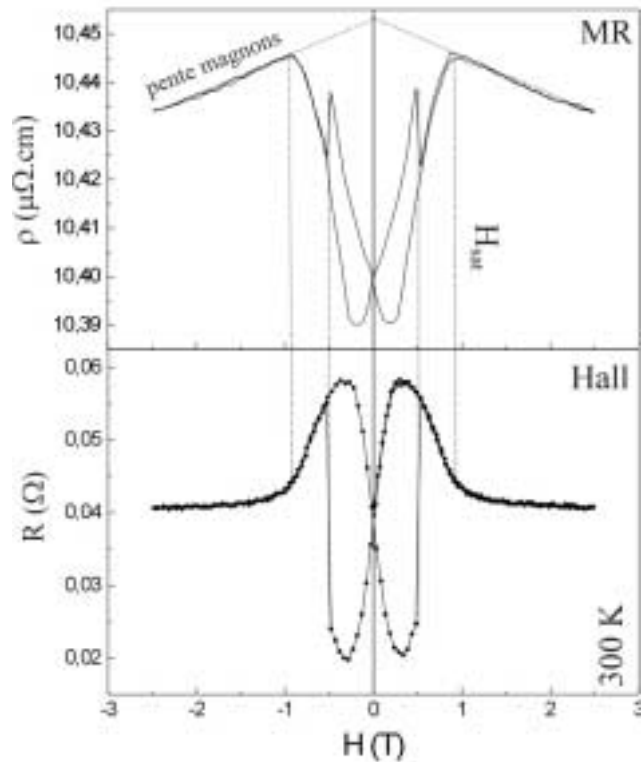
**Figure V. 8-2:** Cycles de magnétorésistance et d'effet Hall à basse température (10 K) pour un fil parallèle à l'axe "c" de 200 nm de largeur et 50 nm d'épaisseur. Le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à l'axe "c", dans le plan de l'échantillon.

AMR typique. Ainsi, lorsque le champ magnétique appliqué a une composante suivant l'axe de facile aimantation, à un certain champ sa composante suivant l'axe de facile aimantation est suffisante pour induire le retournement de l'aimantation. Au moment du retournement, la composante de l'aimantation suivant l'axe facile change de  $+M_{\text{par}}$  à  $-M_{\text{par}}$ , ce qui génère un



saut dans la magnétorésistance de Lorentz, proportionnelle à  $B^2$  aux champs faibles. Une meilleure orientation du champ magnétique pousse les sauts vers des champs plus importants.

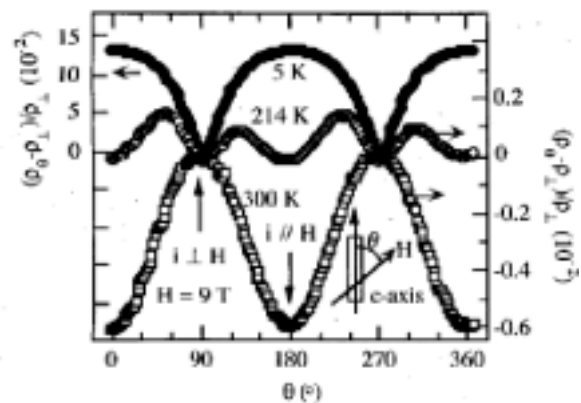
A basse température, les champs de saturation sont différents, cette différence étant liée à la modification du champ d'anisotropie avec la température. Les champs de saturation et les valeurs extrêmes de la magnétorésistance sont déplacées vers des champs magnétiques plus importants.



**Figure V. 8-3:** Cycles de magnétorésistance et d'effet Hall à la température ambiante (300 K) pour un fil parallèle à l'axe "c" de 200 nm en largeur et 50 nm en épaisseur. Le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à l'axe "c", dans le plan de l'échantillon.

Etant donné que la magnétorésistance de Lorentz est pratiquement nulle à la température ambiante, l'effet observé est relié à la variation de la magnétorésistance avec la température.

[Kim\_IEEE\_99] Les auteurs ont observé pour une température intermédiaire, que l'anisotropie de la résistivité des deux orientations s'annule (figure V.8-4). La valeur très importante de l'AMR observée à basse température n'a pas été identifiée pour des couches de cobalt déposée directement sur le substrat ou dans le cas des échantillons polycristallins ou texturés. [Yao\_JAP\_96] La diffusion des électrons à l'interface entre les couches de Co et de Cr joue un rôle important pour cet effet.



**Figure V. 8-4:** Dépendance de la résistivité normalisée en fonction de l'angle entre le champ magnétique et l'axe de facile aimantation, mesurée à des températures différentes: 5 K, 214 K, 300 K pour des fils de 1  $\mu\text{m}$  de largeur [Kim\_IEEE\_99]

### V. 8. 2. 2. Effet Hall

Les résultats de magnétorésistance sont corrélés avec les mesures d'effet Hall. Lorsque l'effet Hall planaire indique une valeur extrême, la magnétorésistance anisotrope est à sa moitié. Les mesures d'effet Hall indiquent un fort signal de la part de l'effet Hall planaire, avec des valeurs maximales lorsque l'aimantation fait un angle de  $45^\circ$  par rapport à l'axe de facile aimantation (figures V.8-2 et V.8-3).

### V. 8. 3. Champ perpendiculaire au substrat

(cycles "normal" sur la figure V.8-1)

#### V. 8. 3. 1. Magnétorésistance

Le signal magnétorésistif obtenu est essentiellement de type AMR, lié à la rotation de l'aimantation d'une orientation parallèle au courant à une orientation perpendiculaire. Sur la figure V.8-1, on peut remarquer les différences entre les deux orientations perpendiculaires à l'axe facile au niveau des champs magnétiques appliqués, nécessaires pour produire une rotation identique. A basse température, les champs appliqués ne sont pas suffisants pour saturer les fils, et la pente Lorentz qui caractérise l'état saturé n'est pas observée.

Il faut remarquer que la variation du signal AMR avec la température, observée dans le cas d'un champ magnétique appliqué perpendiculairement au fil, mais hors du plan de l'échantillon, est similaire à celle observée lorsque le champ magnétique externe est perpendiculaire planaire. Cependant, les valeurs de la magnétorésistance déterminées dans les deux situations indiquent que pour tourner l'aimantation d'un angle identique hors du plan de l'échantillon il faut un champ plus grand dans le cas des fils plus larges. Cette différence est déterminée par la différence des champs démagnétisants dans les deux situations. Quand le champ est appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon, le champ de saturation inclut le champ d'anisotropie, mais aussi le champ démagnétisant, qui dépend des dimensions du fil. Dans le cas d'un film mince le champ démagnétisant planaire est 0, alors que le facteur du champ démagnétisant perpendiculaire au plan est égal à 1. Dans le cas des fils, la diminution de la taille latérale produit une redistribution des coefficients du champ démagnétisant, les deux coefficients étant égaux à  $\frac{1}{2}$  pour une section carrée des fils. Si on compare les cycles de magnétorésistance correspondantes aux deux orientations perpendiculaires du champ externe

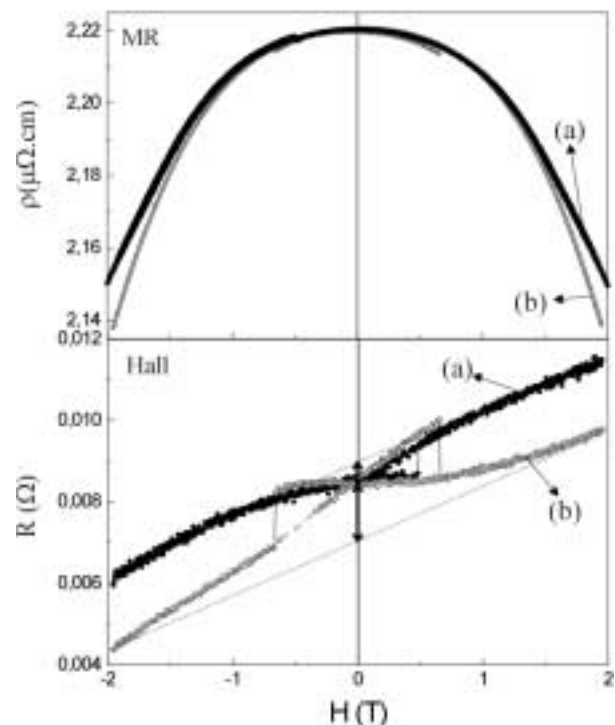
par rapport à l'axe de facile aimantation, dans le plan, et perpendiculaire au plan de l'échantillon, on peut observer qu'au même champ, par exemple  $2 T$ , le cycle est presque saturé pour la première orientation et il est encore loin de la saturation dans le deuxième cas. Le champ de saturation pour des champs perpendiculaires à l'axe de facile aimantation est différente pour les deux directions possibles (planaire et perpendiculaire au plan du substrat) à cause de la différence des valeurs du facteur démagnétisant dans le cas d'une section rectangulaire et non pas carrée. Ainsi, dans les cycles d'aimantation on peut observer que le fil est saturé à des valeurs plus petites du champ dans le cas d'un champ perpendiculaire planaire.

### V. 8. 3. 2. Effet Hall

La contribution principale d'effet Hall, observée pour cette orientation du champ appliqué, est celle d'effet Hall extraordinaire. En champ nul l'aimantation est orientée suivant la direction du courant, donc il n'y a pas d'effet Hall. L'augmentation du champ induit une rotation de l'aimantation qui se traduit par l'apparition d'une composante perpendiculaire au plan de la couche. Cette composante va générer l'apparition d'un effet Hall extraordinaire. Des désalignements du champ produisent de l'effet Hall planaire.

### V. 8. 3. 3. Optimisation de l'angle entre le champ magnétique externe et les axes cristallographiques

Parce que l'orientation du champ externe peut présenter des composantes suivant les trois directions de l'espace, il faut utiliser les indications des mesures de magnétorésistance et d'effet Hall ensemble. Prenons le cas particulier d'un champ magnétique qu'on voudrait disposer perpendiculairement au plan de l'échantillon, dans le cas d'un fil parallèle à l'axe de facile aimantation (figure V.8-5). Le signal des mesures de magnétorésistance est dominé par l'effet AMR lié à la rotation de l'aimantation



**Figure V. 8-5:** Optimisation de l'orientation d'un champ magnétique perpendiculaire au plan de la couche en utilisant les cycles de magnétorésistance, respectivement d'effet Hall. Les deux situations considérées sont détaillées dans le texte

d'une orientation parallèle au courant à une direction perpendiculaire. Il est clair qu'une bonne orientation est obtenue par la maximisation de la magnétorésistance. On peut dire que la courbe MR **(b)** correspond à une meilleure orientation. Cette conclusion aurait été confirmée par le fait que les champs ou les sauts liés au retournement de l'aimantation apparaissent à des champs plus grands quand le champ est le plus près de la normale par rapport au plan de l'échantillon. Cependant, lorsqu'on regarde les mesures d'effet Hall, on observe le contraire, soit l'orientation de type **(a)** est meilleure. L'effet Hall extraordinaire devrait varier continûment et presque linéairement avec le champ magnétique externe. La présence d'une composante planaire, perpendiculaire à l'axe facile induit des fortes variations de type effet Hall planaire. La contribution d'effet Hall planaire est beaucoup plus faible dans le cas de l'orientation **(a)**. En conclusion, pour avoir une très bonne orientation, il faut optimiser les deux signaux, simultanément.

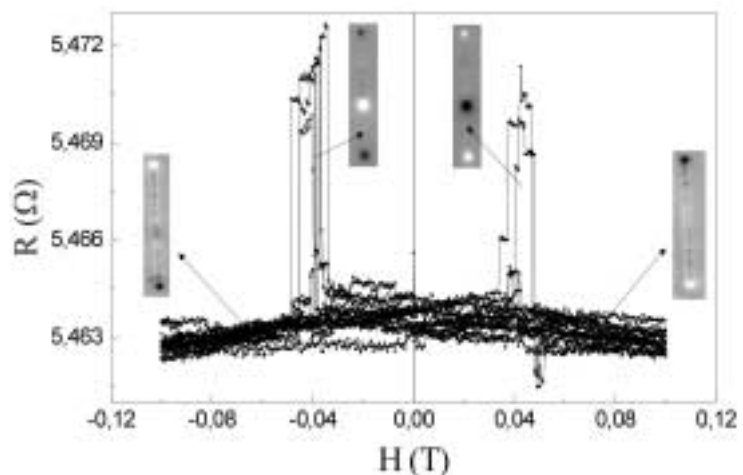
#### V. 8. 4. Magnétorésistance de parois

Nous avons réussi à identifier le signal d'une paroi de type tête-bêche dans deux situations différentes. Tout d'abord, lorsque le champ magnétique est appliqué suivant l'axe du fil. Ensuite, en jouant avec les valeurs des champs démagnétisants des segments de largeurs différentes, nous pouvons piéger des parois au niveau du passage d'un segment à l'autre.

##### V. 8. 4. 1. Champ suivant l'axe facile cristallin

Le processus de retournement de l'aimantation, lorsque le champ magnétique externe est appliqué suivant l'axe du fil, est déterminé par la nucléation des parois aux extrémités du fil, suivie de leur propagation le long du fil (voir chapitre IV, cas des fils parallèles à l'axe de facile aimantation).

Cette configuration permet une bonne séparation de la contribution des parois par



**Figure V. 8-6:** Cycles de magnétorésistance obtenu à la température ambiante pour un fil de 200 nm en largeur et 30 nm en hauteur, avec une constriction de 100 nm définie au centre. Les images MFM correspondent au piégeage d'une paroi dans le cas d'un fil sans contacts.

rapport aux autres contributions. En effet, l'aimantation reste orientée suivant la direction du courant durant le cycle d'hystérésis et on mesure la paroi dans une géométrie courant perpendiculaire à la paroi.

Le signal magnétorésistif de la paroi est observable au moment de son piégeage au niveau de défauts ou de constrictions. Le cycle de magnétorésistance obtenu, à la température ambiante, dans le cas de la configuration avec deux tailles latérales (200 nm et 400 nm) et une constriction de 100 nm (figure V.8-6) très similaire à celui observé par Ebels et al <sup>[Ebels\_PRL\_00]</sup> indique que la présence d'une paroi de domaine contribue à l'augmentation de la résistance du matériau ferromagnétique. Par rapport à la référence citée, et même par rapport aux résultats obtenus dans le chapitre IV pour les valeurs du champ de retournement d'un fil de 200 nm de large, les champs de nucléation et de piégeage sont beaucoup plus faibles. En ce qui concerne les champs de nucléation, ils dépendent fortement de la forme et de la taille latérale des extrémités et dans le cas étudié la présence des contacts ferromagnétiques joue un rôle déterminant. Les valeurs des champs de piégeage dépendent de la qualité de la lithogravure et lorsque la taille de la constriction n'est pas très différente par rapport aux dimensions du fil, le champ de piégeage n'est pas beaucoup plus important que le champ de nucléation. Les différents paliers du signal lors de la propagation des parois correspondent aux piégeages de la paroi à des différents endroits de la géométrie, la paroi étant plus ou moins confinée.

La paroi reste piégée au niveau de la constriction entre les deux segments de largeurs différentes (200 nm et 400 nm), tandis que la largeur de la constriction est de 100 nm. Le signal magnétorésistif mesuré est:

$$\frac{\Delta R}{R} = 0.15\% \quad (V. 8-1)$$

Etant donné que la valeur déterminée de la magnétorésistance de la paroi dépend, si on utilise l'expression (V.6-1), de la distance entre les contacts, une meilleure quantification de sa valeur est obtenue lorsqu'on considère le rapport entre la variation du signal magnétorésistif du à la paroi et la résistance du volume occupé par la paroi:

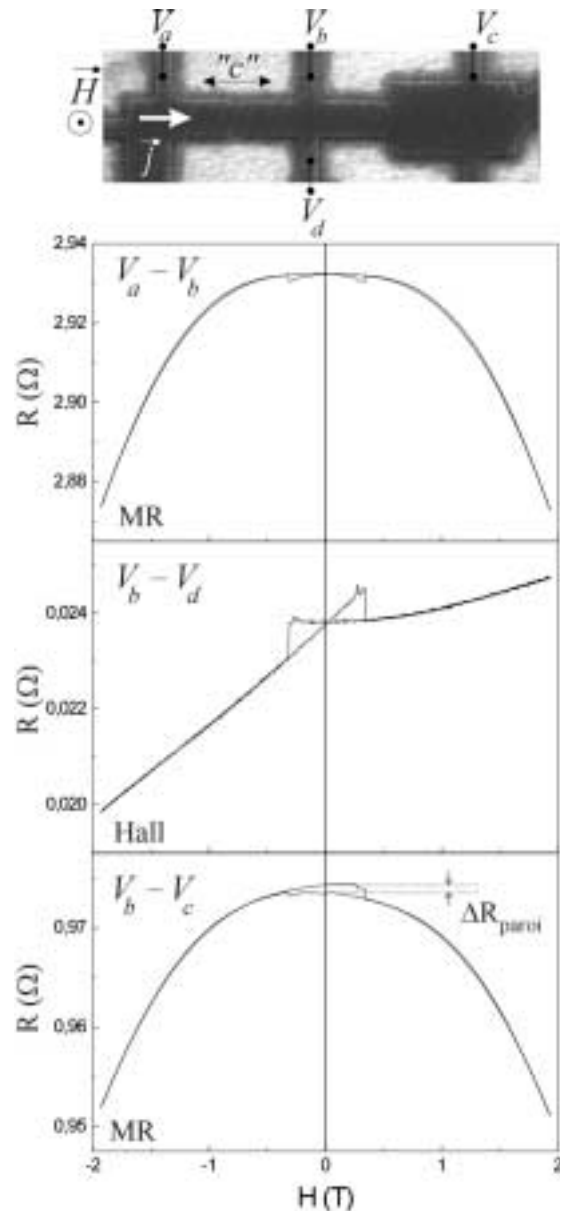
$$\frac{\Delta R_{paroi} eL}{\rho \delta_{paroi}} \cong 3.8\% \quad (V. 8-2)$$

Dans cette expression,  $e$  représente l'hauteur du fil,  $L$  sa largeur,  $\rho$  est la résistivité du fil (qui est de  $10.5 \mu\Omega cm$ , à la température ambiante) et  $\delta_{paroi}$  est la largeur de la paroi. Nous avons considéré pour cette largeur une limite supérieure (15 nm) qui correspond à la largeur d'une paroi dans le cobalt massif. La valeur obtenue est en concordance avec le modèle proposé par

Levy et Zhang.<sup>[Levy\_PRL\_97]</sup> mais beaucoup plus petite par rapport à celle obtenue par Ebels et al. Une éventuelle explication pourrait être la façon différente de piégeage dans les deux cas. En effet, si la taille de la constriction se situe en dessous des tailles des parois, c'est elle qui va déterminer la largeur de la paroi.<sup>[Bruno\_PRL\_99]</sup>

#### V. 8. 4. 2. Champ perpendiculaire au plan de la couche

Des parois peuvent aussi être piégées au niveau de la constriction dans un état rémanent en revenant d'une saturation perpendiculaire au plan de l'échantillon. Si ce champ présente une petite composante planaire, suivant l'axe de facile aimantation, le retournement de l'aimantation des divers segments est un processus complexe. Les parties larges présentent un important coefficient du champ démagnétisant suivant la direction perpendiculaire au plan de la couche, mais le champ de retournement planaire est petit. La situation est différente pour les segments étroits, pour lesquelles le facteur du champ démagnétisant est plus petit, mais le champ de retournement plus grand. Prenons maintenant notre situation expérimentale (figure V.8-7). On mesure simultanément les signaux MR entre les contacts  $a$  et  $b$ , respectivement  $b$  et  $c$  mais aussi le signal Hall entre les contacts transverses  $b$  et  $d$ . Le signal Hall nous indique, par la composante d'effet Hall extraordinaire, que le champ est orientée presque perpendiculairement au plan de l'échantillon. Il y a toutefois une composante perpendiculaire planaire, qui produit de l'effet Hall planaire et une composante suivant l'axe de facile



**Figure V. 8-7:** Cycles de magnétorésistance et d'effet Hall, mesurés à basse température pour la configuration indiquée en haut. Le cycle mesuré entre les contacts  $b$  et  $c$  est asymétrique à cause du piégeage d'une paroi, dont le signal magnétorésistif est indiqué par  $\Delta R_{paroi}$

aimantation qui génère des sauts de la composante planaire de l'aimantation. Entre les contacts  $a$  et  $b$ , les deux segments situés d'un côté et de l'autre de la constriction ont la même largeur, donc elles vont se comporter d'une manière identique en champ. Le cycle MR correspondant est symétrique, avec des petits sauts lorsque la composante planaire du champ est suffisante pour produire le retournement planaire de l'aimantation. Entre les contacts  $b$  et  $c$ , on mesure deux parties de largeurs différentes (200 et 400 nm), séparées par une constriction de 100 nm. La différence entre les champs démagnétisants des deux segments permet, dans l'état rémanent, le piégeage d'une paroi au niveau de la constriction. La différence de signal magnétorésistif relative à la largeur de la paroi indique une contribution positive de la magnétorésistance, d'une valeur de 5% (tableau V.8-1). Pour obtenir cette valeur, la contribution de magnétorésistance anisotrope de la paroi a été soustraite.

**Table V. 8-1:** Sommaire des contributions magnétorésistives des parois en fonction des dimensions des fils et de la température de mesure pour des parois de domaines mesurées dans le cas des fils parallèles à l'axe de facile aimantation

T (K)	L ( $\mu m$ )	$\Delta R$ ( $\Omega$ )	t (nm)	w (nm)	$\rho$ ( $\mu\Omega cm$ )	$\delta_w$ (nm)	$\Delta R_w$ (%)	$\langle \cos^2\theta \rangle$	AMR (%)	$\Delta AMR_w$ (%)	$\Delta GMR_w$ (%)
300	1.5	0.01	30	200	10.5	20	4	0.37	-0.5	0.2	<b>3.8</b>
10	1.5	0.001	30	200	2.5	15	1.5	0.37	10	-3.5	<b>5</b>

## V. 9. Conclusions

Les nanofils de cobalt à forte anisotropie uniaxiale planaire constituent un système modèle pour l'étude de différents effets galvanomagnétiques: magnétorésistance anisotrope, magnétorésistance de Lorentz, effet Hall extraordinaire et planaire. En effet, la possibilité d'orienter l'axe du fil soit parallèlement soit perpendiculairement à l'axe de facile aimantation, nous a permis d'explorer une large gamme de situations possibles pour le transport électronique. De plus, lorsque le champ magnétique externe est appliqué suivant des directions particulières, la contribution magnétorésistive des parois de domaines a été identifiable.

- Dans le cas des fils perpendiculaires à l'axe de facile aimantation, la contribution magnétorésistive des parois peut être utilisée pour détecter le processus de retournement de l'aimantation. Nous avons pu mettre en évidence l'influence de l'histoire magnétique sur la configuration micromagnétique des fils, en corrélation avec les observations de microscopie à force magnétique. La contribution de magnétorésistance anisotrope des parois de domaines a été extraite en utilisant les structures micromagnétiques des parois présentées dans le chapitre **IV**. A la température ambiante, les effets magnétorésistifs proviennent essentiellement de la contribution de magnétorésistance anisotrope à l'intérieur de la paroi. Les valeurs de la magnétorésistance de la paroi sont beaucoup plus petites que celles prédites par le modèle de Levy et Zhang. La paroi étant assez large, les électrons peuvent s'adapter presque adiabatiquement lors de leur passage à travers la paroi. L'augmentation de l'anisotropie magnétocristalline à basse température génère un confinement de la paroi et les valeurs de la magnétorésistance de parois sont en bon accord avec le modèle théorique. Néanmoins, une comparaison avec ce modèle n'est que qualitative parce que les parois qu'on mesure ne sont pas des parois purement de type Bloch. Il est clair que pour obtenir des valeurs importantes de la magnétorésistance de parois dans le cas des systèmes avec des domaines en bandes, il faut utiliser des matériaux fortement anisotropes (de facteur de qualité  $Q$  plus important que celui de cobalt)
- Dans le cas des fils parallèles à l'axe de facile aimantation, les mesures de magnéto-transport ont confirmé le retournement par nucléation et propagation d'une



paroi de domaine. Des parois ont pu être piégées au niveau de constriction, en utilisant différentes histoires magnétiques.

---

### Références bibliographiques du chapitre V

---

- [Adeyeye\_APL\_97] A. O. Adeyeye et al, *Appl. Phys. Lett.* (1997).
- [Adeyeye\_JAP\_96] A. O. Adeyeye, J. A. C. Bland, C. Daboo, Jayeong Lee, U. Ebels, H. Ahmed, J. *Appl. Phys.* **79**, 6120 (1996).
- [Anderson\_PRL\_63] J. R. Anderson and A. V. Gold, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 227 (1963).
- [Baibich\_PRL\_88] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich et J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472, 1988
- [Berger\_JAP\_78] L. Berger, *J. Appl. Phys.* **49**, 2156 (1978).
- [Birss\_64] R. R. Birss, "Symmetry and magnetism", North Holland (1964).
- [Bourquard\_PL\_68] A. Bourquard, E. Daniel and A. Fert, *Physics Letters* **26A**, 260 (1968).
- [Bruno\_PRL\_99] P. Bruno, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2425 (1999).
- [Cabrera\_PSSB\_74] G. G. Cabrera and L. M. Falicov, *Phys. Status Solidi B* **61**, 539 (1974); G. G. Cabrera and L. M. Falicov, *Phys. Status Solidi B* **62**, 217 (1974).
- [Campbell\_82] I. A. Campbell and A. Fert, in "Ferromagnetic materials", edited by E. P. Wohlfarth (North-Holland, Amsterdam, 1982), vol. 3
- [Ebels\_PRL\_00] U. Ebels, A. Radulescu, Y. Henry, L. Piraux, K. Ounadjela, *Phys. Rev. Lett* (2000).
- [Fert\_JPC\_69] A. Fert, *J. Phys. C* **2**, 1784 (1969).
- [Fert\_PRL\_68] A. Fert and I. A. Campbell, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1190 (1968).
- [Franck\_ZP\_30] N. H. Franck, *Z. Physik* **64**, 650 (1930).
- [Garcia\_PRL\_99] N. Garcia, M. Munoz, Y. W. Zhao, *Phys. Rev. Lett* **76**, 2923 (1999).
- [Garcia\_APL\_00] N. Garcia, M. Munoz, Y. W. Zhao, *Appl. Phys. Lett* **76**, 2586 (2000).
- [Giordano\_PB\_94] N. Giordano, J. D. Monnier, *Physica B* **194-196**, 1009 (1994).
- [Gregg\_PRL\_96] J. F. Gregg, W. Allen, K. Ounadjela, M. Viret, M. Hehn, S. M. Thomson and J. M. D. Coey, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1580 (1996).
- [Gorkom\_PRL\_99] R. P. van Gorkom, A. Braatas and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4401 (1999).
- [Hong\_JMMM\_95] K. Hong and N. Giordano, *J. Magn. Magn. Matter* **151**, 396 (1995).
- [Hong\_JPCM\_98] K. Hong and N. Giordano, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, L401 (1998).
- [Hong\_PRB\_95] K. Hong and N. Giordano, *Phys. Rev. B* **51**, 9855 (1995).
- [Hurd\_72] C. M. Hurd, "The Hall Effect in Metals and Alloys", (Plenum Press, New York, 1972).
- [Hurd\_AP\_74] C. M. Hurd, *Adv. Phys.* **23**, 315 (1972).

- [Jones\_PRS\_34] *H. Jones and C. Zener, Proc. Roy. Soc. A***145**, 268 (1934).
- [Isin\_PR\_66] *A. Isin and R. V. Coleman, Phys. Rev.* **142**, 372 (1966).
- [Jan\_SSP\_57] *J. –P. Jan, Solid State Physics* **5**, 1 (1957).
- [Kent\_JAP\_99] *A. D. Kent, U. Ruediger, J. Yu, L. Thomas, S. S. P. Parkin, J. Appl. Phys.* **85**, 5243 (1999).
- [Kent\_IEEE\_99] *A. D. Kent, U. Ruediger, J. Yu, S. Zhang, P. M. Levy, S. S. P. Parkin, IEEE Trans. Magn.* **34**, 900 (1998).
- [Kim\_IEEE\_99] *S. G. Kim, Y. Otani, K. Fukamichi, S. Yuasa, M. Nyvlt, T. Katayama, IEEE Trans. Magn.* **35**, 2862 (1999).
- [Kim\_JMMM\_98] *S. G. Kim, Y. Otani, K. Fukamichi, S. Yuasa, M. Nyvlt, T. Katayama, J. Magn. Mater.* **198-199**, 200 (1998).
- [Kittel\_PRL\_63] *C. Kittel, Phys. Rev. Lett.* **10**, 339 (1963).
- [Kooy\_PRR\_60] *C. Kooy and U. Enz, Philips Res. Rep.* **15**, 7 (1960).
- [Kohler\_AP\_38] *M. Kohler, Ann. Physik* **32**, 211 (1938).
- [Levy\_PRL\_97] *P. M. Levy and S. Zhang, Phys. Rev. Lett.* **79**, 5110 (1997).
- [McGuire\_IEEE\_75] *T. R. McGuire and R. I. Potter, IEEE Trans. Magn.* **MAG-11**, 1018 (1975).
- [Mott\_PRS\_36] *N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. A***153**, 699 (1936); *N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. A***156**, 368 (1936).
- [Otani\_IEEE\_98] *Y. Otani, S. G. Kim, K. Fukamichi, O. Kitakami and Y. Shimada, IEEE Trans. Magn.* **34**, 1096 (1998).
- [Otani\_MRS\_98] *Y. Otani, K. Fukamichi, O. Kitakami, Y. Shimada, B. Pannetier, J. P. Nozières, T. Matsuda and A. Tonomura, Proc. MRS Meeting (San Francisco)* **475**, 215 (1998).
- [Pauw\_PRR\_58] *van der Pauw, Philips Research Reports* **13** (1958).
- [Prejbeanu\_JMMM\_2001] *I. L. Prejbeanu, M. Viret, L. D. Buda, U. Ebels, K. Ounadjela, J. Magn. Mater, sous presse* (2001)
- [Raquet\_PB\_01] *B. Raquet, M. Viret, P. Warin, E. Sondergaard and R. Mamy, Physica B* **294-295**, 102 (2001).
- [Ravelosona\_PRB\_00] *D. Ravelosona, A. Cebollada, F. Briones, C. Diaz-Paniagua, M. H. Hidalgo, F. Batallan, Phys. Rev. B* **59**, 4322 (1999).
- [Ruediger\_APL\_98] *U. Ruediger, J. Yu, A. D. Kent and S. S. P. Parkin, Appl. Phys. Lett.* **73**, 1298 (1998).
- [Ruediger\_JMMM\_99] *U. Ruediger, J. Yu, S. S. P. Parkin and A. D. Kent, J. Magn. Mater.* **198-199**, 261 (1999).
- [Ruediger\_PRL\_98] *U. Ruediger, J. Yu, S. Zhang and A. D. Kent, Phys. Rev. Lett.* **80**, 5639 (1998).
- [Sato\_PRB\_00] *H. Sato, R. Hanada, H. Sugawara, Y. Aoki, T. Ono, H. Miyajima, T. Shinjo, Phys. Rev. B* **61**, 3227 (2000).
- [Tatara\_PRL\_97] *G. Tatara and H. Fukuyama, Phys. Rev. Lett.* **78**, 3773 (1997).

[Tatara\_PRL\_99] *G. Tatara, Y. W. Zhao, M. Munoz, N. Garcia, Phys. Rev. Lett. 83, 2030 (1999).*

[Taylor\_PR\_68] *G. R. Taylor, A. Isin and R. V. Coleman, Phys. Rev. 165, 621 (1968).*

[Viret\_PRB\_96] *M. Viret, D. Vignoles, D. Cole, J. M. D. Coey, W. Allen, D. S. Daniel and J. F. Gregg, Phys. Rev. B 53, 8464 (1996).*

[Viret\_PRL\_00] *M. Viret, Y. Samson, P. Warin, A. Marty, F. Ott, E. Sondergard, O. Klein and C. Fermo, Phys. Rev. Lett. 85, 3962 (2000).*

[Warin\_thèse\_99] *P. Warin, "Magnétorésistance et configuration des domaines", thèse CEA Saclay (1999).*

[Ziman\_60] *J. M. Ziman, "Electrons and phonons" (Clarendon Press Oxford, England, 1960), p. 490.*

---

## Chapitre VI :

### Magnétisme de réseaux à base carrée de plots de cobalt

---

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats d'une étude approfondie du comportement de retournement de l'aimantation des réseaux de plots circulaires de cobalt, fabriqués par nano-impression. Le diamètre des plots varie de 150 *nm* à 1000 *nm*, l'épaisseur est comprise entre 10 *nm* et 50 *nm* alors que l'espacement entre les plots est variable. Le comportement magnétique des plots sera étudié par des mesures de magnétométrie à effet Kerr, corrélés avec des observations de microscopie à force magnétique et des simulations micromagnétiques.

- Tout d'abord, les mécanismes de retournement de l'aimantation des plots quasi-isolés seront étudiés en fonction des dimensions des plots.
- Ensuite, l'effet des interactions dipolaires sur le processus de retournement collectif de l'aimantation sera considéré. Nous allons étudier l'influence de l'espacement entre les plots, mais aussi l'effet d'un champ appliqué à des différentes orientations par rapport aux axes du réseau.

Les résultats de ce chapitre représentent le fruit d'une collaboration avec M. Natali et Y. Chen de Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, LPN Bagneux.

---

---

## **VI. 1. Motivation**

## **VI. 2. Description du système étudié**

## **VI. 3. Plots isolés**

### VI. 3. 1. Introduction

### VI. 3. 2. Mécanismes planaires de retournement de l'aimantation

#### VI. 3. 2. 1. Retournement inhomogène de l'aimantation par la formation d'un vortex

#### VI. 3. 2. 2. Retournement de l'aimantation par rotation cohérente

#### VI. 3. 2. 3. Retournement inhomogène de l'aimantation par formation d'un état double-vortex

#### VI. 3. 2. 4. Influence de la pointe magnétique sur le processus de retournement

## **VI. 4. Plots de cobalt en interaction magnétostatique**

### VI. 4. 1. Introduction

### VI. 4. 2. Variation des champs de nucléation et d'annihilation avec l'espacement entre les plots

### VI. 4. 3. Etude MFM du processus de retournement - champ appliqué suivant l'axe du réseau

#### VI. 4. 3. 1. Nucléation des vortex

#### VI. 4. 3. 2. Annihilation des vortex

#### VI. 4. 3. 3. Corrélations entre les chiralités de vortex nucléés dans la même ligne

## **VI. 5. Anisotropie du retournement de l'aimantation induite par les interactions magnétostatiques**

### VI. 5. 1. Introduction

### VI. 5. 2. Anisotropie des champs de nucléation et d'annihilation

### VI. 5. 3. Etude microscopique de l'anisotropie du retournement

## **VI. 6. Conclusions**

## **Références bibliographiques du chapitre VI**

---

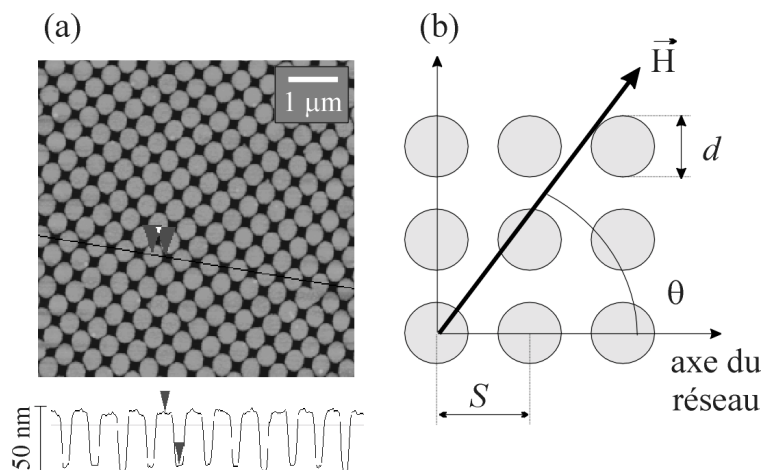
## VI. 1. Motivation

Récemment, compte tenu des progrès technologiques en lithographie, des expériences ont pu être réalisées sur des plots magnétiques de formes et dimensions variées, isolés ou répartis en réseaux. Ainsi, plusieurs études ont été effectuées sur une large diversité de géométries simples telles que des carrés [Hehn\_Science\_96, Cowburn\_PRL\_98] ou des disques [Miramond\_JMMM\_97, Wassermann\_JAP\_98, Cowburn\_PRL\_1999, Shinjo\_Science\_00] et de différents matériaux magnétiques, comme le permalloy [Hillebrands\_JMMM\_97, Miramond\_JMMM\_97], le fer [Wassermann\_JAP\_98, Hanson\_JAP\_98] et le cobalt [Hehn\_Science\_96, Demand\_JAP\_99, Lebib\_JAP\_01]. A part les applications technologiques potentielles, les réseaux périodiques de plots représentent des systèmes modèles pour l'étude des interactions magnétostatiques et des mécanismes de retournement de l'aimantation.

## VI. 2. Description du système étudié

Des réseaux de plots circulaires de cobalt ont été fabriqués par nano-impression et lift-off (voir chapitre I). Les plots sont disposés dans des réseaux de symétrie carrée de taille  $150 \times 150 \mu m^2$ . Le diamètre  $d$  des plots a été varié entre  $100 \text{ nm}$  et  $1000 \text{ nm}$ , alors que le rapport entre le diamètre et l'espacement entre les plots varie de 1:1.1 à 1:3 (l'espacement  $S$  est défini comme la distance entre les centres de deux plots adjacents). L'étude AFM de la

morphologie des plots (figure VI.2-1) indique une très bonne qualité des réseaux. Des études de microscopie électronique par transmission ont montré que les plots ont une structure polycristalline avec des grains de l'ordre de quelques nanomètres [Lebib\_JAP\_01]. Pour l'étude du processus de retournement de l'aimantation, le champ magnétique a été appliqué dans le plan à un angle  $\theta$  variable par rapport à l'axe du réseau (figure VI.2-1).



**Figure VI. 2-1:** (a) Image AFM d'un réseau de plots de  $500 \text{ nm}$  en diamètre et espacés de  $600 \text{ nm}$ . L'épaisseur des plots est de  $50 \text{ nm}$ , confirmé par le profil topographique. (b) Représentation schématique indiquant le diamètre  $d$  des plots, l'espacement  $S$  entre les plots et l'angle  $\theta$  du champ magnétique par rapport à l'axe du réseau.

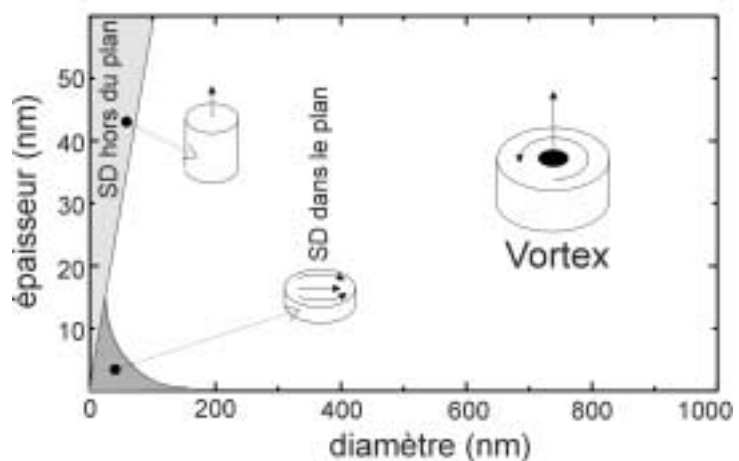
## VI. 3. Plots isolés

### VI. 3. 1. Introduction

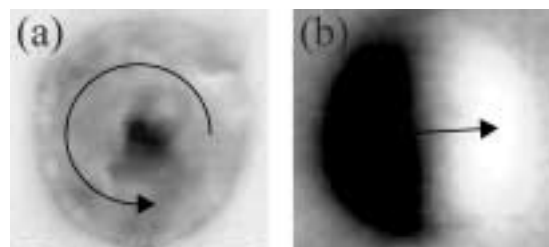
Les configurations micromagnétiques des réseaux ferromagnétiques de plots circulaires ont été intensivement étudiées comme des systèmes modèles pour l'étude des états fondamentaux et du processus de retournement de l'aimantation mais également à cause de leur possible application dans les médias d'enregistrement magnétique de haute densité<sup>[Cowburn\_Science\_2000, Zhu\_JAP\_00, Fernandez\_JAP\_00, Schneider\_APL\_00, Lebib\_JAP\_01, Bussmann\_APL\_01]</sup>.

En particulier, dans des plots de Co de symétrie circulaire, deux états magnétiques stables ont été identifiés<sup>[Buda\_01]</sup>. En fonction du diamètre et de l'épaisseur des plots soit un état monodomaine planaire, soit un état de type vortex correspond à l'état fondamental du système (figure VI.3-1). Un état de type vortex est favorisé pour des plots épais et larges. Cet état est caractérisé par

une fermeture complète du flux magnétique et par une partie centrale où l'aimantation est perpendiculaire au plan du plot. La fermeture de flux assure une réduction considérable de l'énergie magnétostatique du système. La partie centrale, là où l'aimantation sort brusquement du plan, engendre une importante énergie d'échange. Pour des diamètres larges, cette énergie est négligeable par rapport à l'énergie magnétostatique d'un état monodomaine. En réduisant le diamètre du plot, l'importance de la densité d'énergie d'échange d'un état vortex augmente progressivement et au-dessous d'un diamètre critique, elle devient supérieure à



**Figure VI. 3-1:** Diagramme de phase des états fondamentaux pour des plots circulaires de cobalt, sans anisotropie magnétocristalline, en fonction des dimensions du plot (épaisseur et largeur).<sup>[Buda\_CMS\_01]</sup>



**Figure VI. 3-2:** Contraste magnétique caractéristique d'un état de type vortex (a) et d'un état monodomaine planaire (b). La pointe MFM est aimantée perpendiculairement au plan.

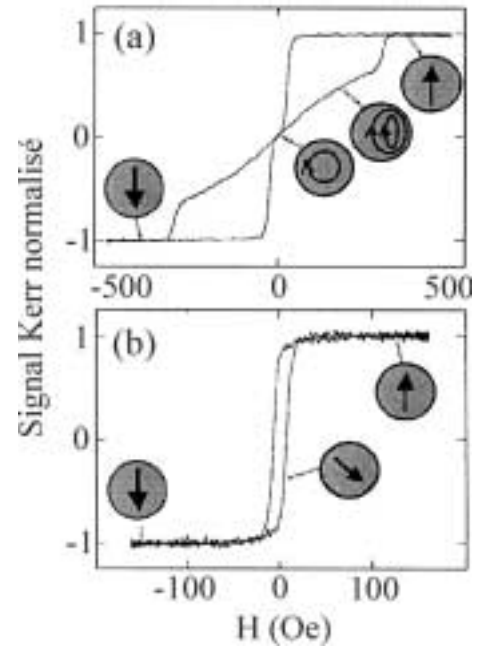
l'énergie magnétostatique de l'état monodomaine.

Les contrastes magnétiques caractéristiques d'un état vortex et d'un état monodomaine planaire sont présentés sur la figure VI.3-2. Dans le cas de l'état vortex, la fermeture de flux produit un champ de fuite extrêmement faible et le seul contraste magnétique provient du cœur du vortex. Ce contraste central est blanc ou noir, en fonction du sens de l'aimantation au centre qui pointe vers le haut ou vers le bas. L'état monodomaine est caractérisé par un contraste dipolaire blanc-noir, qui provient essentiellement des charges de surface, localisées aux bords du plot.

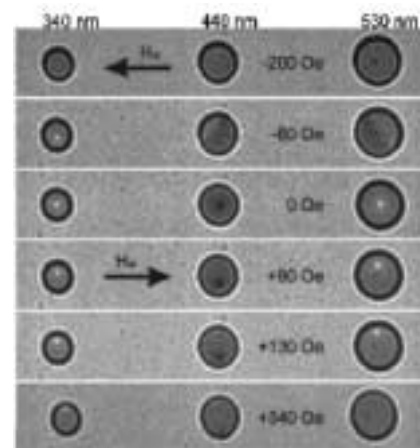
Des informations indirectes sur la configuration micromagnétique des états magnétiques d'équilibre des plots peuvent être obtenues à partir de la forme des cycles d'aimantation. Dans le cas des plots circulaires de super-permalloy, durant le retournement

planaire de l'aimantation, deux types de cycles d'hystérésis ont été identifiés en fonction des diamètres des plots. [Cowburn\_PRL\_99] Les auteurs suggèrent qu'une rémanence faible est caractéristique une fermeture de flux en champ nul, soit d'un état magnétique de type vortex (figure VI.3-3a). Lorsque le diamètre des plots est réduit, la forme des cycles d'aimantation change. Le cycle carré correspondant, avec une rémanence importante, est indicatif d'un retournement de l'aimantation par rotation cohérente des spins (figure VI.3-3b).

Les techniques d'investigation locales: la microscopie à force magnétique, la microscopie Lorentz ou les simulations micromagnétiques viennent confirmer le fait que le cycle présenté sur la figure VI.3-3a est dû à la formation de l'état vortex en champ nul. Des études de microscopie Lorentz montrent que, pour des plots de permalloy, la nucléation du vortex se produit à l'extrémité du plot, ensuite le vortex traverse le plot dans une



**Figure VI. 3-3:** Cycles d'aimantation des plots de super-permalloy de diamètre  $d$  et épaisseur  $t$ : (a)  $d=300 \text{ nm}$  et  $t=10 \text{ nm}$ ; (b)  $d=100 \text{ nm}$  et  $t=10 \text{ nm}$ . La schématique des configurations micromagnétiques considère le champ magnétique orienté vers le haut de la page [Cowburn\_PRL\_99].



**Figure VI. 3-4:** Etude par microscopie Lorentz du retournement de l'aimantation par formation de l'état vortex pour des plots de permalloy de  $15 \text{ nm}$  en épaisseur et de différents diamètres:  $340$ ,  $440$ , et  $530 \text{ nm}$  [Schneider\_APL\_00].



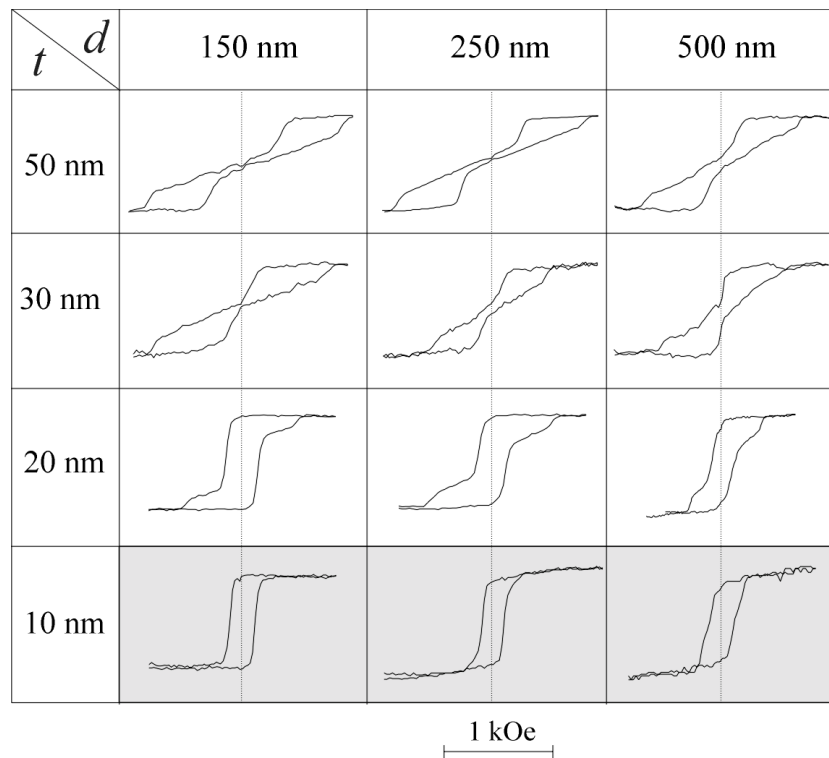
direction perpendiculaire à la direction du champ appliqué et sort par l'extrémité diamétralement opposée (figure VI.3-4).<sup>[Schneider\_APL\_00]</sup> Tant que le vortex n'est pas expulsé, son passage à l'intérieur du plot est entièrement réversible.

### VI. 3. 2. Mécanismes planaires de retournement de l'aimantation

Dans ce paragraphe, nous allons présenter une étude détaillée des mécanismes de retournement de l'aimantation des plots submicroniques circulaires de cobalt, en fonction de leurs dimensions. La périodicité spatiale des réseaux de plots est suffisamment grande pour négliger les interactions dipolaires entre plots voisins (approximation de plots quasi-isolés).

Même si l'état fondamental du système est l'état vortex pour toutes les dimensions étudiées, l'évolution en champ magnétique planaire indique l'existence de différents mécanismes de retournement. En variant le diamètre et l'épaisseur des plots, la forme du cycle d'aimantation change d'un cycle carré à haute rémanence, pour des épaisseurs inférieures à 10 nm, à un cycle à rémanence nulle, pour des épaisseurs supérieures à cette limite (figure VI.3-5).

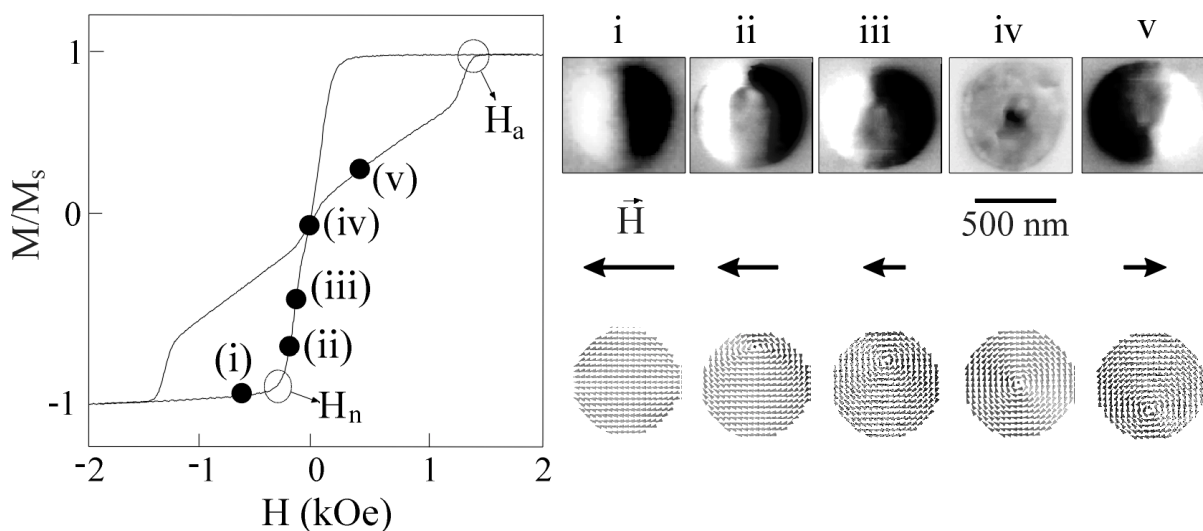
<sup>[Lebib\_JAP\_01]</sup> Pour comprendre l'évolution de l'aimantation durant les deux types de retournement, nous avons mené des études de microscopie à force magnétique.



**Figure VI. 3-5:** Sommaire des cycles d'aimantation des réseaux de plots circulaires de cobalt espacés, pour différentes épaisseurs  $t$  et diamètres  $d$ .  
<sup>[Lebib\_thèse\_01, Lebib\_JAP\_01]</sup>

### VI. 3. 2. 1. Retournement inhomogène de l'aimantation par la formation d'un vortex

Différents étapes d'un cycle d'aimantation à basse rémanence ont été visualisées par MFM dans le cas d'un plot quasi-isolé, de  $500\text{ nm}$  en diamètre et  $30\text{ nm}$  en épaisseur (figure VI.3-6). Pour des valeurs importantes du champ magnétique externe, les plots adoptent une configuration monodomaine – point (i) sur le cycle d'aimantation. En réduisant le champ magnétique à partir de la saturation négative, l'aimantation nette du plot diminue brusquement au champ de nucléation  $H_n$ , correspondant à l'entrée d'un vortex au bord du plot. En diminuant encore le champ, le vortex se déplace vers le centre du plot, perpendiculairement à la direction du champ – points (ii) et (iii) - et le contraste magnétique diminue graduellement. L'évolution de la distribution de l'aimantation à l'intérieur du plot est clairement identifiable dans les structures simulées par des calculs micromagnétiques. En champ nul, une structure complètement symétrique est établie – point (iv) sur le cycle d'aimantation. Pour ce vortex parfaitement symétrique, la fermeture du flux de l'aimantation produit un champ de fuite très faible et le seul contraste magnétique provient du cœur du vortex localisé au centre du plot. En augmentant le champ magnétique vers de valeurs positives, une aimantation nette développe progressivement par le déplacement du cœur du vortex vers l'extrémité diamétrale opposé par rapport de celle par où il est entré – point (v). A un champ critique, nommé champ d'annihilation  $H_a$ , le vortex est expulsé du plot et la configuration micromagnétique du plot bascule vers l'état monodomaine.



**Figure VI. 3-6:** Cycle d'aimantation correspondant au retournement par formation de vortex d'un réseaux de plots de  $500\text{ nm}$  de diamètre et  $30\text{ nm}$  d'épaisseur. Différentes stages du cycle d'aimantation - de (i) à (v) - sont visualisés par MFM pour un plot isolé et comparés aux simulations micromagnétiques

- *Variation des valeurs des champs de nucléation / annihilation avec les dimensions du plot*

Les valeurs des champs de nucléation  $H_n$  et des champs d'annihilation  $H_a$  sont intimement liées au champ démagnétisant du plot et dépendent donc des dimensions du plot (diamètre, épaisseur).

Le sommaire des cycles d'aimantation de la figure **VI.3-5**, indique que la diminution de l'épaisseur  $t$  induit un déplacement des champs de nucléation et d'annihilation vers des valeurs plus petites du champ magnétique. Un changement de signe est observé pour le champ de nucléation des plots d'épaisseur  $t = 20 \text{ nm}$ . Les champs de nucléation et d'annihilation convergent vers une valeur identique pour des épaisseurs  $t$  de  $10 \text{ nm}$ . Cette valeur correspond au champ coercitif du cycle d'aimantation carré.

Le diamètre des plots agit sur la forme des cycles d'aimantation d'une façon différente. Ainsi, quand le diamètre augmente, les champs de nucléation et d'annihilation diminuent. Pour des plots très larges, le cycle d'aimantation tend vers une forme carrée et le processus de retournement de l'aimantation change d'un retournement par formation de vortex à un retournement par nucléation et propagation d'une paroi de domaine, caractéristique du retournement de l'aimantation des films minces.

- *Dispersion des valeurs du champ de nucléation / annihilation*

L'homogénéité des plots sur l'ensemble du réseau est un paramètre expérimental important d'autant plus critique que les mesures magnétiques effectuées par la magnétométrie Kerr sont macroscopiques (les cycles d'aimantation contiennent des informations moyennées sur un ensemble de plots, couverts par le faisceau laser). Il se peut que, à cause des faibles variations de taille ou à cause des défauts, il y ait une distribution statistique des champs de nucléation et d'annihilation des plots d'un réseau donné. Les champs de nucléation et d'annihilation, déterminés à partir des cycles d'aimantation, représentent une valeur moyenne de la distribution de ces champs dans le cas des plots isolés.

Une méthode expérimentale de détermination quantitative de la largeur de cette distribution statistique tient compte du chemin différent parcouru sur le cycle d'aimantation par un état vortex ou un état monodomaine. En effet, si le champ magnétique appliqué est inférieur au champ d'annihilation déterminé à partir des cycles d'aimantation, il y a encore des plots restés dans l'état vortex. Lorsque le champ externe est réduit à zéro, le cœur du vortex de ces plots

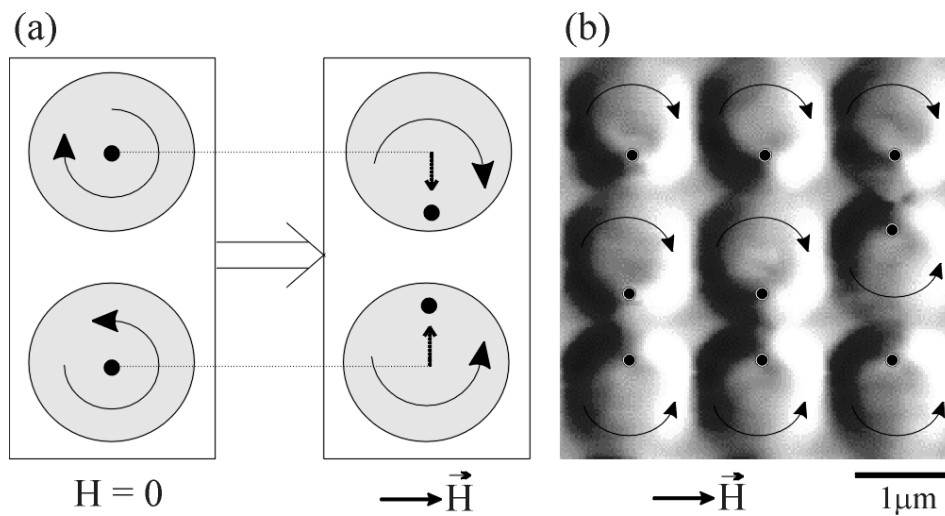
reviendra de manière réversible sur le cycle d'aimantation. Au contraire, les plots monodomaines vont garder une aimantation nette importante jusqu'au champ de nucléation. En utilisant cette méthode, des dispersions des champs de nucléation et d'annihilation de l'ordre de quelques dizaines d' $Oe$  ont été trouvées. <sup>[Lebib\_JAP\_01]</sup>

- *Chiralité de l'état vortex*

La chiralité d'un état vortex est complètement décrite par deux éléments indépendants:

- l'orientation du cœur du vortex: l'aimantation peut pointer soit vers le haut, soit vers le bas, correspondant à un contraste magnétique soit blanc, soit noir;
- le sens de circulation de la fermeture de flux: l'aimantation peut tourner soit dans le sens des aiguilles d'une montre, soit en sens trigonométrique.

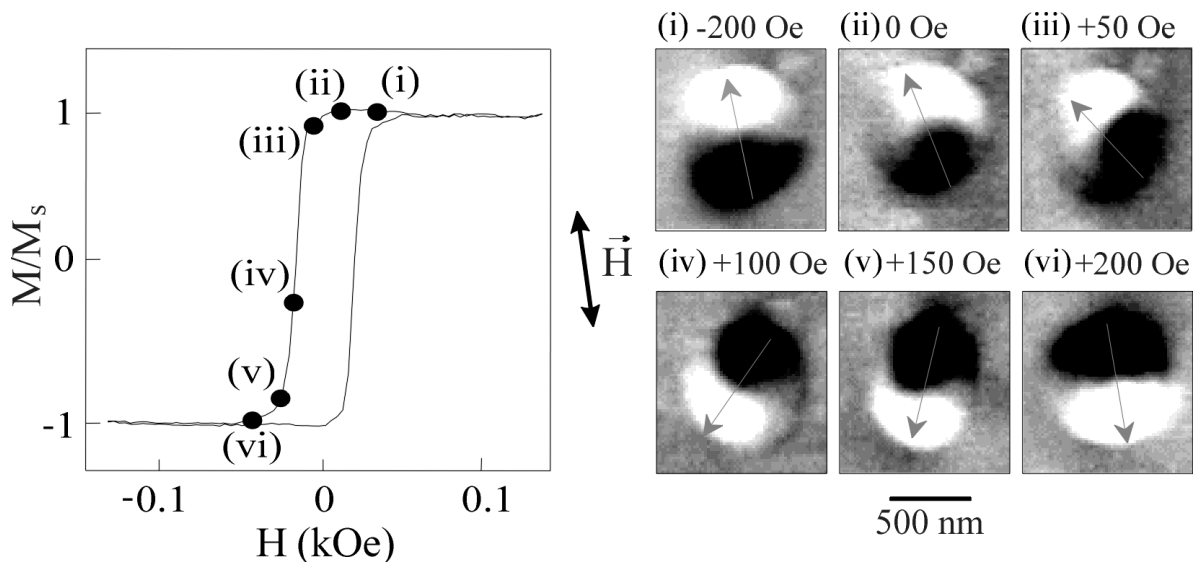
Contrairement à l'orientation du cœur du vortex, qui est directement identifiable à partir de l'image MFM en champ nul, le sens de circulation de la fermeture de flux ne produit pas de contraste magnétique. Pour l'identifier, il faut soumettre le plot à un champ magnétique planaire. En regardant le sens de déplacement du vortex en fonction de la direction du champ (figure VI.3-7a) on arrive à déterminer facilement le sens de circulation (image VI.3-7b).



**Figure VI. 3-7:** Schématisation du déplacement d'un vortex sous champ externe planaire. Le sens de circulation détermine le sens de déplacement du vortex pour un sens donné du champ magnétique externe.

### VI. 3. 2. 2. Retournement de l'aimantation par rotation cohérente

Le sommaire des cycles d'aimantation en fonction des dimensions des plots, présenté sur la figure VI.3-5, indique que, pour des épaisseurs inférieures à 20 nm, les cycles sont caractérisés par une forte rémanence et un champ de retournement relativement réduit (une centaine d'Oe). Ce type de cycle est spécifique à un comportement d'un état monodomaine où l'on peut assimiler chaque plot du réseau à un spin géant dont l'aimantation se retourne par rotation cohérente de tous les spins. <sup>[Stonner\_48]</sup> Afin de vérifier cette hypothèse nous avons mené des études MFM sur le comportement magnétique d'un plot isolé de 10 nm en épaisseur et 500 nm en diamètre durant le retournement de l'aimantation (figure VI.3-8). Initialement, l'échantillon a été saturé dans un champ d'environ -1 kOe suivant la direction indiquée sur la figure et les images MFM ont été enregistrées en revenant vers zéro, à des champs plus petits. A -200 Oe - point (i) sur le cycle d'aimantation, le contraste magnétique dipolaire indique la présence d'un état monodomaine, avec l'aimantation orientée suivant la direction du champ magnétique. L'aimantation nette du plot commence à tourner légèrement lorsque le champ magnétique est réduit à zéro, mais le plot préserve son état monodomaine (point (ii)). La rotation continue quand le champ est augmenté dans l'autre sens - images (ii) à (v) - et à +200 Oe, l'aimantation du plot est de nouveau disposée suivant la direction du champ externe - image (vi).



**Figure VI. 3-8:** Cycle d'aimantation correspondant au retournement d'un réseaux de plots de 500 nm en diamètre et 10 nm en épaisseur. Différentes stages du cycle d'aimantation - de (i) à (vi) - sont visualisés par MFM pour un plot isolé.

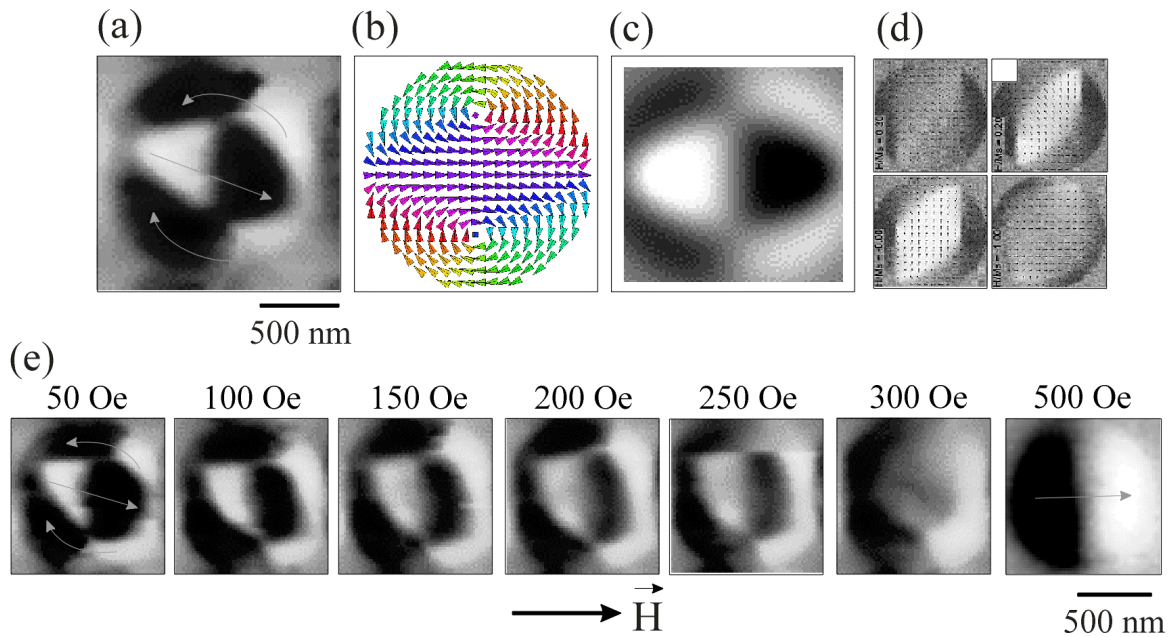
### VI. 3. 2. 3. Retournement inhomogène de l'aimantation par formation d'un état double-vortex

Un troisième mécanisme de retournement de l'aimantation, qui consiste dans la formation d'un état double-vortex dans l'état rémanent, apparaît dans le cas de certains plots de diamètres très larges ( $d = 1\mu m$ ). Le cycle d'aimantation correspondant est similaire à un cycle d'aimantation par formation d'un seul vortex.

Le contraste magnétique caractéristique d'un état double-vortex consiste en une partie centrale de contraste dipolaire blanc-noir, entourée par deux parties latérales de contraste dipolaire opposé (figure VI.3-9a). Ce type de contraste est confirmé par le contraste magnétique obtenu à partir de la configuration micromagnétique simulée de l'état double-vortex (figure VI.3-9b,c). L'ensemble peut être imaginé comme une combinaison de deux états vortex avec des sens de rotation opposés.

Des simulations micromagnétiques indiquent que les deux vortex nucléent suivant une direction inclinée par rapport à la direction du champ externe (figure VI.3-9d). [Mattheis\_JMMM\_99] Ensuite, ces vortex tournent et, en champ nul, restent légèrement inclinés par rapport à la direction du champ de saturation. Le domaine central, s'oriente aussi incliné par rapport à la direction du champ, avec une faible composante antiparallèle à cette direction. Le processus d'annihilation de l'état double-vortex est visualisé sur la figure VI.3-9e. Même pour un champ très petit, les vortex continuent leur rotation et la partie centrale s'oriente suivant la direction du champ appliqué. Ensuite, l'augmentation progressive du champ externe génère initialement un élargissement de la partie centrale. A 250  $Oe$ , le vortex supérieur est expulsé et le plot bascule vers un état simple vortex, avec un contraste magnétique caractéristique d'un vortex déplacé (à 300  $Oe$ ). Finalement, le deuxième vortex est expulsé à 500  $Oe$  et le plot bascule dans un état monodomaine.

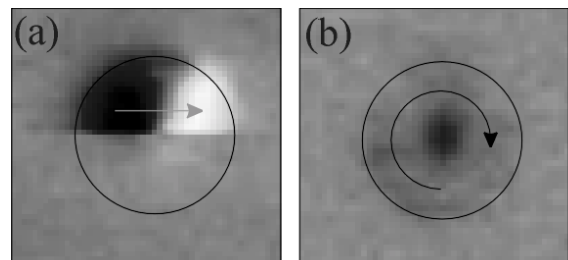
L'apparition de l'état double-vortex, qui est plus énergétique que l'état vortex à cause de l'énergie d'échange supplémentaire engendrée par le vortex supplémentaire, pourrait être favorisée par la présence des petits défauts. A priori l'entrée du vortex peut se faire d'un côté ou de l'autre. Pour des diamètres importants, l'interaction est faible et deux vortex peuvent rentrer simultanément, ensuite si leur chiralité s'oppose ils ne peuvent pas s'éliminer.



**Figure VI. 3-9:** (a) Contraste MFM d'un état double-vortex pour un plot de  $1000\text{ nm}$  de diamètre et  $30\text{ nm}$  d'épaisseur. (b) Simulation micromagnétique pour un plot de dimensions identiques. (c) Contraste magnétique obtenu à partir de la configuration micromagnétique simulé. (d) Simulation micromagnétique du processus de nucléation d'un état double vortex <sup>[Mattheis\_JMMM\_99]</sup> (e) Observation expérimentale du processus d'annihilation de l'état double-vortex.

#### VI. 3. 2. 4. Influence de la pointe magnétique sur le processus de retournement

Il faut rappeler que l'état fondamental du système pour toutes les dimensions étudiées expérimentalement est l'état vortex. Durant le retournement de l'aimantation, le plot peut passer par des états d'équilibre (état monodomaine ou état double-vortex), plus énergétiques que l'état fondamental en champ nul. Lors des études par MFM, l'orientation particulière du champ de fuite de la pointe MFM (perpendiculaire au plan de l'échantillon) facilite le basculement du plot vers l'état vortex. Cette influence est bien visible, pour des hauteurs de survol de la pointe relativement basses ( $50\text{ nm}$ ), par le changement discontinu dans le signal MFM, lorsque la pointe passe d'une ligne de balayage à une autre (figure VI.3-10a). Un deuxième balayage dans la même région confirme la transition du plot de l'état monodomaine vers l'état vortex (figure VI.3-10b). Le même type d'influence est observable sur l'image VI.3-9e, pour un



**Figure VI. 3-10:** Sous l'influence du champ de fuite de la pointe MFM, l'état monodomaine bascule vers l'état vortex, qui représente l'état fondamental du système. La hauteur de survol de la pointe est de  $50\text{ nm}$ .

---

champ magnétique de 250 *Oe*. Afin d'éviter le plus possible ces influences, nous avons choisi une hauteur de survol suffisamment grande (100 *nm*).

## VI. 4. Plots de cobalt en interaction magnétostatique

### VI. 4. 1. Introduction

Une des priorités dans le développement des médias d'enregistrement magnétique est la réduction des interactions magnétostatiques entre des particules adjacentes. Une distribution faible des champs de retournement et un contrôle précis du champ local qui agit sur les particules sont requis pour un retournement de l'aimantation stable et répétitif. Pour des densités de stockage importantes, le champ de retournement d'une particule dépend des états magnétiques des plots voisins. <sup>[Gibson\_JAP\_93]</sup> Une structure de type antiferromagnétique a été identifiée pour des plots à l'aimantation perpendiculaire. <sup>[Aign\_PRL\_98, Bae\_JAP\_00, Hwang\_JAP\_00]</sup> Les interactions magnétostatiques devraient même induire une réorientation de l'aimantation d'une orientation planaire à une orientation hors du plan pour certaines valeurs du rapport entre la taille et l'espacement entre les plots. <sup>[Gibson\_JAP\_93, Guslienko\_APL\_00]</sup>

Les effets dipolaires pourraient être évités par l'utilisation des plots dont l'état micromagnétique stable est l'état vortex. Par rapport à un état monodomaine, les champs de fuite sont considérablement réduits à cause de la fermeture du flux magnétique. <sup>[Zhu\_JAP\_00, Fernandez\_JAP\_00]</sup> Pour l'instant, il n'y a pas beaucoup d'études sur la manière dont les interactions magnétostatiques influencent le processus de nucléation et annihilation des vortex. <sup>[Borkowky\_APL\_99]</sup>

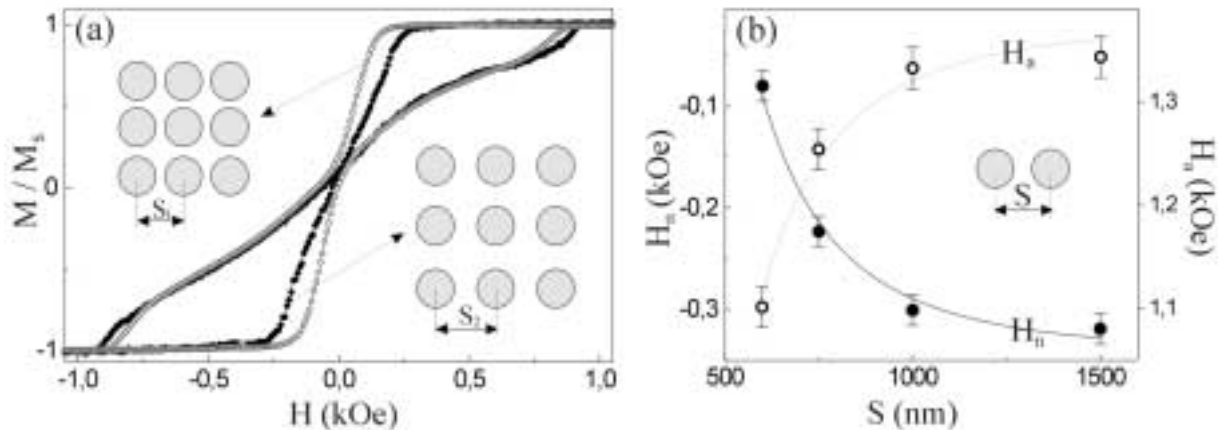
Dans la suite de ce chapitre nous nous intéresserons à ces effets dipolaires. Nos études comportent tout d'abord la variation de l'espacement entre les plots et dans la section **VI. 5.** la modification de l'orientation du champ magnétique externe par rapport aux axes du réseau sera considérée.



## VI. 4. 2. Variation des champs de nucléation et d'annihilation avec l'espacement entre les plots

L'effet des interactions dipolaires sur le processus de retournement de l'aimantation des réseaux de plots serrés a été étudié en détail pour des plots de 30 nm de hauteur. Pour cette épaisseur, le cycle d'aimantation des réseaux espacés s'effectue par la formation d'un vortex (paragraphe VI.3-2).

L'influence de l'espacement  $S$  entre les plots sur la forme du cycle d'aimantation est présentée sur la figure VI.4-1a pour des réseaux de plots de 500 nm en diamètre. Le champ magnétique externe est appliqué suivant l'axe du réseau. Les cycles d'aimantation indiquent que le champ de nucléation, ainsi que le champ d'annihilation du vortex sont plus petits dans le cas des plots serrés ( $S=600$  nm), que dans le cas des plots éloignés ( $S=750$  nm). Le résumé de la dépendance des champs de nucléation et annihilation en fonction de l'espacement entre les plots (figure VI.4-1b) indique l'augmentation en valeur absolue de ces champs lorsque l'espacement entre les plots est réduit. Une modification considérable est observée pour des espacements inférieurs à 1000 nm. La variation des champs de nucléation/annihilation avec l'espacement suggère une dépendance simple, caractéristique d'un modèle d'interaction dipolaire entre les plots du réseau.



**Figure VI. 4-1:** (a) Influence de l'espacement entre les plots sur la forme du cycle d'aimantation pour des réseaux de plots de 500 nm de diamètre et 30 nm d'épaisseur. Les espacements entre les plots sont 750 nm (disques) et 600 nm (cercles) (b) Dépendance des champs de nucléation et d'annihilation du vortex de l'espacement  $S$  entre les plots.

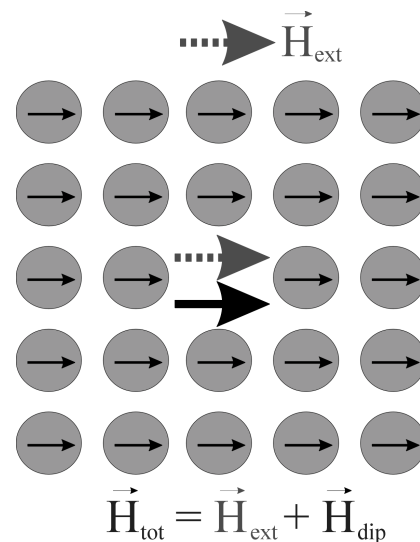
## Modèle des interactions dipolaires

Le processus de nucléation de l'état vortex commence au niveau d'un certain plot lorsque le champ effectif qui agit à son emplacement devient au moins égal à son champ de nucléation  $\vec{H}_n$ . Le champ effectif agissant sur un plot est la somme entre le champ externe appliqué et le champ d'interaction dipolaire créé par tous les autres plots du réseau à l'endroit où se trouve le plot considéré (figure VI.4-2):

$$\vec{H}_{tot} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_{dip} \quad (VI. 4-1)$$

L'orientation du champ d'interaction dipolaire est donnée par l'orientation des moments magnétiques des plots. Lorsque le champ magnétique est réduit de la saturation, le champ dipolaire se rajoute au champ externe et l'état monodomaine du plot est préservé jusqu'au moment où la somme entre le champ externe et le champ d'interaction dipolaire égale la valeur du champ de nucléation du plot isolé. Ainsi, des interactions dipolaires plus intenses font que la nucléation des vortex est déplacée vers des valeurs plus petites du champ externe.

Un comportement similaire est observé dans le cas du champ d'annihilation, ce qui pourrait paraître surprenant si on fait référence à l'état vortex en champ nul, caractérisé par une fermeture complète de flux. Cependant, le déplacement du vortex sous l'action d'un champ externe induit l'apparition d'un moment magnétique net qui va être responsable des interactions dipolaires dans le système.



**Figure VI. 4-2:** Champ effectif qui agit au niveau d'un plot, dû au champ externe et au champ dipolaire créé par tous les autres plots du réseau.

Pour estimer l'effet dipolaire collectif du réseau au niveau d'un plot situé dans le nœud  $\vec{r}_{ij} = (iS \ jS \ 0)$ , on utilise l'approximation dipolaire. Dans cette approche chaque plot ( $ij$ ) est équivalent à un dipôle d'amplitude  $\vec{\mu}_{ij} = \vec{M}_{ij}V$ , placé au centre du plot ( $\vec{M}_{ij}$  représente l'aimantation et  $V$  le volume du plot:  $V = \pi t \left(\frac{d}{2}\right)^2$ ). Le champ dipolaire d'un réseau bidimensionnel infini de moments magnétiques est donné par l'expression: [Jackson\_62].

$$\vec{H}_{dip}(\vec{r}) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ -\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_{ij}|^3} \vec{\mu}_{ij} + 3 \frac{[\vec{\mu}_{ij} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_{ij})]}{|\vec{r} - \vec{r}_{ij}|^5} (\vec{r} - \vec{r}_{ij}) \right\} \quad (VI. 4-2)$$

Le champ dipolaire créé à l'origine du système par tous les autres plots supposés identiques, saturés selon la direction  $x$  est (voir annexe **A.VI-1**):

$$\vec{H}_{dip} = \begin{pmatrix} 4.2 \frac{M_s V}{S^3} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (VI. 4-3)$$

où  $M_s$  est l'aimantation à saturation. Pour un réseau de plots de Co ( $M_s = 1400 \text{ emu/cm}^3$ ) de  $d = 100 \text{ nm}$  de diamètre, séparés de  $S = 200 \text{ nm}$  et d'épaisseur  $e = 30 \text{ nm}$ , le champ dipolaire effectif selon l'axe  $x$  vaut  $H_{dip}^x \cong 173 \text{ Oe}$ .

On trouve que la dépendance des champs de nucléation (annihilation) en fonction de l'espacement entre les plots (figure **VI.4-1b**) est bien décrite par une loi de variation de type

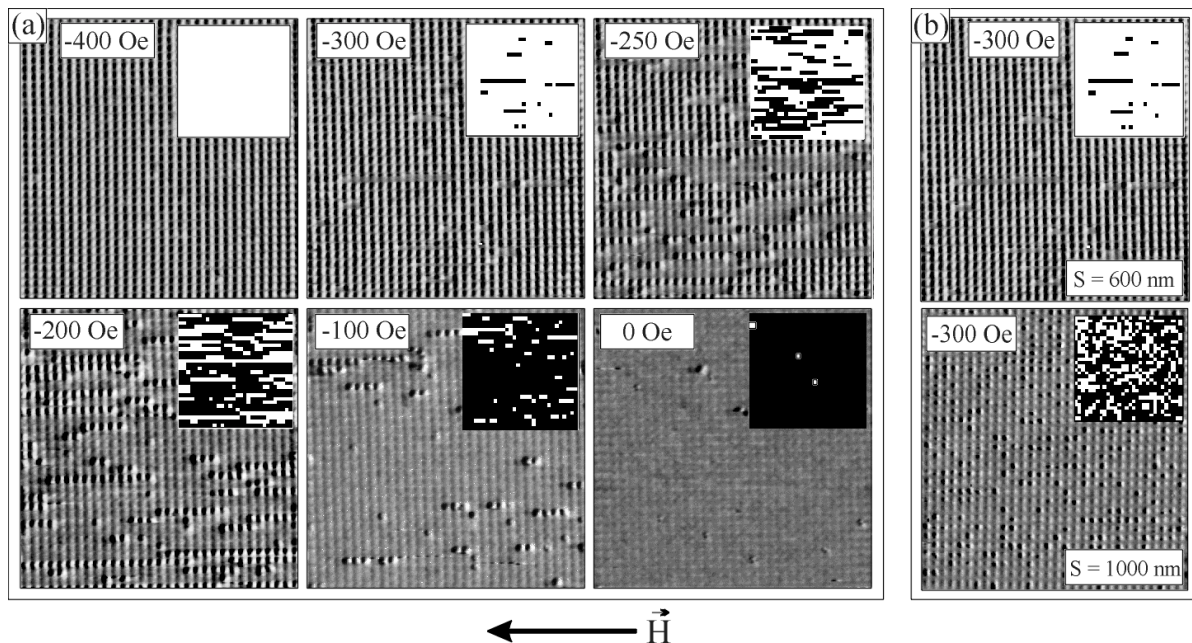
$H_{n/a}(\infty) \pm 4.2 M_s \frac{V}{S^3}$  ( $H_{n/a}(\infty)$  représente le champ de nucléation/annihilation correspondant aux plots isolés). Le signe (+) est valable pour le comportement du champ de nucléation, alors que le signe (-) décrit le comportement du champ d'annihilation.

### VI. 4. 3. Etude MFM du processus de retournement - champ appliqué suivant l'axe du réseau

L'effet des interactions magnétostatiques a été étudié plus en détail par des observations MFM. Les mesures ont été effectuées essentiellement sur des réseaux de plots de  $30\text{ nm}$  d'épaisseur et  $500\text{ nm}$  de diamètre et pour différents espacements entre les plots. Pour ces dimensions, les valeurs des champs de nucléation et d'annihilation des vortex rentrent dans la gamme de champ accessible pour des études MFM sous champ, avec une perturbation négligeable sur l'aimantation de la pointe magnétique.

#### VI. 4. 3. 1. Nucléation des vortex

Les réseaux de plots de différents espacements ( $S=600, 1000\text{ nm}$ ) ont été saturés en préalable dans un champ de  $-1.3\text{ kOe}$  et les images MFM ont été enregistrées ultérieurement à différents champs plus faibles (figure VI.4-3), en utilisant le protocole décrit dans le paragraphe I.4.1.7. Pour mieux distinguer entre un état vortex déplacé et un état monodomaine pour des régions de balayage importantes ( $20\times 20\mu\text{m}^2$ ), un traitement graphique des images a été réalisé: les vortex sont représentés par des carrés noirs et les états



**Figure VI. 4-3:** (a) Nucléation de vortex durant le retournement de l'aimantation d'un réseau de plots de  $500\text{ nm}$  de diamètre et  $600\text{ nm}$  d'espacement. (b) Différences dans la distribution des états vortex entre deux réseaux de plots avec le même diamètre, mais avec des espacements différents ( $600\text{ nm}$  respectivement  $1000\text{ nm}$ ). Le champ magnétique est identique dans les deux cas ( $-300\text{ Oe}$ ). Afin de garder le même nombre de plots dans les deux images, les surfaces visualisées sont différentes:  $20\times 20\mu\text{m}^2$  dans le cas du réseau serré et  $32\times 32\mu\text{m}^2$  dans le cas du réseau espacé.

MD par des carrés blancs.

Dans le cas du réseau serré ( $S=600 \text{ nm}$ , figure **VI.4-3a**), tous les plots sont saturés à un champ de  $-400 \text{ Oe}$ . Avec la réduction du champ appliqué à partir de la saturation négative, des chaînes de vortex alignées parallèlement à la direction du champ magnétique externe commencent à nucléer vers  $-300 \text{ Oe}$  (il n'y avait pas des vortex nucléés dans un champ de  $-325 \text{ Oe}$ ). Ensuite le nombre et la longueur de chaînes augmentent, seulement quelques chaînes d'états monodomaines restent à  $-100 \text{ Oe}$ , alors qu'en champ nul presque tous les plots ont basculé dans l'état vortex. La formation des chaînes de vortex se produit par le mécanisme suivant: lorsqu'un plot bascule de l'état monodomaine dans l'état vortex, ses deux voisins les plus proches, dans la direction du champ magnétique externe vont sentir un champ effectif diminué. La perte en couplage magnétostatique entre ces plots est due à la formation d'une fermeture du flux de l'état vortex déplacé de moment magnétique effectif inférieur à celui d'un état monodomaine. En conséquence, les deux plots voisins vont préférer la transition vers l'état vortex. Le raisonnement peut continuer et la chaîne s'allonge tant que le champ effectif ressenti par un plot monodomaine en contact avec la chaîne de vortex est inférieur à son champ de nucléation.

Pour vérifier si la formation des chaînes de monodomaines n'est pas un effet dû au champ de fuite de la pointe MFM, nous avons réalisé aussi des balayages à  $90^\circ$  par rapport à la direction du champ appliqué. On peut observer que les chaînes de vortex apparaissent toujours disposées suivant la direction du champ externe, indépendamment de la direction de balayage. Cela indique que pour les hauteurs de survol de la pointe utilisées ( $100 \text{ nm}$ ), le processus de formation de chaînes de vortex est intimement lié aux interactions magnétostatiques à l'intérieur du réseau et ce n'est pas un effet de la pointe MFM.

Dans le cas des plots éloignés ( $S=1000 \text{ nm}$ , la figure **VI.4-3b**), où les interactions magnétostatiques sont fortement réduites, les vortex nucléent d'une façon plus aléatoire. De plus, pour une valeur identique du champ magnétique externe ( $H = -300 \text{ Oe}$ ), le nombre de vortex nucléés est évidemment plus important dans le cas d'un réseau espacé.

- *Cette observation confirme que l'état monodomaine est davantage stabilisé dans le cas des réseaux serrés par les interactions magnétostatiques plus fortes.*

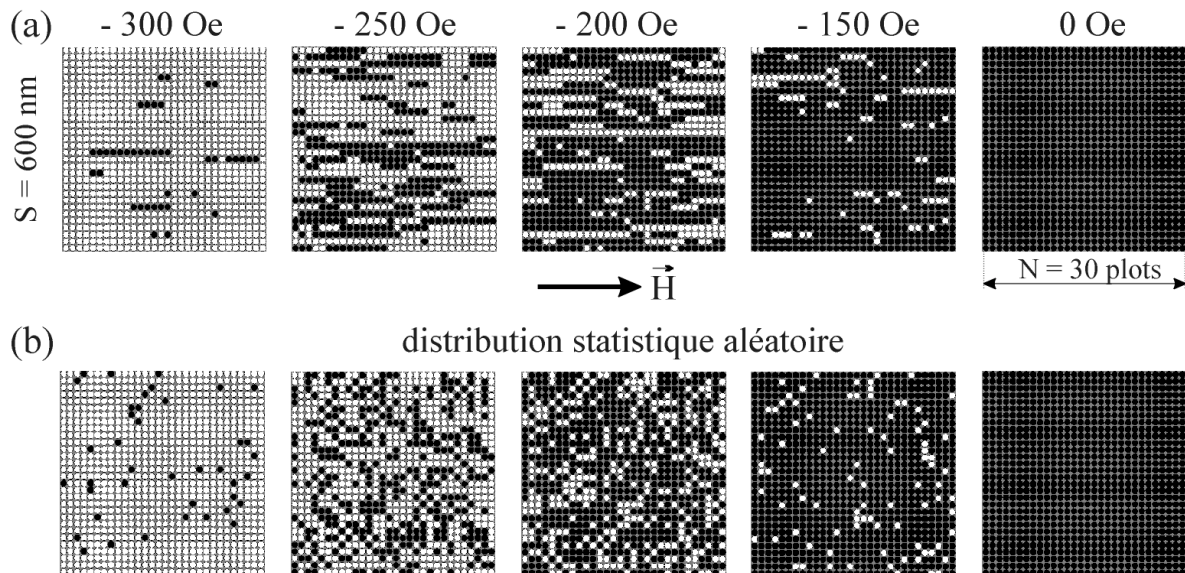
Afin de se rendre compte quantitativement des corrélations induites par les interactions magnétostatiques, nous avons comparé la distribution expérimentale des chaînes de vortex

avec une distribution d'un nombre identique de vortex, mais disposés aléatoirement. Dans le cas du réseau serré étudié expérimentalement, la corrélation entre les vortex disposés suivant la direction du champ externe est beaucoup plus prononcée par rapport à la distribution aléatoire (figure VI.4-4). Pour une valeur donnée du champ magnétique externe, la longueur moyenne des chaînes de vortex, dans la direction du champ, est plus grande par rapport à cette longueur, calculé pour la distribution aléatoire (tableau VI-1).

- Cela certifie le rôle des interactions magnétostatiques dans la formation des chaînes de vortex.

**Tableau VI-1:** Longueur moyenne  $L$  des chaînes des vortex, dans le cas d'un réseau serré ( $S=600\text{ nm}$ ) et d'une distribution statistique aléatoire d'un nombre identique  $N$  de vortex. La taille du réseau considéré est  $30 \times 30$  plots.

Champ externe $H$	Nombre de vortex $N$		Longueur moyenne des chaînes $L$	
	$S=600\text{ nm}$ (exp)	Aléatoire	$S=600\text{ nm}$ (exp)	Aléatoire
-300 Oe	40	40	3.07	1.05
-250 Oe	340	340	5.09	1.58
-200 Oe	586	586	7.91	2.66
-150 Oe	812	812	12.48	7.88

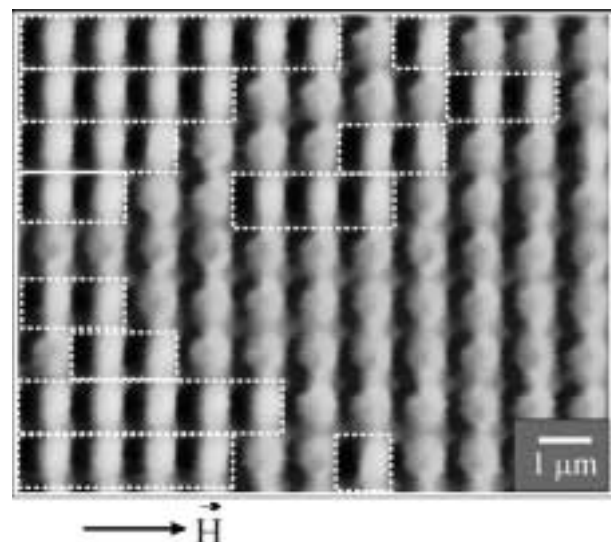


**Figure VI. 4-4:** Distribution d'états monodomaines-vortex d'un réseau de plots serrés ( $S=600\text{ nm}$ ) et d'une distribution aléatoire de nombre identique de vortex.

### VI. 4. 3. 2. Annihilation des vortex

Le fait que les champs d'annihilation ont généralement des valeurs absolues plus importantes que les champs de nucléation crée des difficultés supplémentaires pour l'observation par MFM du processus d'annihilation des vortex. En effet, à des champs externes importants, la différence entre les contrastes magnétiques des états vortex déplacés et les états monodomaines est peu évidente et, à partir de 700  $Oe$ , des asymétries du contraste magnétique apparaissent, dues à l'influence du champ externe sur l'aimantation de la pointe MFM. Ainsi, l'histoire magnétique doit être appropriée. La procédure est la suivante: tout d'abord, le champ externe est augmenté à 700  $Oe$ , valeur légèrement inférieure au champ d'annihilation déterminé à partir des cycles d'aimantation. A cause de la faible distribution statistique des champs d'annihilation des plots individuels, cette valeur du champ permet l'expulsion des premiers vortex et la formation des premiers états monodomaines. L'image obtenue à cette valeur du champ externe ne permet pas de distinguer le contraste magnétique des états vortex déplacé de celui d'un état monodomaine. Pour mieux distinguer les deux états, nous avons utilisé une petite astuce qui ne modifie pas la distribution des configurations magnétiques, mais qui permet une meilleure distinction entre les deux états. En effet, on peut profiter du fait qu'un état vortex et un état monodomaines vont parcourir des chemins différents sur le cycle d'aimantation. Lorsque le champ magnétique externe est réduit, un vortex qui n'est pas expulsé, revient de façon réversible vers le centre du plot et le contraste magnétique est affaibli, le champ de fuite étant diminué à cause de la fermeture de flux. Au contraire, les plots qui ont déjà basculé vers l'état monodomaine préservent cet état jusqu'au moment où le champ effectif est suffisant pour déclencher la nucléation d'un vortex et leur contraste magnétique ne change pas.

On diminue le champ externe à partir de la saturation jusqu'une valeur légèrement supérieure au champ de nucléation mais qui permet une bonne distinction des contrastes magnétiques ( $H=+350$   $Oe$ , figure VI.4-5).



**Figure VI. 4-5:** Formation de chaînes d'états monodomaines durant le processus d'annihilation des vortex. L'histoire magnétique suivie pour obtenir l'image est détaillée dans le texte.

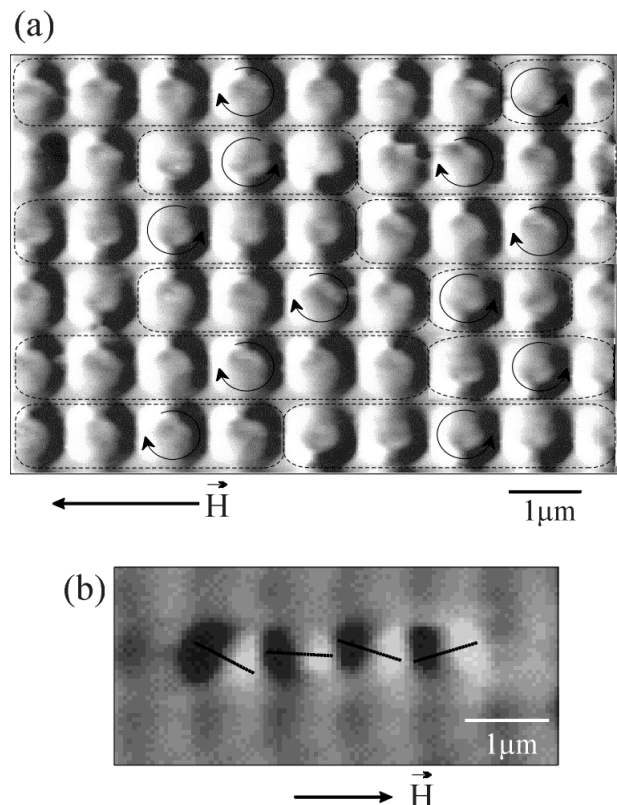
L'image MFM indique l'existence des chaînes de plots en état monodomaine, disposées parallèlement à la direction du champ externe. Durant le processus d'annihilation des vortex, l'apparition des états monodomaines se produit par un mécanisme similaire à celui responsable de l'apparition des chaînes de vortex lors du processus de nucléation. Lorsqu'un plot bascule vers l'état monodomaine, les plots "vortex" adjacents, disposés suivant la direction du champ externe, vont sentir un champ effectif augmenté qui va faciliter leur transformation dans un état monodomaine.

### VI. 4. 3. 3. Corrélations entre les chiralités de vortex nucléés dans la même ligne

Pendant le retournement de l'aimantation des réseaux de plots, l'effet des interactions magnétostatiques ne se résume pas seulement à l'apparition des chaînes de vortex ou d'états monodomaines disposées suivant la direction du champ. En effet, dans le cas des réseaux de plots serrés, des corrélations à courte échelle ont été observées entre les sens de rotation des vortex adjacents. Des chaînes de vortex relativement longues (jusqu'à 7 vortex) avec des sens identiques de rotation apparaissent à l'intérieur d'une ligne parallèle à la direction du champ magnétique externe (figure VI.4-6a). Un champ magnétique de 250 Oe a été appliqué à un état rémanent afin d'identifier le sens de circulation du vortex.

La longueur moyenne des chaînes de vortex de chiralité identique, obtenue en utilisant plusieurs mesures est d'environ 3 plots dans le cas des réseaux serrés (de rapport diamètre sur espacement,  $d/S=1:1.1$ ) et d'environ 2 plots pour les réseaux espacés ( $d/S=1:3$ ).

Dans le cas d'une distribution aléatoire des sens de rotation à l'intérieur d'une ligne parallèle à la direction du champ externe, le sens de circulation du flux a deux états possibles: soit dans le sens des aiguilles de montre, soit en sens trigonométrique. Ces



**Figure VI. 4-6:** (a) Corrélation des sens de rotation des vortex pour un réseau de plots serrés ( $d/S=1000/1100$  nm). Un champ externe de 250 Oe permet d'identifier le sens de déplacement des cœurs des vortex. (b) Contraste magnétique caractéristique de type zigzag de la distribution d'aimantation juste avant la nucléation des vortex.



deux états peuvent apparaître avec la même probabilité, de 1/2. La probabilité de trouver des doublets de plots avec une chiralité identique est  $1/2 \times 1/2 = (1/2)^2$ . La probabilité de trouver une chaîne de N plots avec la même chiralité est  $(1/2)^N$ . Ainsi, la longueur moyenne des chaînes de vortex avec la même chiralité s'écrit statistiquement:

$$\|L\| = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} l_i P_i}{\sum_{i=1}^{\infty} P_i} = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} i \left(\frac{1}{2}\right)^i}{\sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{1}{2}\right)^i} \quad (\text{VI. 4-4})$$

Dans cette expression  $l_i$  représente la longueur de la chaîne de  $i$  plots en état vortex avec des chiralités identiques, alors que la probabilité de trouver une chaîne avec  $i$  chiralités identiques est donnée par  $P_i$ . La somme de toutes les probabilités au dénominateur est unitaire et la longueur moyenne  $\|L\|$  est de 2 plots. Le fait que la longueur moyenne des chaînes avec la même chiralité, déterminée à partir des images MFM est de 3 plots nous indique l'existence d'une corrélation à courte échelle entre les chiralités des vortex.

Une autre observation expérimentale, qui pourrait avoir pour origine les interactions magnétostatiques est le fait que, juste avant la nucléation des vortex, l'aimantation nette des états quasi-monodomaines commence à s'incliner par rapport à la direction du champ appliqué. Pour les réseaux serrés, cette inclinaison est corrélée d'un plot à l'autre un contraste magnétique caractéristique, de type zigzag est observé (figure **VI.4-6b**).

Pour clarifier l'origine physique des mécanismes de formation des chaînes de vortex corrélés et des configurations magnétiques de type zigzag des distributions d'aimantation avant la nucléation des vortex, nous avons mené des simulations micromagnétiques en utilisant le logiciel OOMMF de NIST (annexe **A.VI-2**).

Les résultats des simulations pour des lignes de plots en interaction magnétostatique sont résumés dans la figure **VI.4-7**. Les calculs ont été limités à des lignes puisque les résultats expérimentaux indiquent que les effets des interactions magnétostatiques se manifestent prépondérants suivant la direction du champ appliqué. Les lignes sont constituées de 7 plots de 170 nm de diamètre et 30 nm d'épaisseur, séparés de 200 nm. Ces dimensions représentent la taille maximale permise par les ressources mémoire de l'ordinateur, étant donné que le pas de maillage de la discrétisation doit être inférieur à la longueur d'échange dans le cobalt (environ 4 nm). Pour considérer l'effet de tous les plots d'une chaîne infinie, des conditions aux limites,

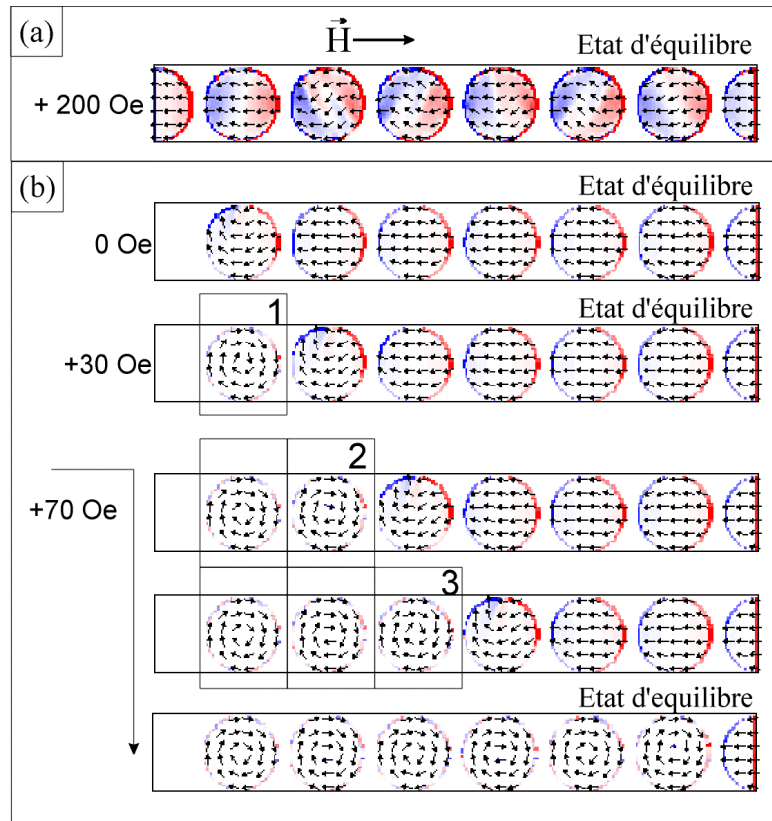
aux bords de la chaîne, sont établies: l'aimantation des plots latéraux est fixée dans un état monodomaine et des charges magnétiques  $\pm \pi M_s^2 \left( \frac{d}{2} S \right)^2$  sont rajoutées aux bords pour compenser le champ démagnétisant dû à la taille latérale finie de la chaîne (annexe **A.VI-2**).

La chaîne de plots est initialement saturée en champ négatif et le champ est ensuite diminué par pas de 10 *Oe*. La configuration d'équilibre obtenue pour un champ de + 200 *Oe*, avant la nucléation du vortex, est présentée sur la figure **VI.4-7a**. La distribution de l'aimantation à l'intérieur des plots commence à s'incliner par rapport à la direction du champ. La divergence de l'aimantation calculée à partir des distributions simulées par voie micromagnétique (rouge – charges négatives, bleue – charges positives), indique l'existence d'une configuration zigzag similaire à celle observée dans les images MFM.

Dans le cas d'un plot isolé, en revenant de la saturation juste avant la nucléation, la distribution de l'aimantation à l'intérieur du plot commence à être perturbée et tourne faiblement par rapport à la direction du champ. Si ce plot est amené au voisinage d'autres plots, avec lesquels il va établir une interaction magnétostatique, la perturbation de sa distribution d'aimantation va être corrélée avec les inclinaisons qui surviennent dans les plots voisins, afin d'assurer une fermeture de flux. Ainsi, le développement d'une structure de type zigzag a son origine dans l'attraction des charges magnétiques de signe opposé dans les plots adjacents. En conclusion, la configuration de type zigzag provient de l'attraction entre les charges magnétiques opposées dans des plots adjacents.

Afin de tenir compte dans les simulations micromagnétiques de la distribution des champs de nucléation qui caractérise expérimentalement un réseau de plots, une des restrictions aux bords est enlevée (sur la figure **VI.4-7b**, le plot à gauche de la chaîne). Cela réduit les interactions magnétostatiques au niveau du plot (1) et il sera le premier à créer un vortex à un champ de + 30 *Oe*. En augmentant progressivement le champ externe, les vortex nucléent dans les plots voisins – (2) et (3) - par un processus de nucléation en cascade. Finalement, tous les vortex ont le même sens de rotation du flux, sens imposé par le premier vortex nucléé.

L'origine de la corrélation des sens de rotation des vortex par le mécanisme de type avalanche est explicable en termes d'interactions magnétostatiques. On considère tout d'abord le cas des plots isolés. La nucléation des vortex peut démarrer soit à partir du bord "haut" soit à partir du



**Figure VI. 4-7:** Simulations micromagnétiques du processus de nucléation des chaînes de vortex. (a) Inclinaison corrélée de l'aimantation nette des plots lorsqu'on approche la nucléation des vortex. (b) Les charges magnétiques des plots voisins essaient de garder la fermeture de flux initiale et facilitent ainsi la nucléation de vortex avec un sens de rotation identique.

bord "bas" du plot. Le bord de nucléation n'est pas déterminé, les deux possibilités étant équiprobables à cause de la symétrie spéculaire par rapport à la direction du champ appliqué. Dans le cas des plots en interaction magnétostatique, l'interaction entre les charges magnétiques de signes opposés dans des plots adjacents induit une corrélation de leur déplacement. Au moment de la nucléation d'un vortex dans un plot, ces charges magnétiques s'annihilent et les charges magnétiques des plots voisins ne sont pas compensées par rapport à la direction du champ et la nucléation des vortex est ainsi prédéterminée.

Les simulations micromagnétiques indiquent la formation des chaînes de vortex de longueur infinie. La corrélation à courte échelle observée expérimentalement (longueur moyenne des chaînes de vortex de seulement 3 plots) est explicable par le fait que la qualité morphologique des plots joue un rôle important dans la distribution des champs de nucléation. Si à l'intérieur d'une ligne donnée il y a plusieurs centres de nucléation à des champs relativement importants, ce sont ces centres qui vont imposer la chiralité des plots voisins durant le

retournement de l'aimantation. Dans le cas où la chiralité de ces centres de nucléation est différente, la longueur des chaînes de plots avec le même sens de rotation du flux est drastiquement réduite par des effets de frustration.

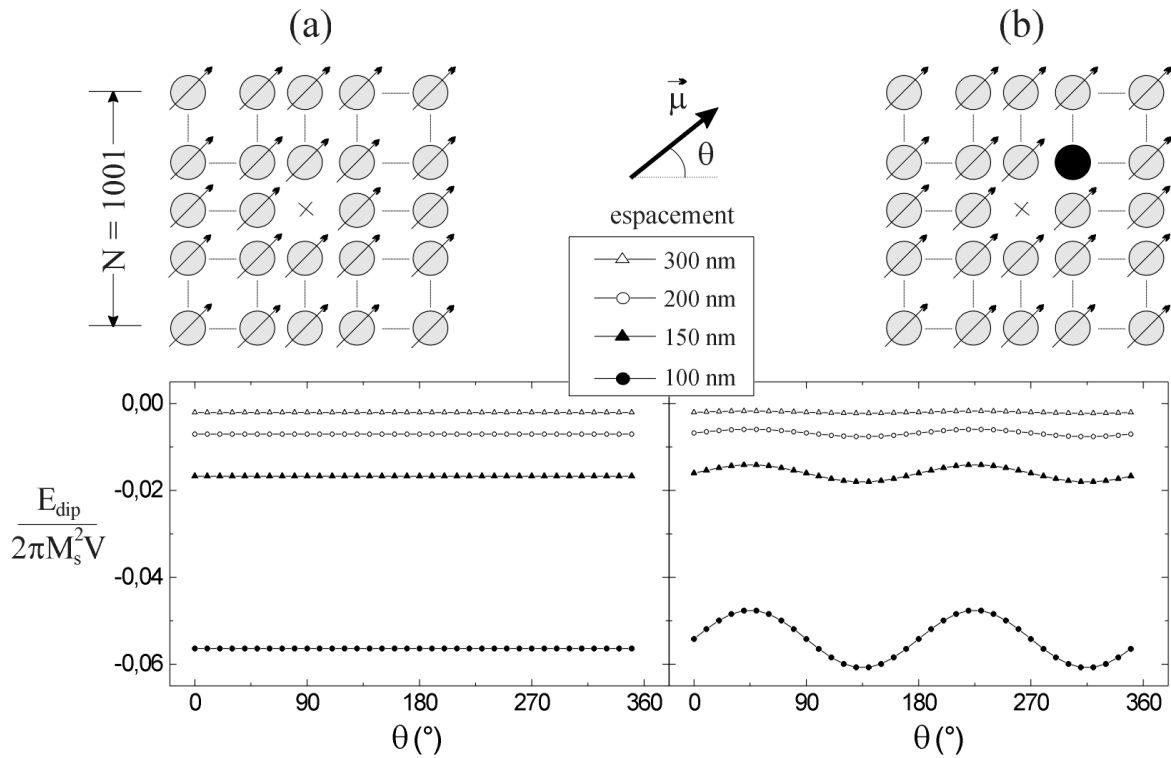
## VI. 5. Anisotropie du retournement de l'aimantation induite par les interactions magnétostatiques

### VI. 5. 1. Introduction

Pour un réseau de taille finie de plots monodomaines, les interactions dipolaires déterminent des différences du processus de retournement lorsque l'orientation du champ magnétique externe varie par rapport à l'axe du réseau. <sup>[Stamps\_PRB\_99, Grundler\_JAP\_99]</sup>

Dans le cas d'un réseau supposé infini, si tous les moments dipolaires des plots sont identiques, l'énergie d'interaction magnétostatique, calculée selon le modèle des interactions dipolaires (paragraphe VI.4-2), est indépendante de l'orientation du champ appliqué par rapport aux axes du réseau (figure VI.5-1a). Dans le calcul de cette énergie, nous avons utilisé un nombre de 1001 X 1001 plots, qui décrit suffisamment bien le comportement d'un réseau infini de plots. En effet un nombre de plots voisins supérieur ne produit pas des changements significatifs du champ dipolaire effectif créé au niveau du plot central. Cette énergie (calculée pour des plots de 100 nm de diamètre et 10 nm d'épaisseur) augmente lorsque l'espacement entre les plots diminue de 300 à 100 nm (figure VI.5-1a), mais elle est isotrope dans le plan. Dès que l'amplitude d'un des dipôles du réseau est différente (voire nulle), cette isotropie angulaire est détruite et une variation uniaxiale en fonction de l'angle  $\theta$  est induite – figure VI.5-1b (pour le calcul de l'énergie d'interaction dipolaire dans cette situation, voir annexe A.VI-1). L'amplitude de cette anisotropie uniaxiale augmente avec la réduction de l'espacement entre les plots.

Des mesures dynamiques sur des réseaux carrés de plots de permalloy suffisamment larges indiquent l'existence d'une anisotropie planaire cubique, induite par le couplage magnétostatique entre les plots. <sup>[Hillebrands\_97]</sup> L'apparition de cette anisotropie ne peut pas être expliquée en considérant un comportement de type dipolaire des plots. Des termes multipolaires de la distribution de l'aimantation doivent être considérés, dont le moment quadripolaire. <sup>[Guslienko\_PLA\_01]</sup> .Egalement les effets de la température doivent être inclus.



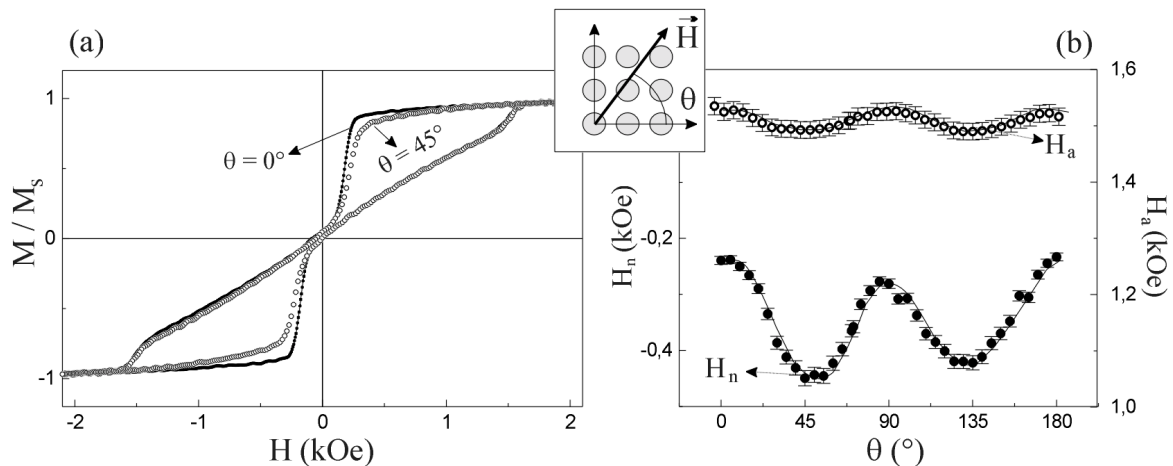
**Figure VI. 5-1:** Variation de l'énergie d'interaction dipolaire avec l'angle  $\theta$  entre les moments magnétiques et l'axe du réseau pour différents espacements entre les plots (a) Réseau de  $1001 \times 1001$  plots de moments magnétiques  $\mu$  identiques. (b) Le meme calcul que dans la figure (a) mais en considérant que le plot voisin (marqué en noir) a un moment magnétique nul.

Nous regarderons dans la suite de ce chapitre quels sont les effets des interactions magnétostatiques sur le retournement de l'aimantation des réseaux de plots de cobalt, lorsque le champ magnétique externe est appliqué suivant différentes orientations par rapport aux axes du réseau. Tout d'abord, nous nous intéresserons à la dépendance angulaire planaire des champs critiques qui caractérisent le mécanisme de retournement de l'aimantation par formation de vortex (avec des champs de nucléation  $H_n$  et d'annihilation  $H_a$ ). Ensuite les changements au niveau de la structure micromagnétique de ces plots seront considérés.

## VI. 5. 2. Anisotropie des champs de nucléation et d'annihilation

Des différences ont été observées entre les formes des cycles d'aimantation mesurés lorsque le champ magnétique externe est orienté suivant la diagonale du réseau ( $\theta = 45^\circ$ ) et suivant l'axe du réseau ( $\theta = 0^\circ$ ) - figure **VI.5-2a**. En effet, une diminution du champ de nucléation du vortex est observable lorsque  $\theta = 45^\circ$ . Par contre, la dépendance s'avère beaucoup moins importante dans le cas du champ d'annihilation.

La dépendance des champs de nucléation / annihilation en fonction de l'angle  $\theta$  est résumée sur la figure **VI.5-2b**. Les deux champs,  $H_n$  et  $H_a$ , présentent des oscillations avec une période de  $90^\circ$ , ce qui correspond à une dépendance quadratique et non pas uniaxiale (figure **VI.5-1b**). Des valeurs maximales sont obtenues lorsque le champ externe est orienté suivant les axes du réseau ( $\theta = 0^\circ$  et  $90^\circ$ ), alors que les minimums sont obtenus lorsque le champ est appliqué suivant les diagonales du réseau ( $\theta = 45^\circ$  et  $135^\circ$ ). Il faut remarquer que l'anisotropie du champ de nucléation est beaucoup plus importante que celle correspondant au champ d'annihilation. L'amplitude de la variation sinusoïdale de l'anisotropie du champ de nucléation pour ces dimensions des plots est d'environ  $100 \text{ Oe}$ , ce qui représente un écart important par rapport à la valeur du champ de nucléation des plots isolés.



**Figure VI. 5-2:** (a) Variation de la forme du cycle d'aimantation avec l'orientation pour deux orientations différentes du champ magnétique externe par rapport à l'axe du réseau, pour un réseau de plots de 200 nm de diamètre et espacés de 300 nm. (b) Dépendance des champs de nucléation  $H_n$  (annihilation  $H_a$ ) à l'angle  $\theta$  entre le champ magnétique externe et l'axe du réseau.

***Quels sont les facteurs qui influencent l'amplitude de l'anisotropie quadratique observée?***

- *l'effet de l'espacement entre les plots  $S$*

La dépendance du champ de nucléation en fonction de l'angle entre le champ magnétique externe et l'axe du réseau est présentée sur la figure **VI.5-3a**, pour des réseaux de plots de 500 nm en diamètre et différents espacements entre les plots. Dans le cas des réseaux les plus espacés, la variation est négligeable. En réduisant la distance entre les plots l'amplitude de l'anisotropie quadratique augmente.

Un sommaire, qui inclut les autres facteurs qui influencent l'amplitude de l'anisotropie du champ de nucléation est présentée sur la figure **VI.5-3b**.

- *L'effet du type de retournement (rotation cohérente ou formation de vortex)*

L'anisotropie est quasi-inexistante pour les réseaux de plots dont le retournement de l'aimantation a lieu par rotation cohérente (épaisseur  $t=10$  nm, voir figure **VI.3-5**), même lorsque les interactions dipolaires sont importantes. En effet, durant le processus de rotation cohérente, les moments magnétiques effectifs des plots restent constants pour toutes les orientations planaires du champ externe et le comportement magnétique du réseau est bien décrit par le modèle dipolaire. De plus, ce modèle qui ne tient pas de la température, ne peut pas expliquer l'existence d'une anisotropie quadratique. Dans le cas des réseaux de plots dont le retournement de l'aimantation a lieu par formation d'un état vortex ( $t=30,50$  nm), l'anisotropie quadratique n'est pas nulle et son amplitude dépend essentiellement de deux facteurs.

- *L'influence de l'intensité des interactions magnétostatiques (retournement par vortex)*

Un paramètre qui décrit qualitativement l'intensité des interactions magnétostatiques du système est le champ d'interaction dipolaire ( $H_{\text{int}} = 4.2M_s \frac{d^2 t}{S^3}$ ). Pour une épaisseur donnée, une forte interaction dipolaire est nécessaire à une forte anisotropie.

- *Effet du champ de nucléation des vortex  $H_n$*

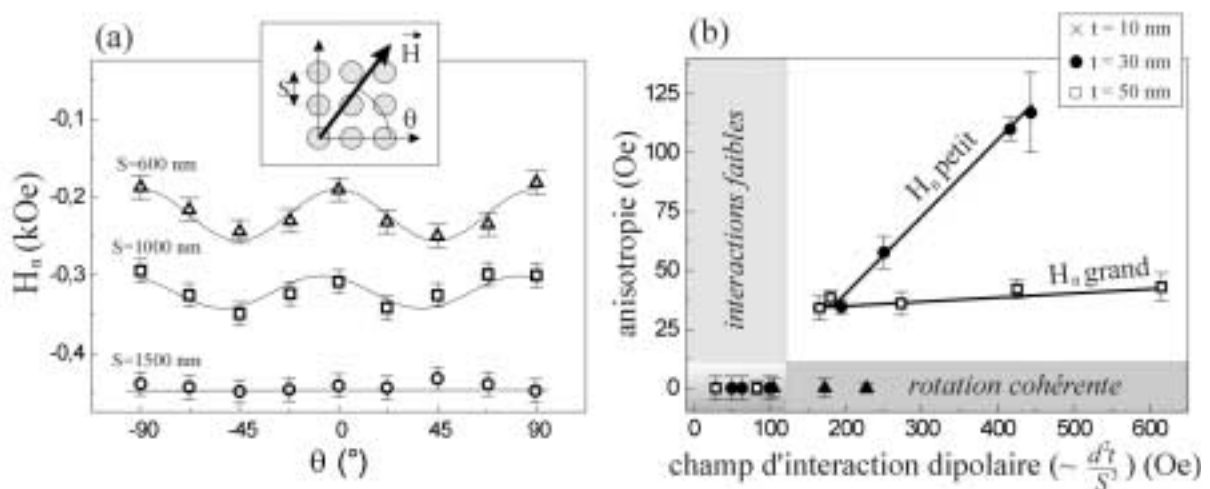
Sur la figure **VI.5-3b**, on peut remarquer que, pour des valeurs comparables des champs d'interaction dipolaire, l'amplitude de l'anisotropie des réseaux de plots de 50 nm d'épaisseur est beaucoup plus faible que celle d'un réseau de plots de 30 nm d'épaisseur. Les deux réseaux sont caractérisés par des valeurs différentes des champs de nucléation (voir figure **VI.3-5**). Pour une valeur identique du diamètre, le champ de nucléation des plots de 50 nm d'épaisseur

est plus important que celui correspondant à un plot de 30 *nm* d'épaisseur. La conclusion est que des valeurs importantes des champs de nucléation ne sont pas propices pour avoir une grande amplitude de l'anisotropie car l'inhomogénéité magnétique du système est réduite à cause du champ Zeeman. Cette observation explique aussi le comportement des champs d'annihilation. Ainsi, l'amplitude très faible de l'anisotropie des champs d'annihilation est corrélée avec leurs valeurs beaucoup plus grandes par rapport aux champs de nucléation).

L'existence de l'anisotropie quadratique du champ de nucléation est due aux interactions magnétostatiques entre des inhomogénéités de l'aimantation à l'intérieur des plots. Ces inhomogénéités produisent des termes multipolaires non-nuls, qui diminuent lorsque la distribution de l'aimantation du plot devient de plus en plus proche d'un état uniformément aimanté. En effet, le modèle dipolaire ne peut pas expliquer l'existence de cette anisotropie quadratique. Pour des plots en état vortex, les moments dipolaires et quadripolaires apparaissent seulement sous champ magnétique externe, lorsque le cœur du vortex est déplacé par rapport au centre du plot.

Dans le cas des plots de 50 *nm* d'épaisseur, le fait que le champ de nucléation est plus grand en valeur absolue signifie, qu'avant la nucléation du vortex, il y a moins d'inhomogénéités dans la distribution d'aimantation. Dans ces conditions le terme de dipôle est important par rapport aux termes d'ordre supérieur et l'effet anisotrope quadratique est très diminué.

Pour des distributions non-uniformes de l'aimantation, qui apparaissent pour des champs de nucléation négligeables, le moment de dipôle est drastiquement réduit et les moments de dipôle d'ordre supérieur jouent un rôle important. En conséquence, les effets d'anisotropie quadratique sont importants.



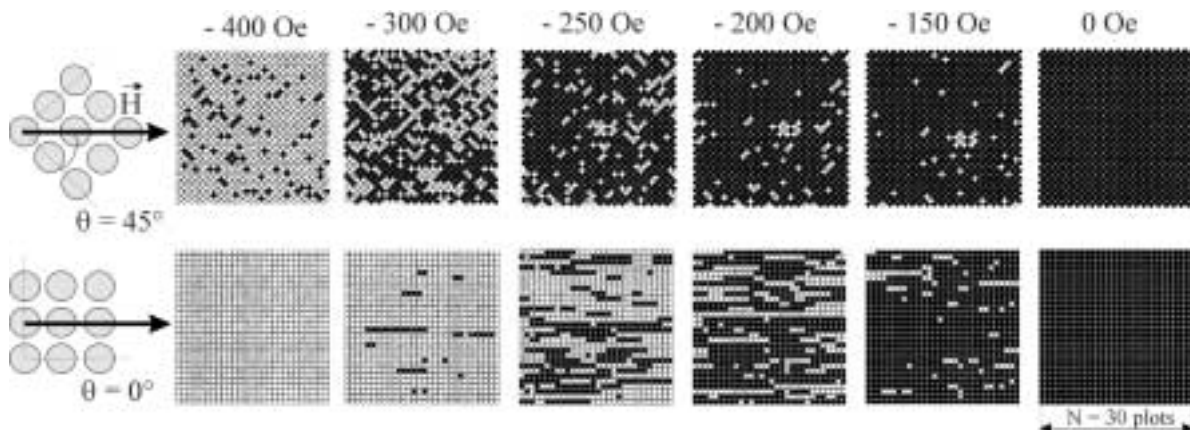
**Figure VI. 5-3:** (a) Influence de l'espacement entre les plots sur l'anisotropie du champ de nucléation pour un réseau de plots de 500 *nm* en diamètre. Les différents espacements sont indiqués sur la figure. L'épaisseur des plots de cobalt est 30 *nm*. (b) Sommaire de la dépendance de l'anisotropie du champ de nucléation en fonction du champ d'interaction du réseau, pour différents épaisseurs (10, 30 et 50 *nm*).



### VI. 5. 3. Etude microscopique de l'anisotropie du retournement

La nucléation du vortex démarrante au bord du plot, est très sensible aux inhomogénéités de la distribution d'aimantation au voisinage des bords. Afin de déterminer les éventuelles corrélations entre ces inhomogénéités, qui pourraient générer des effets anisotropes du champ de nucléation, nous allons étudier les mécanismes de retournement de l'aimantation à échelle microscopique, par des études de MFM corrélés à des simulations micromagnétiques. Pour les études par MFM, le champ magnétique externe sera orienté à  $45^\circ$  par rapport à l'axe du réseau et le processus sera comparé avec celui visualisé pour le même réseau, lorsque le champ externe a été appliqué suivant l'axe du réseau à  $0^\circ$ .

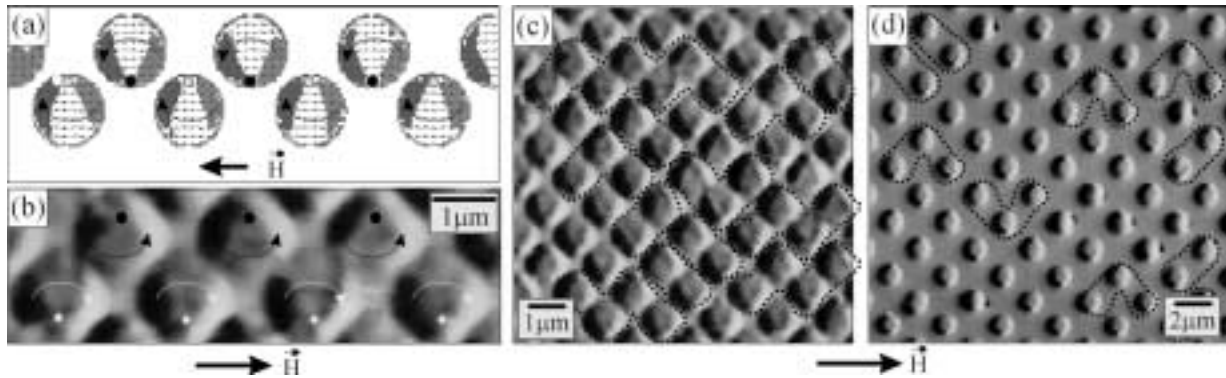
L'histoire magnétique et la représentation graphique des images sont similaires à celles utilisées pour un champ magnétique orienté suivant l'axe du réseau. Les différences existantes entre les processus de retournement de l'aimantation pour un champ externe appliqué à  $45^\circ$ , respectivement à  $0^\circ$  par rapport à l'axe du réseau sont bien visibles dans les distributions des états vortex/monodomains pour les deux cas (figure VI.5-4). Tout d'abord, le nombre de vortex nucléés au même champ est sensiblement plus grand lorsque le champ externe est appliqué à  $45^\circ$  par rapport à l'axe du réseau. Cela signifie que la nucléation des états vortex survient à des champs plus proches du champ de saturation lorsque le champ est appliqué à  $45^\circ$  par rapport à l'axe du réseau. Dans ce cas, la distance entre deux plots successifs suivant la direction du champ externe étant de  $\sqrt{2}$  plus grande par rapport à la distance correspondante lorsque le champ externe est appliqué suivant l'axe du réseau pourrait suggérer des interactions magnétostatiques d'intensité réduite. Cependant, le modèle dipolaire indique que le champ d'interaction est isotrope dans le cas d'un réseau suffisamment grand.



**Figure VI. 5-4:** Distributions des états vortex/monodomains durant le retournement de l'aimantation d'un réseau de plots, lorsque le champ magnétique externe est appliqué à  $45^\circ$  (en haut) et à  $0^\circ$  (en bas) par rapport à l'axe du réseau.

Afin de comprendre les détails du processus de retournement lorsque le champ magnétique externe est appliqué suivant la diagonale du réseau, nous avons mené des simulations micromagnétiques en utilisant le logiciel OOMMF. Les simulations indiquent que, juste avant la nucléation des vortex, les états quasi-monodomaines ont tendance à former des distributions de l'aimantation de type "C" (figure VI.5-5a). La corrélation de ces états dans une structure de type zigzag entre deux lignes suivant la diagonale du réseau est induite par le couplage entre les charges magnétiques de surface. Une telle répartition de la distribution d'aimantation favorise une nucléation des vortex à l'intérieur de la courbure de l'état "C". En conséquence, la distribution en zigzag des états "C" induit une corrélation de type zigzag des chiralités des vortex nucléés. Les cœurs des vortex vont se retrouver à l'annihilation au bord opposé par rapport à la nucléation (figure VI.5-5b).

Nous avons comparé la longueur de ce type de chaînes en zigzag, de chiralités opposées dans le cas des réseaux serrés, respectivement espacés (figure V.5-5c,d). Le nombre de plots visualisé est identique pour les deux images MFM. On observe que la longueur des chaînes "zigzag" est plus grande dans le cas d'un réseau serré, où les interactions magnétostatiques sont plus intenses. Pourtant, il faut remarquer que les corrélations observées sont à très courte échelle (il y a seulement deux lignes adjacentes impliquées) et que la qualité de fabrication des réseaux de plots est déterminante dans leur observation.



**Figure VI. 5-5:** (a) Corrélation entre les états quasi-monodomaines de type "C" juste avant la nucléation des vortex. (b) Les vortex se retrouvent avant l'annihilation aux extrémités opposées différentes à la nucléation. Corrélations existantes entre les chiralités des vortex à l'intérieur des lignes de type "zigzag" dans le cas d'un réseau serré ( $d/S=1000/1100$  nm) (c) et d'un réseau espacé ( $d/S=1000/2000$  nm) (d).

- *Analogie avec l'anisotropie configurationnelle des plots isolés*

Une anisotropie configurationnelle a été observée dans le cas des plots isolés de forme différente d'une symétrie circulaire. <sup>[Cowburn\_98]</sup> En effet, des petites perturbations de l'aimantation uniforme, qui peuvent exister dans un aimant non-ellipsoïdal, induisent une anisotropie magnétique, qui impose des champs de retournement importants. Dans le cas des plots circulaires isolés, où toutes les orientations planaires de l'aimantation sont équivalentes, il n'y aurait pas d'anisotropie configurationnelle.

- Qu'est-ce qui se passe lorsque ces éléments de symétrie circulaire, sans anisotropie configurationnelle, sont groupés dans un réseau de symétrie différente?

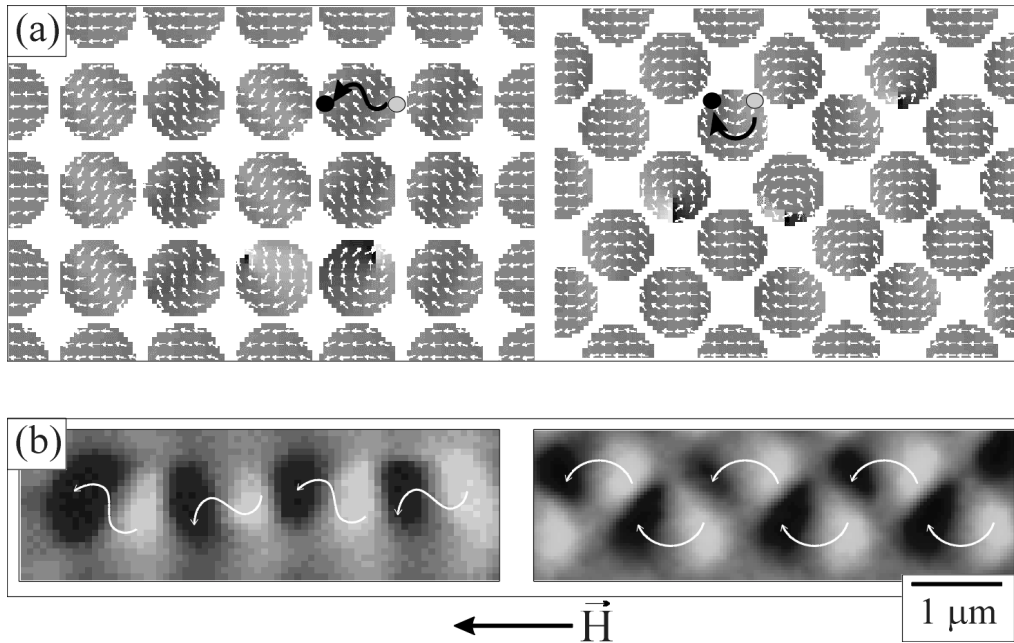
Les propriétés magnétiques du réseau de plots étant gouvernées par les interactions magnétostatiques, de longue portée, elles devraient dépendre de la géométrie du réseau. Ainsi, le retournement collectif de l'aimantation pourrait passer par des états intermédiaires distincts lorsque le champ magnétique externe est appliqué suivant différentes orientations planaires.

Dans le cas de nos réseaux de plots de cobalt, l'existence de ces états a été mise en évidence par des simulations micromagnétiques préliminaires (OOMMF), réalisés par M. Natali (figure **VI.5-6a**). Des conditions aux bords ont été fixées pour tenir compte de la taille du réseau. Le champ démagnétisant, qui provient de la taille finie du système considéré, est compensé en ajoutant des distributions de charges appropriées au niveau des limites. Les simulations indiquent que lorsque le champ externe est appliqué suivant l'axe du réseau, la fermeture du flux, qui réalise la minimisation de l'énergie magnétostatique au niveau du réseau, implique la formation, juste avant la nucléation des vortex, d'états quasi-monodomaines de type "S". Ces états sont corrélés entre plots adjacents par l'attraction des charges magnétiques de surface. Lorsque le champ externe est appliqué à 45° par rapport à l'axe du réseau, des états de type "C" prédominent.

Ces résultats des simulations micromagnétiques reproduisent d'une manière qualitative satisfaisante les observations MFM des distributions de l'aimantation des plots quasi-monodomaines, avant la nucléation des vortex (figure **VI.5-6b**). Les observations MFM ont été réalisées sur des plots suffisamment larges ( $d = 1\mu\text{m}$ ) pour que la sensibilité du microscope puisse permettre la résolution des détails du contraste magnétique correspondant aux distributions d'aimantation légèrement différentes d'un état monodomaine. La forme des

contrastes magnétiques MFM est très similaire à la divergence de l'aimantation obtenue à partir des configurations micromagnétiques.

En ce qui concerne l'anisotropie du champ d'annihilation, elle est presque nulle, parce qu'avant l'annihilation du vortex, il y a un seul état possible, celui de vortex déplacé.



**Figure VI. 5-6:** (a) Simulations micromagnétiques de la distribution d'aimantation du réseau de plots, juste avant la nucléation des vortex, pour un champ magnétique externe appliqué à: 0° et à 45° par rapport à l'axe du réseau. (b) Contrastes magnétiques correspondants aux états quasi-monodomaines juste avant la nucléation d'un réseau de plots de 1000 nm en diamètre et 30 nm en épaisseur, espacés de 1100 nm.

## VI. 6. Conclusions

Dans le cadre de ce chapitre, nous avons étudié l'influence des interactions magnétostatiques sur le processus de retournement de l'aimantation des réseaux de plots de cobalt circulaires.

Pour des plots quasi-isolés, trois types de retournement de l'aimantation ont été identifiés en fonction des dimensions des plots. Un processus de rotation cohérente caractérise le retournement des plots d'épaisseurs inférieures à 10 *nm*. Pour des épaisseurs plus importantes le retournement de l'aimantation a lieu par formation d'un état vortex. La formation des états double-vortex a été mise en évidence pour des plots larges.

Lorsque l'espacement entre les plots est réduit, les interactions dipolaires gouvernent les processus collectifs de retournement, avec une conséquence directe sur la chiralité des plots.

Si le champ est appliqué suivant l'axe du réseau, les interactions magnétostatiques influencent au niveau macroscopique les valeurs moyennes des champs de nucléation, respectivement annihilation des vortex. La variation de ces champs peut être décrite par un champ dipolaire effectif créé par tous les autres plots au niveau du plot considéré. Au niveau microscopique, les études MFM sous champ mettent en évidence la formation de chaînes de vortex à la nucléation et de chaînes de plots monodomains à l'annihilation. La propagation de ces chaînes se produit par un effet de type avalanche.

La symétrie du réseau influence aussi le retournement, et des différences ont été identifiées lorsque le champ magnétique est appliqué avec des orientations distinctes par rapport à l'axe du réseau. Les sens de rotation des vortex sont identiques à l'intérieur d'une chaîne et cette corrélation est directement reliée à l'attraction entre les charges magnétiques de surface des états quasi-monodomains des plots, juste avant la nucléation.

Lorsque le champ magnétique externe est appliqué suivant la diagonale du réseau, le processus collectif de retournement présente des modifications importantes au niveau des champs de nucléation/annihilation, mais aussi dans la distribution des états vortex/monodomains. Contrairement au cas du champ appliqué suivant l'axe du réseau, la distribution d'états vortex sur l'ensemble du réseau est plus proche d'une distribution aléatoire. Ces modifications jouent aussi au niveau de la corrélation des états vortex. Des états quasi-monodomains de type "C" induisent des corrélations des sens de rotation des vortex dans des

chaînes de type "zigzag". Une variation planaire de l'orientation du champ appliqué indique l'existence d'une anisotropie quadratique du champ de nucléation. Cette anisotropie est analogue à une anisotropie configurationnelle de la distribution collective d'aimantation, et ce sont les interactions magnétostatiques qui imprègnent la forme du réseau dans la configuration micromagnétique d'un plot circulaire, sans anisotropie.

---

## Références bibliographiques du chapitre VI

---

### a. Plots – états micromagnétiques

- [Brown\_JAP\_68] W. F. Brown, *J. Appl. Phys.* **39**, 993 (1968).
- [Buda\_01] L. D. Buda, I. L. Prejbeanu, U. Ebels, K. Ounadjela, *sous presse, Comp. Mat. Sci.* (2001).  
L. D. Buda, I. L. Prejbeanu, M. Demand, U. Ebels, K. Ounadjela, *IEEE Trans. Mag* **37**, 2061 (2001).
- [Bussmann\_APL\_01] K. Bussmann, G. A. Prinz, R. Brass and J. G. Zhu, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2029 (2001).
- [Cowburn\_PRL\_99] R. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, D. M. Tricker, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1042 (1999).
- [Cowburn\_Science\_00] R. Cowburn and M. E. Welland, *Science* **287**, 1466 (2000).
- [Fernandez\_JAP\_00] A. Fernandez and C. J. Cerjan, *J. Appl. Phys.* **87**, 1395 (2000).
- [Hehn\_Science\_96] M. Hehn, K. Ounadjela, J.-P. Bucher, F. Rousseaux, D. Decanini, B. Bartenlian and C. Chappert, *Science* **277**, 1782 (1996).
- [Lebib\_JAP\_01] A. Lebib, S. P. Li, M. Natali and Y. Chen, *J. Appl. Phys.* **89**, 3892 (2001).
- [Lebib\_ME\_00] A. Lebib, Y. Chen, F. Carcenac, E. Cambriil, L. Manin, L. Couraud, H. Launois, *Microelectron. Eng.* **53**, 175 (2000).
- [Lebib\_these\_01] A. Lebib, *thèse de doctorat Paris* (2001).
- [Mattheis\_JMMM\_99] R. Mattheis, D. Berkov, N. Gorn, *J. Magn. Magn. Matter.* **198-199**, 216 (1999).
- [Miramond\_JMMM\_97] C. Miramond, C. Fermon, F. Rousseaux, D. Decanini, F. Carcenac, *J. Magn. Magn. Matter.* **165**, 500 (1997).
- [Ounadjela\_chapter\_01] K. Ounadjela, I. L. Prejbeanu, L. D. Buda, U. Ebels and M. Hehn, *Spinger Verlag* (2001).
- [Pike\_JAP\_99] C. Pike, A. Fernandez, *J. Appl. Phys.* **85**, 6668 (1999).
- [Pokhil\_JAP\_00] T. Pokhil, D. Song and J. Nowak, *J. Appl. Phys.* **87**, 6319 (2000).
- [Prejbeanu\_JAP\_02] I. L. Prejbeanu, M. Natali, L. D. Buda, U. Ebels, A. Lebib, Y. Chen and K. Ounadjela, *soumis à J. Appl. Phys.* (2002).

[Schneider\_APL\_00] *M. Schneider, H. Hoffmann and J. Zweck, Appl. Phys. Lett* **77**, 2909 (2000).

[Shinjo\_Science\_00] *T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto and T. Ono, Science* **289**, 930 (2000).

[Zhu\_JAP\_00] *J. Zhu, Y. Zheng, G. A. Prinz, J. Appl. Phys.* **87**, 6668 (2000).

### **b. Micromagnétisme**

[Brown\_63] *J. F. Brown, Jr.: "Micromagnetics", Interscience Publishers, J. Wiley and Sons, New York (1963).*

[Brown\_78] *W. F. Brown, Jr., "Micromagnetics" (Krieger, New York, 1978).*

[Nakatani\_JAP\_89] *Y. Nakatani, Y. Uesaka, N. Hayashi, J. Appl. Phys.* **28**, 2485 (1989).

[Stonner\_48] *E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **240**, 74 (1948).

### **c. Interactions dipolaires**

[Aign\_PRL\_98] *T. Aign, P. Meyer, S. Lemerle, J. P. Jamet, J. Ferré, V. Mathet, C. Chappert, J. Gierak, C. Vieu, F. Rousseaux, H. Launois and H. Bernas, Phys. Rev. Lett.* **81**, 5656 (1998).

[Bae\_JAP\_00] *J. Bae, S. Kim, M. Mondol, M. Farhoud, M. Hwang and K. Youcef-Toumi, J. Appl. Phys.* **87**, 5123 (2000).

[Borkowski\_APL\_99] *R. E. Dunin-Borkowski, M. R. McCartney, B. Kardinal, D. J. Smith and M. R. Scheinfein, Appl. Phys. Lett* **75**, 2641 (1999).

[Gibson\_JAP\_93] *G. A. Gibson and S. Schultz, J. Appl. Phys.* **73**, 4516 (1993).

[Grimsditch\_PRB\_98] *M. Grimsditch, Y. Jaccard, I. K. Schuller, Phys. Rev. B* **58**, 11539 (1998).

[Grundler\_JAP\_00] *D. Grundler, G. Meyer, K.- B. Broocks, Ch. Heyn, D. Heitmann, J. Appl. Phys.* **85**, 6175 (1999).

[Gusliencko\_APL\_00] *K. Yu. Gusliencko, S.- B. Choe, S.- C. Shin, Appl. Phys. Lett.* **76**, 3609 (2000).

[Hillebrands\_97] *B. Hillebrands, C. Mathieu, C. Hartmann, M. Bauer, O. Büttner, S. Riedling, B. Roos, S. Demokritov, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, E. Cambriil, A. Müller, B. Hoffmann and U. Hartmann, J. Magn. Magn. Matter.* **175**, 10 (1997); *C. Mathieu, C. Hartmann, M. Bauer, O. Büttner, S. Riedling, B. Roos, S. Demokritov, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, E. Cambriil, A. Müller, B. Hoffmann and U. Hartmann, Appl. Phys. Lett.* **70**, 2912 (1997); *C. Mathieu, C. Hartmann, M. Bauer, O. Büttner, S. Riedling, B. Roos, S. Demokritov, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, A. Müller, B. Hoffmann and U. Hartmann, J. Appl. Phys.* **81**, 4993 (1997).

[Hwang\_JAP\_00] *M. Hwang, M. C. Abraham, A. Savas, H. I. Smith, R. J. Jam and C. A. Ross, J. Appl. Phys.* **87**, 5108 (2000).

[Jackson\_62] *J. Jackson, Classical Electrodynamics (Wiley, New York, 1962).*

[Jacobs\_PR\_55] *I. S. Jacobs and C. P. Bean, Phys. Rev.* **100**, 1060 (1955).

[Natali\_JAP\_01] *M. Natali, I. L. Prejbeanu, A. Lebib, K. Ounadjela, Y. Chen, soumis à JAP, MMM Seattle (2001).*

[Natali\_JVSTB\_01] *M. Natali, A. Lebib, E. Cambri, Y. Chen, I. L. Prejbeanu and K. Ounadjela, soumis à J. Vac. Sci. Technol. B (2001).*

[Natali\_PRL\_01] *M. Natali, I. L. Prejbeanu, A. Lebib, L. D. Buda, K. Ounadjela, Y. Chen, soumis à PRL (2001).*

[Olive\_PRB\_98] *E. Olive and P. Molho, Phys. Rev. B* **58**, 9238 (1998).

[Stamps\_PRB\_99] *R. L. Stamps and R. E. Camley, Phys. Rev. B* **60**, 11694 (1999).

#### **d. Anisotropie configurationnelle**

[Cowburn\_98] *R. P. Cowburn and M. E. Welland, Appl. Phys. Lett.* **72**, 2041 (1998); *R. P. Cowburn and M. E. Welland, Phys. Rev. Lett.* **58**, 9217 (1998); *R. P. Cowburn, A. O. Adeyeye and M. E. Welland, Phys. Rev. Lett.* **81**, 5414 (1998).

---



## Conclusions générales

---

Cette conclusion résume brièvement les résultats décrits dans ce manuscrit et présente quelques perspectives du travail.

- **Configurations micromagnétiques dans des nanostructures de cobalt à forte anisotropie uniaxiale planaire. Corrélation avec le magnétotransport**

Les nanofils de cobalt, dont l'étude constitue le cœur de mon travail de thèse, ont été fabriqués à partir de films minces épitaxiés. Ces films, de structure  $hc$  ( $10\bar{1}0$ ), ont été élaborés par épitaxie par jet moléculaire sur un substrat de MgO (110) recouvert d'une tampon de Mo/Cr. L'optimisation des conditions de croissance a permis d'obtenir, une forte anisotropie cristalline uniaxiale, proche de celle du cobalt massif, d'axe facile parallèle au plan du substrat (axe  $c$ ).

Dans ces films minces, la configuration interne des parois de domaines a été mise en évidence à l'aide de la microscopie à force magnétique. Ces parois sont asymétriques, de structure complexe, mélange de parois de Bloch et de Néel. L'asymétrie du signal MFM des parois observée est consistante avec la présence d'une partie de Néel en surface de la paroi. En corrélant l'évolution de l'asymétrie du signal MFM en fonction de l'épaisseur des couches minces, avec des simulations micromagnétiques, nous avons pu mettre en évidence la transition d'une paroi de type Bloch asymétrique à une paroi de type Néel asymétrique lorsque l'épaisseur des films est réduite en deçà de 20 nm.<sup>1</sup>. Les parties de type Néel et Bloch pouvant présenter différentes orientations, quatre chiralités différentes, équivalentes énergétiquement, peuvent coexister le long d'une paroi donnée. Différentes histoires magnétiques permettent de stabiliser au sein d'une paroi donnée une ou deux chiralités. Ainsi, dans l'état rémanent obtenu après saturation dans un champ perpendiculaire au plan de la couche, une seule chiralité est observée. Au contraire, dans les parois générées lors d'une désaimantation dans un champ normal au plan de la couche, deux chiralités différentes peuvent coexister, une ligne de Bloch séparant les zones de chiralités différentes. La formation des parois de type "cross-tie" n'a pas été identifiée pour les épaisseurs étudiées.

---

<sup>1</sup> I. L. Prejbeanu, L. D. Buda, U. Ebels, K. Ounadjela, Appl. Phys. Lett. **77**, 3066 (2000).

La réduction des dimensions latérales du système transforme de manière drastique la distribution de l'aimantation. Des fils de section rectangulaire et de largeurs nanométriques ont été fabriqués à partir des couches minces cristallines de cobalt par lithographie électronique et gravure ionique sèche à partir des films minces monocristallins. Différentes configurations micromagnétiques ont été visualisées dans ces fils selon qu'ils sont "taillés" parallèlement ou perpendiculairement à l'axe de facile aimantation. Ces configurations induites dépendent non seulement des dimensions des objets, mais aussi de leur histoire magnétique.

Dans le cas des fils parallèles à l'axe de facile aimantation cristallin, l'état fondamental consiste toujours, dans la gamme de dimensions étudiée, en un état monodomaine d'aimantation longitudinale. Le retournement de l'aimantation a lieu par nucléation d'une paroi à l'une des extrémités du fil suivi de la propagation de cette paroi. Les champs de retournement de l'aimantation sont fortement influencés par les tailles latérales des fils, et leurs valeurs augmentent considérablement (d'un ordre de grandeur) par rapport aux valeurs obtenues dans le cas des couches minces. Afin de faciliter l'étude de ce processus par microscopie à force magnétique, des constriction géométriques réalisées par lithographie électronique permettent de piéger une paroi lors du retournement de l'aimantation et d'assurer ainsi une mesure locale. La structure de la paroi, calculée par des simulations micromagnétiques, indique une structure de type tête-bêche "transverse".

Dans le cas des fils perpendiculaires à l'axe facile, la structure magnétique stabilisée est soit un état monodomaine, soit un état multidomaine d'aimantation perpendiculaire à l'axe du fil. L'histoire magnétique a un rôle déterminant sur la structure en domaines des fils et certaines histoires magnétiques permettent la stabilisation des configurations micromagnétiques métastables. L'existence de ces états métastables est confirmée par le fait qu'une faible perturbation comme le champ magnétique généré par la pointe du microscope à force magnétique, provoque une transition irréversible du système vers son état fondamental. Une désaimantation dans un champ magnétique parallèle à l'axe du fil s'est avérée nécessaire afin d'amener de manière certaine le système dans son état fondamental. Dans cet état, les configurations micromagnétiques visualisées expérimentalement ont été comparées avec un diagramme calculé en fonction des dimensions des fils. Une comparaison poussée entre résultats expérimentaux et simulations numériques a été effectuée. Les résultats obtenus pour différentes largeurs et hauteurs des fils ont été synthétisés sous la forme d'un diagramme de phase théorique. On y voit qu'en réduisant les dimensions latérales des fils, la configuration

micromagnétique la plus stable évolue d'une structure en bandes parallèles à l'axe facile, vers un état monodomaine dont l'aimantation est orientée soit parallèlement, soit perpendiculairement à l'axe du fil. La structure de la paroi de domaine caractéristique de ces fils est complexe, avec une partie Bloch centrale et des parties Néel en surface.

Les configurations micromagnétiques dans les fils de cobalt ont finalement été étudiées au moyen de mesures de magnéto-transport. De telles mesures permettent d'étudier le retournement de l'aimantation dans un fil unique dans des conditions inaccessibles par microscopie à force magnétique: à basse température et dans des champs magnétiques élevés. Les nanofils de cobalt à forte anisotropie uniaxiale planaire constituent un système modèle pour l'étude de différents effets galvanomagnétiques: magnétorésistance anisotrope, magnétorésistance de Lorentz, effet Hall extraordinaire et planaire. En effet, la possibilité d'orienter l'axe du fil soit parallèlement soit perpendiculairement à l'axe de facile aimantation, nous permet d'explorer une large gamme de situations possibles pour le transport électronique. De plus, lorsque le champ magnétique externe est appliqué suivant des directions particulières, la contribution magnétorésistive des parois est identifiable. Lorsque le champ est appliqué suivant l'axe de facile aimantation, le signal magnétorésistif contient uniquement la contribution des parois de domaines<sup>2</sup>. La magnétorésistance des parois peut être utilisée pour détecter le processus de retournement de l'aimantation des systèmes ferromagnétiques avec des domaines en bandes. Les valeurs obtenues pour la magnétorésistance des parois sont positives et une comparaison qualitative avec le modèle diffusif de parois de Lévy et Zhang indique un bon accord à basse température. A la température ambiante, les effets magnétorésistifs obtenus sont petits et ne sont pas consistants avec les prévisions des modèles théoriques. Dans le cas des fils parallèles à l'axe de facile aimantation, les mesures de magnéto-transport ont confirmé le retournement par nucléation et propagation d'une paroi de domaine. Des parois ont pu être piégées au niveau de constriction, en utilisant différentes histoires magnétiques. La contribution de magnétorésistance anisotrope des parois de domaines a été extraite en utilisant les structures micromagnétiques simulées des parois.

Toutefois, l'utilisation de contacts magnétiques est gênante dans la mesure où la direction du champ magnétique externe n'est pas déterminée avec précision. De plus ces contacts ont une influence importante sur le processus de retournement de l'aimantation et du piégeage de

parois. La configuration est bien adaptée pour des mesures d'effet Hall, qui nous indiquent clairement le comportement magnétique des contacts. Une des perspectives suggérées par nos mesures d'effet Hall est la mesure de la chiralité d'une paroi en utilisant une configuration similaire, mais avec un contrôle plus précis du piégeage de la paroi au niveau des contacts.

- **Interactions magnétostatiques entre plots de cobalt polycristallins**

La deuxième partie de mon travail de thèse a été représentée par l'étude de l'influence des interactions magnétostatiques sur les processus d'aimantation dans des réseaux à maille carrée, de plots de cobalt polycristallins. Dans le cas des réseaux espacés, pour lesquels les interactions magnétostatiques jouent un rôle négligeable, différents mécanismes de retournement de l'aimantation d'un plot isolé ont été identifiés en fonction de ses dimensions. Lorsque l'espacement entre les plots est réduit, les interactions dipolaires gouvernent les procès collectifs de retournement, avec une conséquence directe sur la chiralité des plots. Si le champ est appliqué suivant l'axe du réseau, les interactions magnétostatiques influencent au niveau macroscopique les valeurs moyennes des champs de nucléation, respectivement annihilation des vortex. La variation de ces champs peut être décrite par un champ dipolaire effectif créé par tous les autres plots au niveau du plot considéré. Au niveau microscopique, les études MFM sous champ mettent en évidence la formation de chaînes de vortex à la nucléation et de chaînes de plots monodomains à l'annihilation. La propagation de ces chaînes se produit par un effet de type avalanche. De plus, les interactions magnétostatiques imposent aux vortex des sens de circulation identiques à l'intérieur d'une chaîne donnée. Finalement, une anisotropie quadratique liée à l'interaction magnétostatique inter-plots est identifiée. En effet, le processus de retournement collectif de l'aimantation s'avère différent selon l'orientation du champ appliqué par rapport aux côtés de la maille du réseau. Cette anisotropie trouve son origine du fait de distributions de l'aimantation différentes, juste avant la nucléation des vortex.

---

<sup>2</sup> U. Rüdiger, J. Yu, S. Zhang, A. D. Kent et S. S. P. Parkin, Phys. Rev. Lett. **80**, 5639 (1998).

# Annexe A.I-1

## Protocole de fabrication des fils de cobalt

<b>A. Dépôt des résines</b>	
Dépôt de la première couche de résine	M.A.A.8.5 E10 tournette 40s, 5000 rpm
Traitement thermique du M.A.A.	Recuit sur une plaque chauffante, 5', 150°C
Dépôt de la deuxième couche de résine	P.M.M.A. 950 A3 tournette 40s, 9000 rpm
Traitement thermique du P.M.M.A.	Recuit dans un four, 2h30', 150°C
<b>B. Lithographie électronique</b>	
Insolation petits détails	Tension d'accélération 35kV, courant du faisceau 10 pA, grandissement 1000, dose 200%
Insolations détails intermédiaires	Tension d'accélération 35kV, courant du faisceau 30 nA, agrandissement 30, dose 180%
Insolations grandes carrées	Tension d'accélération 35kV, courant du faisceau 50 nA, agrandissement 30, dose 160%
Développement	M.I.B.K., pendant 35s, rinçage à l'alcool isopropylique
<b>C. Lift-off</b>	
Dépôt de titane	Vitesse de dépôt 0.1 nm/s, vide $10^{-7}$ torr, épaisseur en fonction de l'épaisseur totale des couches métalliques déposées préalablement
Lift – off résine	Lavage à l'acétone chauffé en préalable à 50°C, 5' Aucune collerette n'est observée
<b>D. Gravure ionique sèche</b> (canon à ions Commonwealth Scientific Corporation ID-2500)	
Pression avant la gravure dans l'enceinte	$5.10^{-6}$ torr
Pression pendant la gravure (+ argon)	$6.10^{-4}$ torr
Courant filament + neutraliseur	7-8 A
Tension de décharge	40 V
Courant de décharge	0.2 A
Tension d'accélération	200 V
Energie du faisceau d'ions émis	500 eV
Courant d'ions émis	8.5 mA
Densité de courant du faisceau d'ions	$1.2 \text{ mA/cm}^2$
Vitesse de gravure titane	~ 10nm/s

## Annexe A.I-2: Simulation du contraste MFM

### a. Détection de gradient de force – base théorique

Le choix de la fréquence de travail du microscope est déterminé par un balayage en fréquence qui permet de localiser les modes de vibration du système. Le principe fondamental de la dynamique appliqué à la pointe permet d'écrire l'équation d'évolution du système:

$$m\ddot{z} + \frac{m\omega_0}{Q}\dot{z} + m\omega_0^2 z = F_0 \cos(\omega_d t) + F_z^{ext} \quad (A.I-1)$$

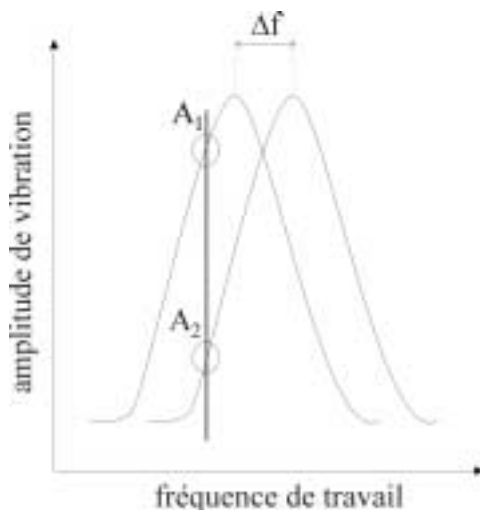
avec  $m$ , la masse du système oscillant,  $Q$  le facteur de qualité de la résonance,  $F_0$  la force excitatrice,  $F_{ext}$  la composante  $z$  de la force extérieure,  $\omega_0$  la pulsation de résonance et  $\omega_d$  la pulsation de l'excitation.

Si la poutre on développe en série la force extérieure et on se limite au premier terme du développement, l'expression (1) s'écrit:

$$m\ddot{z} + \frac{m\omega_0}{Q}\dot{z} + m\omega_0^2 z = F_0 \cos(\omega_d t) + \frac{\partial F_z^{ext}}{\partial z} z. \quad (A.I-2)$$

L'équation revient à l'expression d'un système oscillant sans champ de force extérieure et avec une constante de raideur  $k_{eff}$ :

$$k_{eff} = m\omega^2 = m\omega_0^2 - \frac{\partial F_z^{ext}}{\partial z} \quad (A.I-3)$$



**Figure A.I-1:** Déplacement de la fréquence et de l'amplitude de vibration du système oscillant, en présence d'une force extérieure

La fréquence de résonance de ce système se trouve déplacée vers les basses fréquences pour des forces attractives et vers les hautes fréquences pour des forces répulsives.

Donc, travaillant à fréquence fixée, l'apparition d'un gradient de force a pour effet de changer la fréquence d'oscillation de la poutre. Cela entraîne une variation dans l'amplitude de vibration de la poutre. La réponse de l'oscillation est de la forme suivante:

$$z(t) = A_0 \cos(\omega_d t + \theta_d) \quad (A.I-4)$$

avec

$$A_0 = \frac{F_0}{m} \frac{1}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_d^2)^2 + \left(\frac{\omega\omega_d}{Q}\right)^2}} \quad (A.I-4)$$

et

$$\tan \theta_d = \frac{\omega_d \omega}{Q(\omega^2 - \omega_d^2)} \quad (A.I-5)$$

Afin que l'effet de la variation de la fréquence sur l'amplitude soit maximum, il faut se placer sur la partie la plus pentue de la courbe de résonance. Dans la limite des grands  $Q$ , la fréquence favorable est

$$\omega_d = \omega \left(1 \pm \frac{1}{2Q}\right) \quad (A.I-6)$$

Pour ce point de fonctionnement, on a

$$\frac{dA}{d\omega} = \frac{2A_0 Q}{3\omega} \quad (A.I-7)$$

or

$$d\omega = \frac{\omega}{2k} \frac{\partial F_z^{ext}}{\partial z} \quad \text{si} \quad \frac{\partial F_z^{ext}}{\partial z} \ll k \quad (A.I-8)$$

$$\text{donc} \quad dA = \frac{A_0 Q}{3k} \frac{\partial F_z^{ext}}{\partial z} \quad (A.I-9)$$

La mesure de la variation d'amplitude de la pointe lors du balayage de la surface nous permet donc d'obtenir une cartographie du gradient de la force agissant sur la pointe.

## **b. expression du gradient de force dans le cas du microscope à force magnétique – modèle sans interaction pointe - échantillon**

Le vecteur d'information est donc le gradient de la force qui agit sur la pointe. La force magnétique subie par la pointe est:

$$\vec{F}_{mag}(\vec{r}) = -\nabla \left[ E_{pointe} + E_{échantillon} - \int_{pointe} \vec{m}_{pointe}(\vec{r}') \vec{H}_{échantillon}(\vec{r} + \vec{r}') d\vec{r}' \right] \quad (A.I-10)$$

où  $\vec{m}$  est l'aimantation locale de la pointe et  $\vec{H}$  le champ de fuite de l'échantillon. Les deux premiers termes représente l'énergie propre de chacune des parties du système, tandis que l'intégrale donne leur énergie d'interaction. Afin d'estimer la valeur de cette intégrale, il faut utiliser certaines approximations. Une première approximation est de considérer que l'état

magnétique de la pointe est rigide, ce qui n'est pas loin de la réalité, parce que nous utilisons des pointes MFM recouvertes des couches minces magnétiquement dures. Cette hypothèse nous permet d'éliminer dans l'expression (9) le terme de self-énergie de la pointe.

Une deuxième simplification qu'on considère est que le terme de self énergie de l'échantillon soit indépendant de la position de la pointe au-dessus de sa surface. Dans ce cas, l'expression de la force devient:

$$F_{mag}(\vec{r}) = -\nabla \left[ - \int_{pointe} \vec{m}_{pointe}(\vec{r}') \vec{H}_{pointe}(\vec{r} + \vec{r}') d\vec{r}' \right] \quad (A.I-11)$$

Car le signal magnétique est lié au gradient de la force qui agit sur la pointe, on écrit la composante  $n$  du gradient de la force magnétique, elle-même orientée suivant la direction  $n$  qui représente la direction de l'oscillation:

$$\frac{\partial F_n(r)}{\partial n} = \int_{pointe} \sum_{i=x,y,z} \sum_{i=x,y,z} \sum_{i=x,y,z} n_j n_k m_i^{pointe}(r') \frac{\partial^2 H_i^{échantillon}(r+r')}{\partial r_j \partial r_k} d^3 r' \quad (A.I-12)$$

où  $m_i$  sont les différentes composantes de l'aimantation locale de la pointe et  $H_i$  les composantes du champ de fuite de l'échantillon. Si on considère la direction  $z$  la direction dont la poutre oscille, la relation (11) devient:

$$\frac{\partial F_z^{mag}}{\partial z} = \int_{pointe} \left\{ m_x \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + m_y \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + m_z \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \right\} dV_{pointe} \quad (A.I-13)$$

Pour connaître la distribution de l'aimantation de la pointe, cette dernière a été modélisée soit sous la forme d'une pyramide tronquée avec un nombre différent de planes, soit sous la forme d'un dipôle ponctuel, comme expliqué dans le chapitre I.



## Annexe A.IV-1: Modèle de Kittel

### 1. Couches minces à l'anisotropie perpendiculaire

Nous allons considérer l'énergie des différentes configurations d'une couche mince d'épaisseur  $t$  (figure A.IV-1).

On suppose que la couche mince possède une anisotropie uniaxiale, perpendiculaire au plan de la couche.

- *Configuration (a)*

La surface des parois de Bloch sur l'unité de surface de la couche est  $2\sqrt{2} + \frac{t-L}{L}$ , où  $L$  est la longueur des bandes. Ainsi, l'énergie totale due aux parois est:

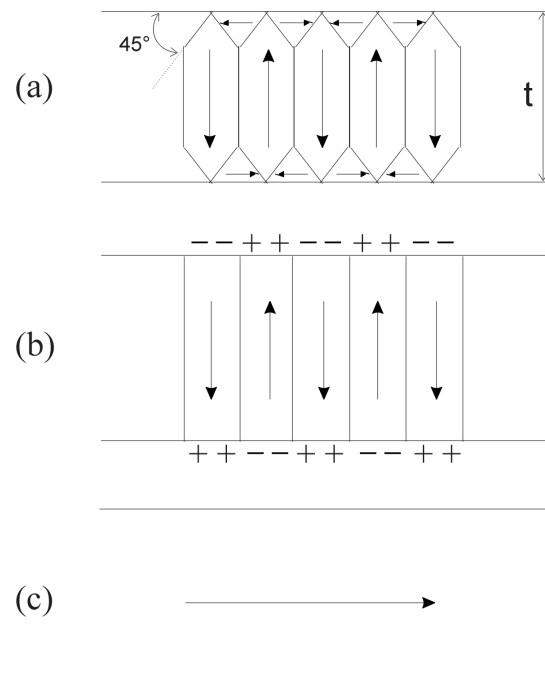
$$E_{\text{paroi}} = \sigma_{\text{paroi}} \left( 2\sqrt{2} + \frac{t-L}{L} \right) \quad (\text{A.IV-1})$$

où  $\sigma_{\text{paroi}}$  est la densité d'énergie surfacique

de la paroi de Bloch. Une autre contribution à l'énergie totale du système est l'énergie d'anisotropie créée par les domaines orientés perpendiculairement à l'axe de facile aimantation. Cette énergie est donnée par le produit entre la densité d'énergie d'anisotropie  $\rho_{\text{anis}}$  et le volume des prismes triangulaires, qui est  $L/2$  si on considère une surface unitaire de la couche:

$$E_{\text{anis}} = K_u \frac{L}{2} \quad (\text{A.IV-2})$$

Dans cette configuration, le flux magnétique est complètement fermé et, en conséquence, l'énergie magnétostatique est nulle. Nous pouvons écrire alors l'énergie totale sur l'unité de surface comme:



**Figure A.IV-1:** Configurations micromagnétiques possibles des couches magnétiques à l'anisotropie uniaxiale perpendiculaire <sup>[Kittel\_PR\_46]</sup>

$$E = \sigma_{paroi} \left( 2\sqrt{2} + \frac{t-L}{L} \right) + K_u \frac{L}{2} \quad (\text{A.IV-3})$$

Cette expression est minimisée par rapport à la longueur des bandes  $L$  si  $\frac{dE}{dL} = 0$ . On obtient alors pour la longueur des bandes:

$$L_0 = \sqrt{\frac{2\sigma_{paroi}}{K_u}} \sqrt{t} \quad (\text{A.IV-3})$$

L'énergie totale minimisée devient:

$$E_0 = (2\sqrt{2} - 1)\sigma_{paroi} + \sqrt{2\sigma_{paroi} K_u} \sqrt{t} \quad (\text{A.IV-4})$$

- *Configuration (b)*

Les charges magnétiques sur les deux surfaces ne sont pas compensées et on considère des densités alternantes de charges  $+M$  respectivement  $-M$ . Nous supposons que le plan des bandes est  $(x,y)$ , avec  $y$  parallèle à l'axe des bandes. La composante  $z$  du champ magnétique créé par la distribution de charges est

$$H_z = 2\pi M \left( \frac{4}{\pi} \sin kx e^{-kz} + O(k) \right) \quad (\text{A.IV-5})$$

où  $O(k)$  représente une combinaison des termes impairs, multiples de  $k = \frac{\pi}{L}$ , qui vont être négligés pour la suite. Le champ magnétique doit satisfaire la condition  $\text{div} \vec{H} = 0$  et  $H_z$  devient:

$$H_z = -2\pi M \left( \frac{4}{\pi} \cos kx e^{-kz} \right) \quad (\text{A.IV-6})$$

La densité d'énergie des bandes sur l'unité de surface est  $\int_0^\infty H^2 dz$  :

$$\sigma_{mag} = \frac{1}{4\pi} (2\pi M)^2 \left( \frac{4}{\pi} \right)^2 \int_0^\infty e^{-2kz} dz \quad (\text{A.IV-7})$$

soit

$$\sigma_{mag} = \left( \frac{8}{\pi^2} \right) M^2 L \quad (\text{A.IV-8})$$

Si nous tenons compte des termes harmoniques d'ordre supérieur du développement du champ magnétique, la densité d'énergie magnétostatique devient:

$$\sigma_{mag} \cong 0.85 M^2 L \quad (\text{A.IV-9})$$

Maintenant, dans le cas de la configuration (b), il faut considérer aussi bien les charges magnétiques positives et celles négatives l'énergie magnétostatique sur une surface unitaire est:

$$E_{mag} \cong 1.7M^2L \quad (A.IV-10)$$

Elle ne tient pas compte ainsi le fait que pour des couches ultra-minces, le flux magnétique est fermé essentiellement à l'intérieur de la couche et l'énergie du champ démagnétisant est toujours plus faible que la valeur indiquée en haut. Malek et Kambersky <sup>[Malek\_CJP\_58]</sup> ont généralisé l'expression de l'énergie du champ démagnétisant déduite par Kittel, pour couvrir le domaine des épaisseurs ultra-minces et ils ont obtenu:

$$E_{mag} = \frac{16M_s^2L}{\pi^2} \sum_n \frac{1}{n^3} \left( 1 - e^{-\frac{n\pi t}{L}} \right) \quad (A.IV-11)$$

Pour une couche très épaisse, cette expression tend vers la valeur déduite par Kittel. Pour des couches très minces, elle devient:

$$E_{mag} = 2\pi M_s^2 T \quad (A.IV-12)$$

L'énergie de la paroi est donné par:

$$E_{paroi} = \sigma_{paroi} \frac{t}{D} \quad (A.IV-13)$$

L'énergie d'anisotropie est nulle car il n'y a pas de domaines inclinés par rapport à l'axe de facile aimantation.

Ainsi, l'énergie totale et la somme entre l'énergie magnétostatique et l'énergie des parois, soit:

$$E = 1.7M_s^2 D + \sigma_{paroi} \frac{t}{D} \quad (A.IV-14)$$

En minimisant cette expression par rapport à  $D$ , on obtient:

$$D = \sqrt{\frac{\sigma_{paroi}}{1.7M_s^2}} \sqrt{t} \quad (A.IV-15)$$

et

$$E_{min} = 2M_s \sqrt{1.7\sigma_{paroi}} \sqrt{t} \quad (A.IV-16)$$

- *Configuration c*

Dans cette situation, la couche est uniformément aimantée dans son plan. Si la couche magnétique est beaucoup plus longue par rapport à son épaisseur, le facteur démagnétisant et l'énergie magnétostatique sont petits. Comme il n'y a pas non plus de parois magnétiques, la seule contribution à l'énergie totale provient du terme d'anisotropie:

$$E = \rho_{anis} \cdot t \quad (A.IV-17)$$

---

### Références bibliographiques

---

[Kittel\_PR\_46] *C. Kittel, Phys. Rev. 70, 965 (1946).*

[Malek\_CJP\_58] *Z. Malek and V. Kamberski, Czechosl. Journ. Phys. 8, 416 (1958).*

## Annexe A.V-1:

### Calcul de la magnétorésistance anisotrope

On considère  $\rho_{par}$  la résistivité électrique parallèle à l'axe cristallin principal, et  $\rho_{perp1}$  et  $\rho_{perp2}$ , les résistivités le long des deux axes orthogonaux (figure A.V-1). On note  $\sigma$  les conductivités correspondantes. Dans le cas le plus général, les conductivités dans les trois directions de l'espace considérées sont différentes:  $\sigma_{par} \neq \sigma_{perp1} \neq \sigma_{perp2}$ .

La densité de courant induit lorsqu'on applique un champ électrique externe  $E$  s'écrit:

$$J = \sigma(\Psi, \phi)E = (\sigma_{par} \cos^2 \phi + \sigma_{perp1} \cos^2 \Psi \sin^2 \phi + \sigma_{perp2} \sin^2 \Psi \sin^2 \phi)E \quad (A.V-1)$$

Pour la majorité des cristaux, le problème est simplifié à cause de la symétrie rotationnelle de la conductivité, autour de l'axe facile. Les deux conductivités correspondantes à des directions perpendiculaires à l'axe facile cristallin sont égales:

$$\sigma_{perp1} = \sigma_{perp2} = \sigma_{perp} \quad (A.V-2)$$

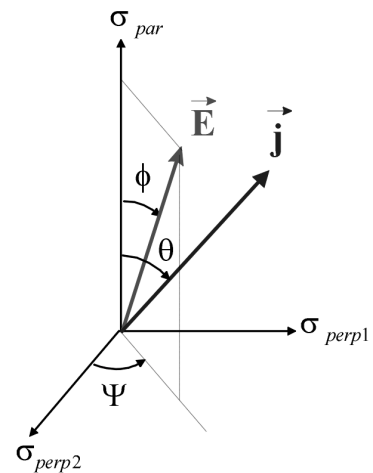
Dans cette approximation, si on considère  $\Psi=0$ , l'expression de la conductivité  $\sigma(\Psi=0, \phi)$  devient:

$$\sigma(\phi) = (\sigma_{par} \cos^2 \phi + \sigma_{perp} \sin^2 \phi) = \sigma_{perp} + (\sigma_{par} - \sigma_{perp}) \cos^2 \phi \quad (A.V-3)$$

alors que la résistivité s'écrit:

$$\rho(\phi) = \frac{\rho_{par} \rho_{perp}}{\rho_{par} + (\rho_{perp} - \rho_{par}) \cos^2 \phi} \quad (A.V-4)$$

Les valeurs moyennes de la conductivité et de la résistivité sont obtenues en moyennant sur l'angle solide  $\phi$  (relations de **Voigt**):



**Figure A.V-1:** Représentation schématique de l'orientation du champ et du courant électrique par rapport aux axes cristallographiques de différentes résistivités.

$$\bar{\sigma} = \sigma_{perp} + \frac{1}{3}(\sigma_{par} - \sigma_{perp}) = \frac{1}{3}(2\sigma_{perp} + \sigma_{par}) \quad (A.V-5)$$

$$\bar{\rho} = \frac{3\rho_{perp}\rho_{par}}{2\rho_{par} + \rho_{perp}} \quad (A.V-6)$$

Pour certains systèmes ferromagnétiques, comme des fils ou des cristaux anisotropiques, il est raisonnable de considérer l'angle  $\theta$  entre l'axe de facile aimantation et la direction du courant. Dans ces conditions, la relation (V.3-13) peut être écrite:

$$J = \frac{E}{\rho(\Psi, \theta)} = \frac{E}{(\rho_{par} \cos^2 \theta + \rho_{perp1} \cos^2 \Psi \sin^2 \theta + \rho_{perp2} \sin^2 \Psi \sin^2 \theta)} \quad (A.V-7)$$

soit

$$\rho(\Psi, \theta) = (\rho_{par} \cos^2 \theta + \rho_{perp1} \cos^2 \Psi \sin^2 \theta + \rho_{perp2} \sin^2 \Psi \sin^2 \theta) \quad (A.V-8)$$

On peut observer que la magnétorésistance anisotrope ne dépend pas seulement de l'orientation relative entre les vecteurs aimantation et courant, mais aussi de l'orientation de l'aimantation par rapport aux axes cristallographiques.

L'expression (8) peut être simplifiée dans le cas d'une symétrie rotationnelle de la résistivité.

On peut considérer alors  $\Psi = 0$  et la résistivité devient:

$$\rho(\theta) = \rho_{perp} + (\rho_{par} - \rho_{perp}) \cos^2 \theta \quad (A.V-9)$$

tandis que la résistivité moyenne est:

$$\bar{\rho} = \frac{1}{3}(\rho_{par} + 2\rho_{perp}) \quad (A.V-10)$$

La magnétorésistance anisotrope est définie, à une température donnée  $T$ , comme:

$$AMR = \frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}} \quad (A.V-11)$$

$$AMR = \frac{[\rho_{par}(0, T) - \rho_{perp}(0, T)]}{\bar{\rho}(0, T)} = \frac{\rho_{par}(0, T) - \rho_{perp}(0, T)}{\frac{1}{3}\rho_{par}(0, T) + \frac{2}{3}\rho_{perp}(0, T)} \quad (A.V-12)$$

## Annexe A.VI-1:

### Champ dipolaire d'un réseau carré infini

Le champ dipolaire créé par un réseau infini de dipôles magnétiques  $\{\vec{\mu}_{ij} | i, j \in Z\}$  dans un point  $\vec{r}$  de l'espace est donné par l'expression <sup>[Jackson\_62]</sup>:

$$\vec{H}_{dip}(\vec{r}) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ -\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_{ij}|^3} \vec{\mu}_{ij} + 3 \frac{[\vec{\mu}_{ij} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_{ij})]}{|\vec{r} - \vec{r}_{ij}|^5} (\vec{r} - \vec{r}_{ij}) \right\} \quad (\text{A.VI-1})$$

Pour simplicité, on ramène le point de calcul à l'origine du système de coordonnées ( $\vec{r} = 0$ ), et, dans ces conditions, l'expression du champ dipolaire devient:

$$\vec{H}_{dip}(0) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ -\frac{1}{|\vec{r}_{ij}|^3} \vec{\mu}_{ij} + 3 \frac{[\vec{\mu}_{ij} \cdot \vec{r}_{ij}]}{|\vec{r}_{ij}|^5} \vec{r}_{ij} \right\} \quad (\text{A.VI-2})$$

- *Dipôles suivant l'axe du réseau*

On considère le cas d'un réseau carré de plots monodomaines (figure A.VI-1), avec les paramètres suivants:

- dipôles de moments identiques, orientés selon l'axe OX:  $\vec{\mu}_{ij} = (M_s V \ 0 \ 0)$ , où  $V$  représente le volume d'un plot;

- position des dipôles  $\vec{r}_{ij} = (iS \ jS \ 0)$ , où  $S$  représente l'espacement entre les plots;

où la distance du plot ( $ij$ ) par rapport à l'origine:  $|\vec{r}_{ij}| = S\sqrt{i^2 + j^2}$

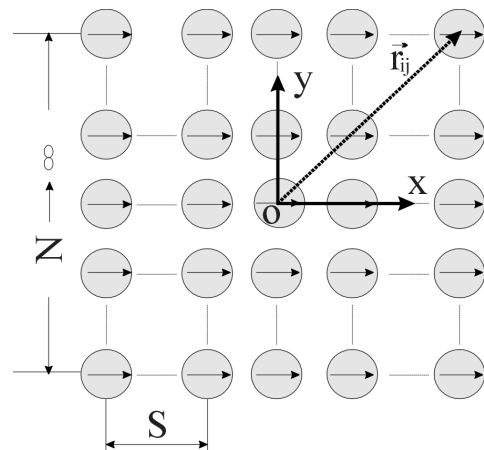


Figure A.VI-1: Géométrie de calcul du champ dipolaire d'un réseau de plots monodomaines

Avec ces notations les composantes du champ créé par tous les spins à l'origine du système de coordonnées, s'écrivent:

$$\begin{aligned}
H_{dip}^x(0) &= \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ -\frac{M_s V}{S^3 (i^2 + j^2)^{3/2}} + 3 \frac{-iS(M_s V)}{S^5 (i^2 + j^2)^{5/2}} (-iS) \right\} = \\
&= \frac{M_s V}{S^3} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ -\frac{1}{(i^2 + j^2)^{3/2}} + \frac{3i^2}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \right\} \quad (i, j) \neq (0,0)
\end{aligned} \tag{A.VI-3}$$

et

$$\begin{aligned}
H_{dip}^y(0) &= \frac{M_s V}{S^3} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ 0 + 3 \frac{[-i(M_s V)]}{(i^2 + j^2)^{5/2}} (-j) \right\} \\
&= \frac{M_s V}{S^3} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{3ij}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \right\} \quad (i, j) \neq (0,0)
\end{aligned} \tag{A.VI-4}$$

A cause de la symétrie de la somme,  $H_{dip}^y = 0$ .

La limite de la somme infinie qui apparaît dans l'expression de  $H_{dip}^x$  est:

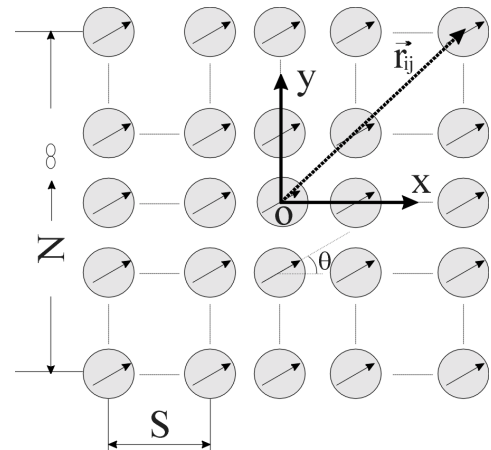
$$\left[ \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ -\frac{1}{(i^2 + j^2)^{3/2}} + \frac{3i^2}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \right\} \quad (i, j) \neq (0,0) \right] \rightarrow 4.23 \tag{A.VI-5}$$

Ainsi le champ total se réduit à:

$$\vec{H}_{dip} = \left( 4.2 \frac{M_s V}{S^3} \quad 0 \quad 0 \right) \tag{A.VI-6}$$

- *Dipôles inclinés par rapport à l'axe du réseau*

On considère que les dipôles font un angle  $\theta$  par rapport à l'axe du réseau (figure A.VI-2). Dans ces conditions, le moment magnétique des dipôles est  $\vec{\mu}_{ij} = (M_s V \cos\theta \quad M_s V \sin\theta \quad 0)$  alors que l'énergie d'interaction dipolaire s'écrit:



**Figure A.VI-2:** Géométrie de calcul du champ dipolaire d'un réseau de plots monodomaines, lorsque les dipôles font un angle  $\theta$  par rapport à l'axe du réseau



$$\begin{aligned}
E_{dip}(\theta) &= -\vec{\mu}(0) \cdot \vec{H}_{dip}(0) = -\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ -\frac{(M_s V)^2}{S^3 (i^2 + j^2)^{3/2}} + 3 \frac{(M_s V)^2 S^2 (i \cos \theta + j \sin \theta)^2}{S^5 (i^2 + j^2)^{5/2}} \right\} = \\
&= -\frac{(M_s V)^2}{S^3} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ -\frac{1}{(i^2 + j^2)^{3/2}} + \frac{3(i^2 \cos^2 \theta + j^2 \sin^2 \theta + 2ij \cos \theta \sin \theta)}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \right\} = \\
&= -\frac{(M_s V)^2}{S^3} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ -\frac{1}{(i^2 + j^2)^{3/2}} \right\} - \\
&\quad -\frac{(M_s V)^2}{S^3} 3 \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{i^2 \cos^2 \theta + j^2 \sin^2 \theta}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \right\} \\
&\quad -\frac{(M_s V)^2}{S^3} 3 \sin 2\theta \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{ij}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \right\}, \quad i, j \neq 0
\end{aligned} \tag{A.VI-7}$$

La symétrie des sommes conduit à :

$$\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{i^2 \cos^2 \theta + j^2 \sin^2 \theta}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \right\} = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{i^2}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \right\}, \quad i, j \neq 0 \tag{A.VI-8}$$

$$\sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{ij}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \right\} = 0, \quad i, j \neq 0 \tag{A.VI-9}$$

Dans ces conditions, l'énergie d'interaction dipolaire devient :

$$E_{dip} = -\frac{(M_s V)^2}{S^3} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left[ -\frac{1}{(i^2 + j^2)^{3/2}} + \frac{3i^2}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \right], \quad i, j \neq 0 \tag{A.VI-10}$$

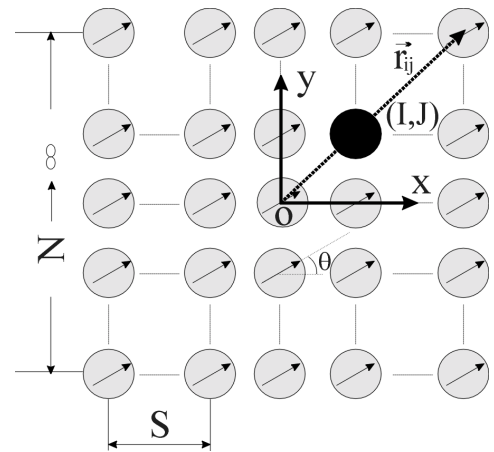
Cette énergie d'interaction est indépendante de l'angle  $\theta$ .

- Réseau avec une lacune; dipôles inclinés par rapport à l'axe du réseau;

On considère que le plot (IJ) n'a pas de moment magnétique:  $\vec{\mu}_{IJ} = (0 \ 0 \ 0)$  - figure A.VI-3. Dans ces conditions le produit  $\vec{\mu}_{ij} \cdot \vec{r}_{ij}$  s'écrit

$$\vec{\mu}_{ij} \cdot \vec{r}_{ij} = \begin{cases} M_s V S (i \cos \theta + j \sin \theta), & ij \neq IJ \\ 0 & , ij = IJ \end{cases}$$

L'énergie d'interaction dipolaire du réseau est équivalente à celle d'un réseau isotrope d'où la



**Figure A.VI-3:** Géométrie de calcul du champ dipolaire d'un réseau de plots monodomaines, lorsque les dipôles font un angle  $\theta$  par rapport à l'axe du réseau et le plot (I,J) n'a pas de moment magnétique

contribution du dipôle ( $IJ$ ) est soustraite. En remplaçant tous les termes par leurs expressions déduites jusqu'à maintenant, l'énergie d'interaction dipolaire devient

$$\begin{aligned}
 E_{dip} &= -\frac{(M_s V)^2}{S^3} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ -\frac{1}{(i^2 + j^2)^{3/2}} \right\} - \\
 &- \frac{(M_s V)^2}{S^3} 3 \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{i^2 \cos^2 \theta + j^2 \sin^2 \theta}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \right\} \\
 &- \frac{(M_s V)^2}{S^3} 3 \sin 2\theta \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{ij}{(i^2 + j^2)^{3/2}} \right\} \\
 &- \left[ +\frac{(M_s V)^2}{S^3 (I^2 + J^2)^{3/2}} - 3 \frac{(M_s V)^2 S^2 (I \cos \theta + J \sin \theta)^2}{S^5 (I^2 + J^2)^{5/2}} \right], \quad i, j \neq 0
 \end{aligned} \tag{A.VI-12}$$

La symétrie des sommes conduit à:

$$\begin{aligned}
 E_{dip}(\theta) &= -\frac{(M_s V)^2}{S^3} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ -\frac{1}{(i^2 + j^2)^{3/2}} + \frac{3i^2}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \right\} - \\
 &- \frac{(M_s V)^2}{S^3} \left[ +\frac{1}{(I^2 + J^2)^{3/2}} - 3 \frac{(I \cos \theta + J \sin \theta)^2}{(I^2 + J^2)^{5/2}} \right], \quad i, j \neq 0
 \end{aligned} \tag{A.VI-13}$$

Cette énergie présente une dépendance angulaire périodique en fonction de l'angle  $\theta$ , de période  $180^\circ$ .

---

### Référence bibliographique

---

[Jackson\_62] *J. Jackson, Classical Electrodynamics (Wiley, New York, 1962).*

## Annexe A.VI-2

### Simulations micromagnétiques avec le logiciel OOMMF

Afin d'investiguer en détail les mécanismes du retournement de l'aimantation dans les réseaux de plots de cobalt, nous avons effectué des simulations micromagnétiques en utilisant le logiciel *OOMMF* (<http://math.nist.gov/oommf>). Dans des conditions externes données ( $\vec{H}_{app}$  et histoire magnétique) un certain état d'équilibre est stabilisé caractérisé par la distribution interne de l'aimantation  $\vec{M}$  et l'énergie totale réunissant les contributions dues à l'interaction d'échange, à l'interaction Zeeman, à l'anisotropie magnétocristalline et aux interactions magnétostatiques.

$$E_{tot} = E_{ech} + E_{Zeem} + E_{dem} + E_{anis} \quad (A.VI-14)$$

Dans nos simulations l'énergie d'anisotropie magnétocristalline a été négligée car les mesures expérimentales ont indiqué la présence d'une très faible anisotropie magnétocristalline planaire. Les configurations de l'aimantation, qui minimisent la fonctionnelle de l'énergie totale, correspondent aux états d'équilibre du système. La condition d'équilibre selon le principe variationnel <sup>[Brown\_63]</sup> se résume à:

$$\vec{M} \times \vec{H}_{eff} = 0 \quad (A.VI-15)$$

où  $\vec{H}_{eff}$  joue le rôle d'un champ local effectif défini comme:

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{\delta E_{tot}}{\delta \vec{M}} \quad (A.VI-16)$$

Pour minimiser l'énergie totale par rapport à l'aimantation  $\vec{M}$  sous la contrainte  $|\vec{M}| = M_s$ , l'intégration numérique de l'équation de Landau- Lifshitz- Gilbert (LLG) a été choisie. Cette équation décrit l'évolution temporelle de l'aimantation dans le champ effectif  $\vec{H}_{eff}$  :

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\gamma \alpha}{M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) \quad (A.VI-17)$$

où  $M_s$  est l'aimantation à saturation du cobalt,  $\alpha$  est le coefficient d'amortissement et  $\gamma = 1.76 \times 10^7 \text{ rad}/(\text{Oe} \cdot \text{s})$  est le facteur gyromagnétique d'un électron libre.

L'algorithme numérique repose sur la méthode des différences finies en utilisant un maillage 2D avec une seule cellule en épaisseur. Les paramètres de matériau suivants ont été utilisés:

l'aimantation à saturation  $M_s = 1420 \text{ emu/cm}^3$  et la constante d'échange  $A_{ech} = 2.5 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ . Un pas de maillage de  $5 \text{ nm}$  proche de la longueur d'échange du cobalt  $l_{ech} = \sqrt{\frac{A_{ech}}{2\pi M_s^2}} \cong 4.4 \text{ nm}$  a été choisi. Puisque la valeur de  $\alpha$  n'affecte pas l'état d'équilibre final <sup>[Nakatani\_JAP\_89]</sup> pour des raisons du temps de calcul la valeur critique  $\alpha = 1$  a été utilisée. L'état d'équilibre est atteint lorsque le couple du champ magnétique qui agit sur l'aimantation locale du système descend sous une limite fixée à  $\varepsilon = 10^{-5}$  :

$$\max \left| \frac{\vec{M} \times \vec{H}_{eff}}{4\pi M_s^2} \right| \leq \varepsilon \quad (\text{A.VI-18}).$$

Le système investigué est représenté par un réseau carré de plots de diamètre  $d = 170 \text{ nm}$ , d'épaisseur  $t = 30 \text{ nm}$  et espacés de  $S = 200 \text{ nm}$ . Le champ magnétique  $\vec{H}_{app}$  a été appliqué incliné à  $\theta = 0^\circ$  et à  $\theta = 45^\circ$  par rapport à l'axe du réseau. Nous avons fixé l'aimantation des plots situés aux extrémités du réseau simulé en utilisant des fonctions TIE dans fichiers de type MIF du logiciel OOMMF.

---

## Références bibliographiques

---

[Brown\_63] J. F. Brown Jr., "Micromagnetics", Interscience Publishers, J. Wiley and Sons, New York (1963).

[Nakatani\_JAP\_89] Y. Nakatani, Y. Uesaka, N. Hayashi, *J. Appl. Phys.* **28**, 2485 (1989).

## Liste des publications

---

1. I. L. Prejbeanu, L. D. Buda, U. Ebels, K. Ounadjela, Appl. Phys. Lett. **77**, 3066 (2000), *Observation of asymmetric Bloch walls in epitaxial Co films with strong in-plane uniaxial anisotropy*
  2. I. L. Prejbeanu, L. D. Buda, M. Viret, U. Ebels, K. Ounadjela, C. Fermon, IEEE Trans. Magn. **37**, 2108 (2001), *Domain structures in epitaxial (10-10) Co wires*
  3. L. D. Buda, I. L. Prejbeanu, M. Demand, U. Ebels, K. Ounadjela, IEEE Trans. Magn. **37**, 2061 (2001), *Vortex states stability in circular Co (0001) dots*
  4. K. Ounadjela, I. L. Prejbeanu, L. D. Buda, U. Ebels, M. Hehn, *Observation of micromagnetic configurations in mesoscopic magnetic elements*, chapitre dans "Spin electronics", page 332, Lecture Notes in Physics 569, vol. XVII, editors M. Thornton and M. Ziese, Springer-Verlag (2001)
  5. M. Natali, A. Lebib, E. Cambril, Y.Chen, I. L. Prejbeanu, K.Ounadjela, J. Vac. Sci. Technol. B **19**, 2779 (2001) *Nanoimprint lithography and fine tuning of dipole interactions in high density Co dot arrays*
  6. I. L. Prejbeanu, M. Viret, L. D. Buda, U. Ebels, K. Ounadjela, J. Magn. Magn. Mat. **240**, 27 (2002), *Use of magnetotransport measurements as a tool to probe the micromagnetic configuration in epitaxial Co wires*
  7. M. Natali, I. L. Prejbeanu, A. Lebib, K. Ounadjela, Y. Chen, J. Appl. Phys. **18**, 265 (2002), *Configurational anisotropy in interacting Co dot arrays*
  8. L. D. Buda, I. L. Prejbeanu, U. Ebels, K. Ounadjela, acceptée pour publication dans Comp. Mat. Sci. (2002), *3D micromagnetic simulations in circular Co dots*
  9. L. D. Buda, I. L. Prejbeanu, U. Ebels, K. Ounadjela, acceptée pour publication dans J. Magn. Magn. Mat. (2002), *Investigation of 3D micromagnetic configurations in circular nanoelements*
  10. M. Natali, I. L. Prejbeanu, A. Lebib, L. D. Buda, K. Ounadjela, Y. Chen, acceptée pour publication dans Phys. Rev. Lett. (2002), *Correlated magnetic vortex chains in mesoscopic cobalt dots*
  11. I. L. Prejbeanu, M. Natali, L. D. Buda, U. Ebels, A. Lebib, Y. Chen, K. Ounadjela, acceptée pour publication dans J. Appl. Phys. (2002), *In-plane reversal mechanisms in circular Co dots*
  12. T. D. Doan, F. Ott, A. Menelle, P. Humbert, C. Fermon, I. L. Prejbeanu, U. Rücker, acceptée pour publication dans Appl. Phys. A (2002), *New evanescent neutron wave diffractometer at LLB*
-