



**HAL**  
open science

# Dynamique du retournement de l'aimantation dans les systèmes pour l'enregistrement magnétique

Fabien Romanens

► **To cite this version:**

Fabien Romanens. Dynamique du retournement de l'aimantation dans les systèmes pour l'enregistrement magnétique. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2006. Français. NNT: . tel-00127015

**HAL Id: tel-00127015**

**<https://theses.hal.science/tel-00127015v1>**

Submitted on 27 Jan 2007

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

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

# THÈSE

en vue de l'obtention du grade de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER  
Spécialité : PHYSIQUE

Présentée et soutenue publiquement par :

Fabien ROMANENS

le 27 octobre 2006

---

---

DYNAMIQUE DU RETOURNEMENT DE L'AIMANTATION  
DANS LES SYSTÈMES POUR L'ENREGISTREMENT  
MAGNÉTIQUE :  
Imagerie magnéto-optique résolue en temps avec rayons X et  
radiation visible

---

---

Composition du Jury : J. Ferré (rapporteur)  
M. Sacchi (rapporteur)  
B. Dieny (examineur)  
A. Schuhl (examineur)  
S. Pizzini (directeur de thèse)  
J. Vogel (co-directeur de thèse)

Thèse préparée au sein du **Laboratoire Louis Néel**  
25 av. des Martyrs, BP 166, 38042 Grenoble Cedex 9

---

## Remerciements

---

Je remercie sincèrement Maurizio Sacchi et Jacques Ferré de m'avoir fait l'honneur d'accepter la tâche de rapporteurs de mon travail de thèse et d'avoir ainsi apporté une lecture critique à ce manuscrit. Merci aussi à Bernard Diény et Alain Schuhl d'avoir accepté d'être examinateurs de ma thèse, et de franchir le grillage séparant CEA et CNRS pour assister à ma soutenance.

Merci à Stefania Pizzini et à Jan Vogel pour m'avoir accueilli au sein de leur équipe. Ils ont le mérite de m'avoir encadré (et supporté) depuis mon stage de DEA. Leurs compétences complémentaires et les discussions que nous avons eues m'ont beaucoup apporté.

Suite à la refondation des laboratoires du polygone scientifique de Grenoble, je représente le dernier spécimen d'une espèce en voie d'extinction : les thésards du groupe « dichroïsme magnétique ». Merci à ceux qui m'ont précédés au sein de cette espèce : en particulier Marlio Bonfim et Yan Pennec. Merci Marlio pour avoir apporté à l'équipe tout ton génie en électronique, et d'avoir pu ainsi me permettre de générer les champs pulsés rapides nécessaires à mon travail de thèse. Merci Yan de m'avoir montré les subtilités des montages exploitant l'effet Kerr.

Aucune mesure n'aurait été possible sans échantillons. Je tiens donc à remercier toutes les personnes de SPINTEC ou de l'unité mixte CNRS-Thales qui sont au fourneau et nous ont fourni d'excellents échantillons.

Une grande partie des résultats de cette thèse ont été obtenus dans des synchrotrons. Les manip à BESSY doivent leur succès à Wolfgang Kuch, Keiki Fukumoto, Julio Camarero, Jan & Stefania. Grâce à Salia Cherifi, Andrea Locatelli, et Stefan Heun, de splendides images ont pu être obtenues à ELETTRA. Enfin, Julio Cezar doit être remercié pour son soutien technique à l'ESRF.

Un grand merci aussi pour tous les techniciens du laboratoire. Plus particulièrement, je tiens à remercier Jean-Seb et Daniel pour l'électronique, Jean-Claude et Laurent pour la mécanique, ainsi que Julien et Patrick pour l'informatique. Merci aussi aux secrétaires du laboratoire : Éliane, Sabine et Véronique.

Merci à tous les membres du laboratoire Louis Néel pour la bonne ambiance qui y règne. En particulier, merci à Olivier pour l'organisation du concours photo, merci Nora pour les concours de gâteaux, merci Benjamin et Virginie pour les séminaires informels et leur annonces poétiques. Merci aussi à tous mes camarades intermittents de la physique (stagiaires, thésards et post-doc), sans ordre de préférence : Florent, Baptiste, Yasmina, Bogdana, Fabien, Julien, Helga, Christina, Anthony, Fabiano, Arnaud. . .

D'un point de vue personnel, je tiens aussi à remercier tous ceux qui ont partagé du bon temps avec moi pendant ces trois années : P'tit Fab, Olivier<sup>2</sup>, Lætitia, Jacques, Guillaume. . . Merci aussi à Édouard qui a souvent accepté de partager un bout de ciel bleu avec moi.

Merci aussi à mes parents qui ne m'ont jamais poussé outre mesure mais qui m'ont donné les moyens pour me réaliser. Pascal, merci pour les (trop) rares fois où l'on s'est vu, merci aussi pour les tours de manège. Merci aussi à Max et Jackie pour votre contribution au pot de thèse.

Enfin, *last but not least*, merci Valérie, tu m'as permis de mener à bien cette thèse (si si, c'est vrai!).

**À tous, merci !**

---

# Table des matières

---

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Techniques de mesure</b>	<b>6</b>
1.1 Effet Kerr	7
1.1.1 Théorie de l'effet Kerr	7
1.1.2 Magnétométrie Kerr	9
1.1.3 Microscopie Kerr	12
1.2 Dichroïsme magnétique circulaire de rayons X	14
1.2.1 Historique et description du XMCD	14
1.2.2 PEEM	16
1.3 Application du champ magnétique	18
1.3.1 Électroaimants	18
1.3.2 Micro et milli-bobines	19
1.4 Pompe-sonde	21
1.4.1 Principe d'une mesure pompe-sonde	21
1.4.2 Effet Kerr résolu en temps	22
1.4.3 PEEM résolu en temps	23
1.5 Conclusion	25
<b>2 Retournement de l'aimantation</b>	<b>27</b>
2.1 Processus du retournement de l'aimantation	27
2.1.1 Précession de l'aimantation et rotation cohérente	27
2.1.2 Nucléation de domaines et propagation de parois	28
2.2 Modèles théoriques	32
2.2.1 Modèle de Bruno-Raquet	32
2.2.2 Modèle de Fatuzzo-Labrune	35
2.3 Couplages	38
2.3.1 Introduction au décalage d'échange	38
2.3.2 Couplage de Néel (ou peau d'orange)	43

2.4	Conclusion . . . . .	44
<b>3</b>	<b>Multicouches (Pt/Co)</b>	<b>45</b>
3.1	Préparation des échantillons . . . . .	46
3.2	Propriétés magnétiques en régime statique . . . . .	47
3.2.1	Anisotropie perpendiculaire . . . . .	47
3.2.2	Décalage d'échange . . . . .	50
3.3	Dynamique du renversement de l'aimantation . . . . .	52
3.3.1	Cycles d'hystérésis dynamiques . . . . .	52
3.3.2	Relaxation de l'aimantation . . . . .	54
3.3.3	Microscopie Kerr résolue en temps . . . . .	57
3.4	Interprétation de l'asymétrie . . . . .	64
3.5	Conclusion . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Jonctions tunnel magnétiques</b>	<b>67</b>
4.1	Préparation des échantillons . . . . .	68
4.2	Influence de la topographie . . . . .	69
4.2.1	Cycles d'hystérésis à basse fréquence . . . . .	69
4.2.2	Relaxation de l'aimantation . . . . .	72
4.2.3	Imagerie PEEM résolue en temps . . . . .	75
4.2.4	Description de l'influence de la topographie . . . . .	76
4.3	Vitesse de parois en fonction du champ appliqué . . . . .	78
4.4	Influence des parois de domaines . . . . .	81
4.4.1	Mesures PEEM résolues en temps . . . . .	81
4.4.2	Mesures haute résolution en mode statique . . . . .	86
4.4.3	Simulations micromagnétiques . . . . .	88
4.5	Conclusion . . . . .	89
	<b>Conclusion</b>	<b>91</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>93</b>



---

## Introduction

---

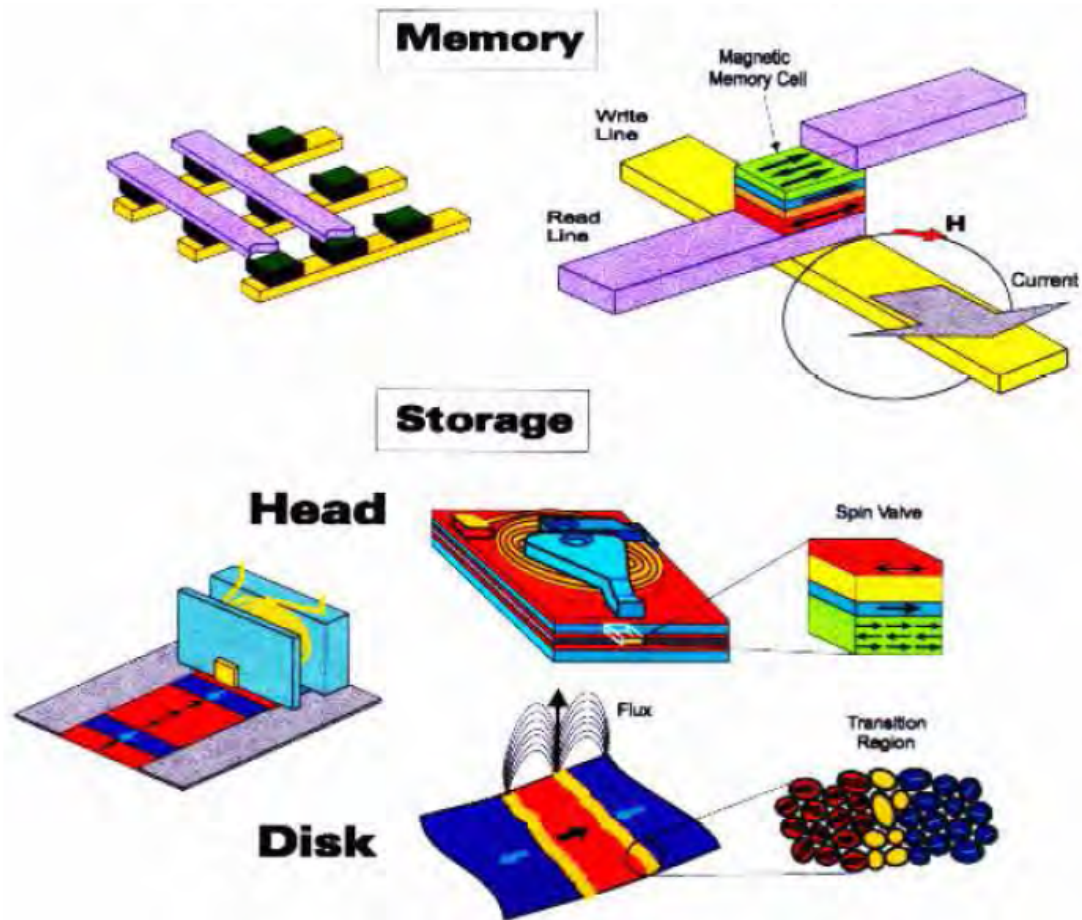
Depuis la deuxième moitié du XX<sup>e</sup> siècle, l'utilisation de matériaux magnétiques pour les applications connaît un fort développement. Un des domaines qui a vu le plus d'innovations est l'enregistrement magnétique. Dans cette thèse, nous avons étudié le renversement de l'aimantation dans des systèmes pouvant être utilisés dans ce domaine, en particulier des jonctions tunnel et des multicouches à aimantation perpendiculaire couplées par échange à une couche antiferromagnétique. Ces systèmes se retrouvent dans certains des principaux dispositifs utilisés pour l'enregistrement magnétique (voir figure 1). Les jonctions tunnel magnétiques sont les éléments actifs des mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM), et les systèmes à anisotropie perpendiculaire sont utilisés dans les disques durs pour l'enregistrement perpendiculaire. Ces derniers sont déjà commercialisés, contrairement aux MRAM qui sont très prometteuses pour le remplacement futur des mémoires RAM actuelles.

Les disques durs sont constitués d'une couche ferromagnétique qui permet de stocker l'information ainsi que d'une tête de lecture/écriture nécessaire pour manipuler l'information. L'amélioration des performances des disques durs passe par l'augmentation de la densité de stockage, mais aussi par la réduction des temps d'accès.

Les médias magnétiques les plus utilisés actuellement sont des couches polycristallines à aimantation planaire. La rémanence du matériau utilisé permet d'avoir deux états magnétiques stables qui permettent de coder deux valeurs pour chaque bit d'information : 0 ou 1. Un bit sur un disque dur correspond actuellement à une région composée d'une centaine de grains (d'une taille d'environ 10 nm chacun) du matériau ferromagnétique. La détection de l'information se fait en mesurant le champ de fuite qui est important au niveau des transitions entre zones d'aimantations opposées. Plusieurs approches sont possibles pour réduire la taille des bits et donc d'augmenter la densité de stockage des disques durs.

Réduire le nombre de grains dans un bit permet de réduire la taille des bits, mais le champ de fuite est lui aussi diminué. Les transitions entre bits deviennent donc plus difficiles à détecter. En dessous de 50 grains par bit, le rapport signal sur bruit





**Figure 1** – Exemples de l'utilisation de matériaux magnétique dans le domaine de l'enregistrement. En haut : mémoire magnétique à accès aléatoire. En bas : tête de lecture et disque dur. D'après [1].

devient trop faible pour permettre une lecture avec un taux d'erreur acceptable. L'utilisation de médias discrets, avec un seul « gros » grain pour un bit, permet de dépasser cette limite. De nombreux auteurs s'intéressent actuellement aux effets de taille finie dans les matériaux magnétiques [2, 3, 4, 5].

Diminuer la taille des grains permet aussi de réduire la taille des bits. La barrière d'énergie séparant les deux états stables de l'aimantation d'un grain est proportionnelle à l'anisotropie  $K$  du matériau multiplié par le volume  $V$  du grain. Ainsi, réduire la taille des grains entraîne un abaissement de la barrière d'énergie à franchir pour renverser l'aimantation du grain. Si la hauteur de barrière devient de l'ordre de  $k_B T$ , l'énergie thermique devient suffisante pour retourner l'aimantation en l'absence de champ appliqué. L'aimantation du grain n'est alors plus stable, on parle alors de superparamagnétisme. Il devient impossible de stocker de l'information de manière durable, on parle alors de la limite superparamagnétique. Le critère de stabilité de l'information utilisé dans l'industrie est que l'information doit rester stable sur une décennie. Cela nécessite une barrière d'énergie supérieure à  $50k_B T$ , et constitue donc une limite inférieure à la taille des grains. Comme l'énergie de barrière sépa-

rant les deux états stables est proportionnelle à  $KV$ , il est possible de réduire la taille des grains si l'anisotropie  $K$  est augmentée. C'est pour cela que les matériaux à anisotropie perpendiculaires sont destinés à remplacer les matériaux à anisotropie planaire.

Dans les matériaux à anisotropie perpendiculaires, l'aimantation est préférentiellement dirigée perpendiculairement au plan de la couche magnétique. De tels matériaux ont de fortes valeurs d'anisotropie  $K$  qui permettent donc de réduire la taille des grains. De plus l'interaction dipolaire entre bits est plus favorable aux fortes densités de stockage que dans le cas de matériaux à anisotropie planaire. Les médias magnétiques dans les disques durs prochainement utilisés seront vraisemblablement des matériaux à anisotropie perpendiculaire. Les premiers disques durs à anisotropie perpendiculaire sont d'ailleurs déjà commercialisés.

Le champ magnétique d'écriture dans les disques durs est généré par une tête inductive constituée d'une bobine de cuivre et d'un matériau ferromagnétique doux. Le courant électrique injecté dans la bobine engendre un flux magnétique dans le matériau doux. Le champ magnétique dans l'entrefer du matériau doux permet de retourner l'aimantation de la couche magnétique. Pour que les temps d'écriture soient suffisamment courts, il est nécessaire que le renversement de l'aimantation soit assez rapide. Ainsi, l'étude du renversement de l'aimantation des matériaux magnétiques à des échelles de temps de l'ordre de quelques nanosecondes a une grande importance du point de vue des applications.

Les têtes de lecture actuelles exploitent le phénomène de magnétorésistance géante (GMR). Cet effet a été découvert à la fin des années 80 [6, 7] dans des multicouches  $(\text{Fe/Cr})_n$  et se retrouve dans des empilements de type vanes de spin [8, 9]. Les vanes de spin sont constituées de deux couches ferromagnétiques (F1 et F2) de coercitivités différentes séparées par une couche non magnétique (NM) conductrice, généralement du cuivre. La couche avec la plus grande coercitivité (la couche dure) est en général en contact avec une couche antiferromagnétique (AF). L'interaction d'échange entre la couche dure F1 et l'AF a pour effet d'augmenter la coercitivité de la couche F1 et de décaler son cycle d'hystérésis par rapport au champ zero (on parle de décalage d'échange). Son aimantation devient ainsi insensible aux faibles champs magnétiques. Le champ de fuite issu de la couche magnétique du disque dur pourra alors retourner l'aimantation de la couche F2 moins coercitive (la couche douce) sans changer l'orientation de l'aimantation de la couche dure.

La résistance électrique des vanes de spin dépend de l'orientation relative de l'aimantation des deux couches ferromagnétiques. La résistance est dans un état bas ou haut selon que les aimantations des couches sont parallèles ou antiparallèles. C'est ce phénomène qui permet d'utiliser les vanes de spin comme capteurs de champ magnétique.

Les tricouches F1/NM/F2 constituent l'élément actif des mémoires magnétiques à accès aléatoire. Dans le cas des MRAM, on utilise des tricouches dans lesquelles l'intercalaire non magnétique est un isolant électrique. Ce type de tricouches est appelé jonction tunnel magnétique. Dans ces systèmes aussi, la résistance dépend de l'orientation relative de l'aimantation des deux couches ferromagnétiques par

un effet appelé magnéto-résistance tunnel (TMR) [10]. Grâce à la rémanence des matériaux ferromagnétiques, les MRAM sont des mémoires non volatiles, ce qui leur confère un avantage par rapport aux mémoires actuellement utilisées.

Toutes ces applications motivent l'étude des matériaux magnétiques utilisés par l'enregistrement magnétique. Mais l'étude du renversement de l'aimantation a aussi un grand intérêt fondamental. En particulier le couplage F/AF a fait l'objet de nombreuses recherches et reste encore mal compris de même que ses effets sur le renversements de l'aimantation. Les dispositifs de l'enregistrement magnétiques ont une fréquence de fonctionnement de l'ordre du gigahertz. Il est donc nécessaire d'étudier le renversement de l'aimantation à des échelles de temps autour de la nanoseconde. En particulier, nous cherchons à comprendre l'évolution du renversement de l'aimantation allant du régime statique vers les temps très courts.

Ce mémoire comporte quatre chapitres. Les deux premiers décrivent respectivement les méthodes expérimentales utilisées et les bases théoriques nécessaires à la compréhension du retournement de l'aimantation. Les deux derniers chapitres présentent les résultats obtenus sur deux systèmes en couches minces : des multicouches  $(\text{Pt}/\text{Co})_n$  à anisotropie perpendiculaire couplées par échange à une couche AF et des jonctions tunnel magnétiques  $\text{FeNi}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ .

Le premier chapitre de ce mémoire décrit les techniques utilisées pour étudier le renversement de l'aimantation dans ces systèmes. Un bref rappel théorique concernant les effets magnéto-optiques utilisés (effet Kerr et dichroïsme magnétique circulaire des rayons X) précède la description des montages expérimentaux. Dans nos études, le renversement de l'aimantation est induit par l'application d'un champ magnétique. Deux méthodes pour produire des champs magnétiques intenses et de courte durée ou bien de faible amplitude et de longue durée seront présentées. Enfin ce chapitre décrit la méthode de mesure pompe-sonde utilisée pour obtenir des résolutions temporelles jusqu'à la nanoseconde. Cette technique de mesure a été exploitée pour effectuer des mesures résolues en temps d'imagerie magnétique par effet Kerr et par photo-émission d'électrons (PEEM). La microscopie par photo-émission d'électron résolue en temps est une technique originale qui permet, en plus de bonnes résolutions temporelle et spatiale, de sonder l'aimantation d'un élément en particulier.

Le chapitre 2 décrit les processus responsables du retournement de l'aimantation à différentes échelles spatiales et temporelles : précession de l'aimantation pour des systèmes atomiques ou mésoscopiques, nucléation de domaines et propagation de parois dans des systèmes macroscopiques comme ceux étudiés dans cette thèse. Je présente ensuite des modèles théoriques décrivant la variation du champ coercitif en fonction du taux de variation du champ appliqué et la relaxation de l'aimantation sous champ constant. Enfin, quelques notions sur les couplages entre couches magnétiques sont présentées : le couplage d'échange à l'interface F/AF, qui se retrouve dans les multicouches  $(\text{Pt}/\text{Co})_n/\text{IrMn}$  ou  $(\text{Pt}/\text{Co})_n/\text{FeMn}$  décrites dans le chapitre 3 et le couplage peau d'orange qui caractérise les jonctions tunnel décrites dans le chapitre 4. L'influence de ces deux types de couplage sur le renversement de l'aimantation constitue la thématique principale de cette thèse.

Le renversement de l'aimantation de multicouches  $(\text{Pt}/\text{Co})_n$  à anisotropie perpendiculaire et couplées à un AF est présenté dans le chapitre 3. Dans ces systèmes, le couplage à l'interface F/AF induit une forte augmentation de la densité de domaines nucléés et une dépendance du renversement en fonction de la direction du champ appliqué.

Le chapitre 4 présente le renversement de l'aimantation dans des jonctions tunnel magnétiques FeNi/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co. Dans ce chapitre on insistera sur l'influence de la topographie des couches sur le retournement de l'aimantation. La résolution spatiale et temporelle de l'imagerie PEEM en mode pompe-sonde nous a permis de déterminer la vitesse des parois dans la couche de FeNi en fonction du champ appliqué. De plus, la sélectivité chimique du PEEM a été utilisée pour mettre en évidence l'influence d'une paroi dans la couche du cobalt sur le retournement de l'aimantation dans la couche de permalloy.

---

## Techniques de mesure

---

La mesure de la dynamique de l'aimantation nécessite d'exploiter un phénomène physique dépendant de l'aimantation ainsi que la capacité de mesurer ce phénomène en fonction du temps. Plusieurs grandeurs physiques dépendantes de l'aimantation peuvent être utilisées : tension de Hall, induction, magnétorésistance... Dans ce travail nous avons utilisé des méthodes magnéto-optiques qui exploitent l'interaction entre lumière (aux longueurs d'onde visible ou X mous) et matériau aimanté afin de sonder l'aimantation. Les phénomènes physiques nous permettant de sonder l'aimantation sont l'effet Kerr en radiation visible et le dichroïsme magnétique circulaire des rayons X (XMCD). Ces deux effets, ainsi que les montages permettant de mesurer ces effets, seront décrits dans les sections 1.1 et 1.2.

Au cours de cette thèse, nous avons utilisé le champ magnétique pour déclencher le renversement de l'aimantation. Récemment, il a été montré que le retournement de l'aimantation dans les nanostructures peut aussi être induit par l'injection d'un courant électrique qui se polarise dans le matériau ferromagnétique. On parle du phénomène de couple de transfert de spin, qui a été prédit par Slonczewski [11]. Cet effet permet par exemple de déplacer des parois dans des nanofils en l'absence de champ appliqué [12, 13].

L'étude de la dynamique sur une large gamme d'échelles de temps nécessite la capacité de produire des champs faibles sur des temps longs et des champs forts sur des temps courts. Ces deux types de champs magnétiques sont produits respectivement par des électroaimants et par des microbobines qui seront décrits dans la section 1.3.

Pour étudier la dynamique de l'aimantation, on doit être capable de mesurer l'aimantation avec une résolution temporelle suffisante. Pour cela, une technique stroboscopique dite « pompe-sonde » a été utilisée au cours de cette thèse, et sera présentée dans la section 1.4. Cette technique permet d'obtenir une résolution temporelle proportionnelle à la durée de la sonde (dans notre cas des sources de lumière

pulsée). Ainsi, dans le domaine des rayons X, l'utilisation d'impulsions de photons d'environ 100 ps permet une résolution temporelle inférieure à la nanoseconde.

## 1.1 Effet Kerr

D'un point de vue phénoménologique, l'effet Kerr se traduit par une rotation de polarisation après la réflexion d'une lumière polarisée linéairement sur un matériau aimanté. En plus de la rotation de polarisation, l'effet Kerr induit une ellipticité de la polarisation du faisceau réfléchi. Une description plus rigoureuse sera donnée dans la sous-section 1.1.1. Deux applications de cet effet pour la mesure de la dynamique de l'aimantation seront présentées dans les sous-sections 1.1.2 (pour les mesures macroscopiques) et 1.1.3 (pour l'imagerie magnétique).

### 1.1.1 Théorie de l'effet Kerr

Cet effet, découvert par Kerr à la fin du XIX<sup>e</sup> siècle [14], est observé lors de la réflexion de la lumière sur un matériau aimanté. Il peut se comprendre de la façon intuitive suivante : la lumière incidente entraîne une vibration des électrons du matériau (déformation du nuage électronique) dans la direction de la polarisation de la lumière. Comme le matériau est aimanté, il règne en son sein un champ magnétique (champ interne) qui va induire une force de Laplace sur les électrons du matériau. La vibration des électrons va donc dépendre de l'aimantation du matériau. Ces électrons émettent la lumière réfléchie qui sera (à cause de la force de Laplace) dans un état de polarisation différent de celui de la lumière incidente.

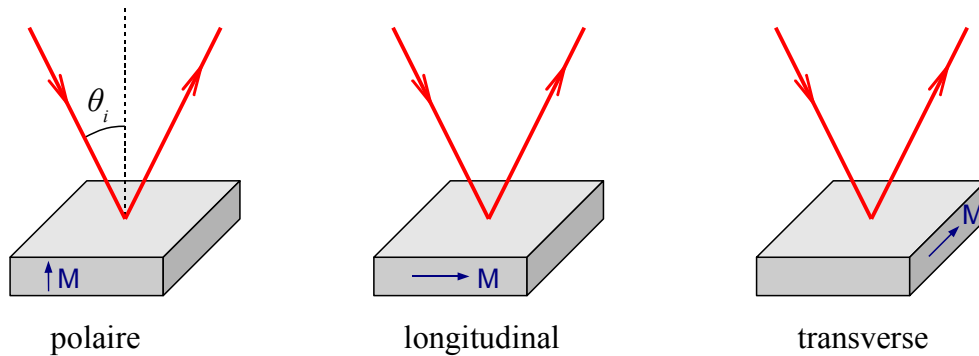


Figure 1.1 – Les trois différentes géométries de l'effet Kerr.

On peut distinguer trois effets selon l'orientation entre l'aimantation et la polarisation de la lumière incidente (voir figure 1.1) :

**Effet Kerr polaire** : l'aimantation est perpendiculaire au plan de l'échantillon. Cette configuration engendre une rotation de polarisation et une ellipticité de la lumière réfléchie. L'effet est maximal aux faibles angles d'incidence  $\theta_i$ .

**Effet Kerr longitudinal :** l'aimantation est dans le plan de l'échantillon et dans la plan d'incidence. La polarisation de la lumière incidente peut être  $p$  ou  $s$  (respectivement parallèle ou perpendiculaire au plan d'incidence). L'effet se traduit par une rotation de la polarisation et un changement de l'ellipticité de la polarisation de la lumière réfléchie par rapport à la lumière incidente. L'effet est maximal pour les angles d'incidence  $\theta_i$  élevés ;

**Effet Kerr transverse :** l'aimantation est dans le plan de l'échantillon et perpendiculaire au plan d'incidence. Dans ce cas, il n'y a pas rotation de la polarisation. Pour la polarisation incidente  $s$ , l'aimantation et la polarisation sont colinéaires et il n'y a donc aucun effet. Pour la polarisation incidente  $p$ , l'effet Kerr transverse se traduit par une dépendance de la réflectivité en fonction de l'aimantation du matériau.

L'effet Kerr se décrit formellement grâce aux équations de Maxwell et au tenseur de permittivité du matériau considéré. L'interaction lumière/matière est décrite par les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (1.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.4)$$

avec  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  les champs électrique et magnétique,  $\rho$  la densité de charges électriques,  $\vec{J}$  la densité de courant,  $D$  et  $B$  les inductions électrique et magnétiques qui sont liés par les relations

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon_0[\epsilon]\vec{E} \\ \vec{B} &= \mu_0[\mu]\vec{E} \end{aligned}$$

où  $[\epsilon]$  est le tenseur de permittivité électrique et  $[\mu]$  le tenseur de perméabilité magnétique.

L'équation de propagation de la lumière s'obtient en calculant le rotationnel de l'équation 1.2 et en utilisant l'équation 1.1 (dans le cas d'une densité de charges  $\rho$  constante)

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \cdot \vec{E} = -\vec{\nabla}^2 \cdot \vec{E} = -\Delta \vec{E} \quad (1.5)$$

De plus, l'équation 1.2 permet d'écrire

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial(\vec{\nabla} \times \vec{B})}{\partial t} \quad (1.6)$$

En utilisant 1.4 dans 1.6, on obtient l'équation de propagation

$$\Delta E - \mu_0[\mu]\epsilon_0[\epsilon]\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0[\mu]\frac{\partial I}{\partial t} \quad (1.7)$$



Comme l'aimantation a une réponse limitée aux fréquences de relaxation paramagnétique, elle ne peut pas suivre aux fréquences optiques. La perméabilité magnétique  $[\mu]$  sera donc prise égale à l'unité. En l'absence de courant externe  $I$ , l'équation de propagation devient alors

$$\Delta E = \mu_0 \epsilon_0 [\epsilon] \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1.8)$$

L'interaction entre lumière et aimantation est comprise dans le tenseur  $[\epsilon]$ . Ce tenseur de permittivité électrique est non diagonal dans le cas d'un matériau magnétique. En se limitant au premier ordre en aimantation, ce tenseur s'écrit :

$$[\epsilon] = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & -jQ_z m_z & jQ_y m_y \\ jQ_z m_z & \epsilon_{yy} & -jQ_x m_x \\ -jQ_y m_y & jQ_x m_x & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (1.9)$$

Les termes diagonaux  $\epsilon_{ii}$  de ce tenseur sont complexes dans le cas d'un matériau conducteur :  $\epsilon_{ii} = \epsilon_{rii} + \sigma_{ii}/j\omega$  avec  $[\sigma]$  le tenseur de conductivité électrique. La partie imaginaire de ces termes diagonaux représente l'absorption du matériau. Les termes non diagonaux du tenseur de permittivité contiennent les propriétés magnétiques du matériau. Les  $Q_i$  sont les constantes de Verdet du matériau, et  $m_i$  est l'aimantation du matériau selon l'axe  $i$ . Notez que dans un matériau isotrope, on a  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz}$  et  $Q_x = Q_y = Q_z$ .

Ce sont les termes non diagonaux du tenseur  $[\epsilon]$  qui sont responsables des effets magnéto-optiques (Faraday et Kerr). Les effets Kerr polaire et longitudinal se traduisent par une rotation de la polarisation de l'onde réfléchie par rapport à celle de l'onde incidente. L'ellipticité de la polarisation de l'onde réfléchie est aussi augmentée à cause de l'absorption du matériau. La sous-section suivante décrit les moyens expérimentaux utilisés dans cette thèse pour mesurer ces effets.

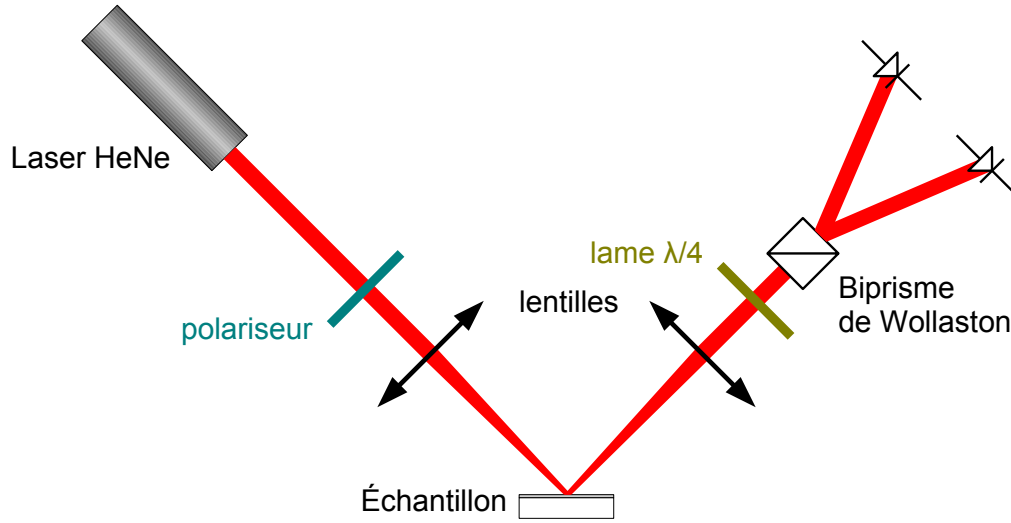
### 1.1.2 Mesure macroscopique par effet Kerr

Le montage présenté sur la figure 1.2 permet une mesure macroscopique<sup>1</sup> de l'aimantation. Le faisceau incident, issu d'un laser continu He-Ne (5 mW non polarisé), est polarisé linéairement à l'aide d'un film polarisant dichroïque. La focalisation sur l'échantillon est assurée par une lentille convergente<sup>2</sup>. La méthode de mesure étant peu sensible à l'ellipticité due à l'effet Kerr, cette dernière sera négligée en première approche. La lumière réfléchie par l'échantillon a donc une polarisation qui a tourné d'un angle  $\theta$  proportionnel à l'aimantation de l'échantillon. La détection de la rotation de polarisation se fait à l'aide d'un prisme de Wollaston (i.e. séparateur de faisceau avec deux polarisations perpendiculaires) et d'un couple de photodiodes. Le champ appliqué à l'échantillon et la détection du signal sont contrôlés par un PC via une interface GPIB.

<sup>1</sup>La mesure de l'aimantation est intégrée sur la taille du *spot* au niveau de l'échantillon (de l'ordre du millimètre carré).

<sup>2</sup>La focalisation ne doit pas être trop importante afin de mesurer le renversement moyenné sur une grande surface.





**Figure 1.2** – Montage pour une mesure macroscopique de l'aimantation par effet Kerr

En considérant deux directions  $x$  et  $y$  perpendiculaires à la direction de propagation de la lumière incidente et perpendiculaires entre elles, le champ électrique de la lumière incidente polarisée rectilignement selon  $x$  peut s'écrire dans l'approximation de l'onde plane

$$E(\vec{r}, t) = \begin{cases} E_x = E_0 \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \\ E_y = 0 \end{cases} \quad (1.10)$$

L'interaction avec le matériau fait tourner la polarisation d'un angle  $\theta$ . En négligeant l'absorption du matériau, et donc l'ellipticité de la polarisation, le champ électrique s'écrit alors

$$E(\vec{r}, t) = \begin{cases} E_x = E_0 \cos(\theta) \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \\ E_y = E_0 \sin(\theta) \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \end{cases} \quad (1.11)$$

La lame quart d'onde correctement réglée permet de faire basculer la polarisation<sup>3</sup> d'un angle de  $45^\circ$  de sorte que le champ électrique soit

$$E(\vec{r}, t) = \begin{cases} E_x = E_0 \cos(\pi/4 + \theta) \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \\ E_y = E_0 \sin(\pi/4 + \theta) \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \end{cases} \quad (1.12)$$

qui peut se réécrire comme

$$E(\vec{r}, t) = \begin{cases} E_x = \frac{E_0}{\sqrt{2}} (\cos(\theta) - \sin(\theta)) \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \\ E_y = \frac{E_0}{\sqrt{2}} (\cos(\theta) + \sin(\theta)) \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \end{cases} \quad (1.13)$$

<sup>3</sup>Il est aussi possible de tourner l'ensemble « prisme de Wollaston-photodiodes » d'un angle de  $45^\circ$ .

Grâce au prisme de Wollaston, le faisceau est séparé en deux faisceaux dont les polarisations sont dirigés selon  $x$  et  $y$ . La mesure de tension aux bornes des photodiodes est proportionnelle à l'intensité lumineuse  $I_x$  et  $I_y$ . L'intensité lumineuse est définie comme la moyenne du carré de l'amplitude du champ électrique et s'écrit

$$I(\theta) = \begin{cases} I_x = \langle E_x^2 \rangle = \frac{E_0^2}{4} (\cos(\theta) - \sin(\theta))^2 \\ I_y = \langle E_y^2 \rangle = \frac{E_0^2}{4} (\cos(\theta) + \sin(\theta))^2 \end{cases} \quad (1.14)$$

L'électronique de mesure permet de calculer la somme et la différence des intensités reçues par les deux photodiodes :

$$\begin{aligned} I_x + I_y &= I_0 [(\cos(\theta) + \sin(\theta))^2 + (\cos(\theta) - \sin(\theta))^2] = 2I_0 \\ I_x - I_y &= I_0 [(\cos(\theta) + \sin(\theta))^2 - (\cos(\theta) - \sin(\theta))^2] = 4I_0 \sin(\theta) \cos(\theta) \end{aligned}$$

L'angle de rotation de la polarisation étant très faible (typiquement quelques dizaines de millidegrés), les expressions précédentes peuvent donc se simplifier de telle sorte que :

$$\frac{I_x - I_y}{I_x + I_y} \simeq 2\theta \quad (1.15)$$

Ainsi, le signal mesuré est proportionnel à  $\theta$  qui est lui même proportionnel à l'aimantation de l'échantillon. La mesure par effet Kerr ne permet pas de mesurer la valeur absolue de l'aimantation. Les cycles d'hystérésis présentés dans cette thèse seront donc normalisés par l'aimantation spontanée  $M_S$  (qui peut être mesurée par d'autres techniques telle que la magnétométrie à échantillon vibrant).

Ce montage simple permet une mesure (relative) de l'aimantation des matériaux en couches minces. Néanmoins, il est nécessaire de prendre garde au bruit mécanique, principale source de bruit dans ce montage. De plus ce type de bruit est synchrone, donc difficilement éliminé avec un traitement *a posteriori*. Il est donc nécessaire de supprimer le bruit à sa source. A cet effet, tous les supports de lentilles ainsi que le porte-échantillon doivent être non magnétiques, de plus toutes les géométries avec bras de levier doivent être évitées.

Le montage utilisé pour la mesure macroscopique de l'aimantation est très versatile. Il permet notamment des mesures de l'effet Kerr polaire, longitudinal et transverse, à des échelles de temps allant de la nanoseconde jusqu'au régime quasi-statique<sup>4</sup> (en utilisant des microbobines ou des électroaimants, voir 1.3). Cette technique présente toutefois deux désavantages :

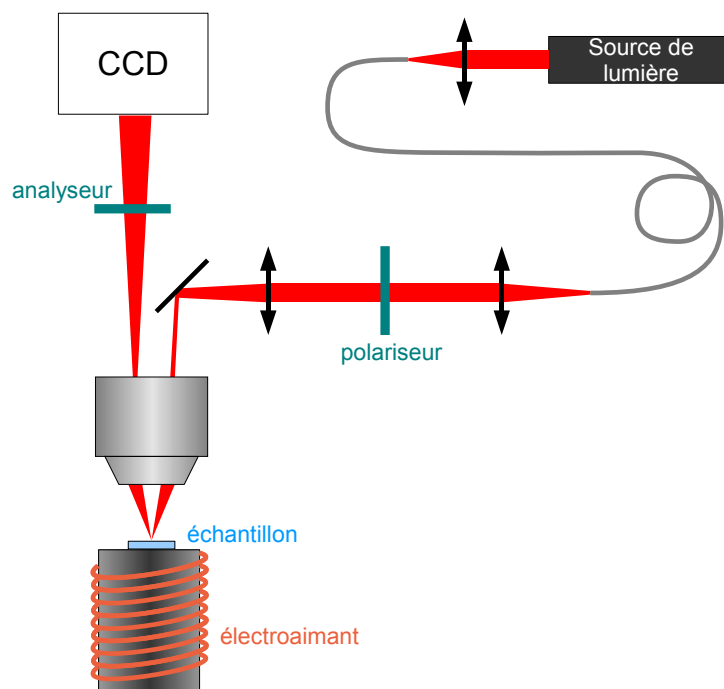
- Pas de mesure possible de la valeur absolue de l'aimantation ;
- Pas d'information locale sur l'aimantation.

Pour avoir accès à la structure en domaines des échantillons, nous avons utilisé un montage permettant une mesure microscopique de l'aimantation par effet Kerr qui est décrit dans la sous-section suivante.

<sup>4</sup>En « quasi-statique », un cycle d'hystérésis est parcouru en une durée supérieure à quelques minutes.

### 1.1.3 Imagerie magnétique par effet Kerr

Les mesures d'imagerie magnétique par effet Kerr ont été effectuées avec le montage présenté sur la figure 1.3. Ce montage pour la microscopie par effet Kerr polaire a été développé pendant la thèse de Yan Pennek [15] dans le but d'étudier les domaines magnétiques de systèmes à anisotropie perpendiculaire et leur dynamique (du régime quasi-statique jusqu'à la nanoseconde).



**Figure 1.3** – Montage pour une mesure microscopique du retournement de l'aimantation par effet Kerr

La lumière issue de la source est injectée dans une fibre optique multimode qui est vibrée à l'aide d'un moteur. Cette vibration permet de « mélanger » les modes de propagation dans la fibre optique, et ainsi de détériorer la cohérence de la lumière incidente<sup>5</sup>. Cette perte de cohérence est nécessaire pour réduire le bruit de « speckle » lors de l'utilisation de lumière laser.

En sortie de la fibre optique, la lumière est polarisée grâce à un prisme de Glan-Thompson qui a un très bon rapport d'extinction (environ  $10^5$ ). Une lentille et un miroir permettent de focaliser ce faisceau dans le plan focal arrière d'un objectif (les différents objectifs utilisés permettent des grossissements de 10, 50 et 100). La lumière réfléchie sur l'échantillon repasse dans l'objectif, et sa polarisation est analysée avec un deuxième polariseur. Les deux polariseurs sont utilisés dans une configura-

<sup>5</sup>Une autre façon de réduire la cohérence serait d'utiliser un disque rotatif translucide. Nous n'avons pas utilisé cette technique car elle réduit l'intensité lumineuse, et donc dégrade le rapport signal sur bruit.

tion presque croisée, ceci afin de maximiser le contraste magnétique. L'image de l'échantillon est acquise par une caméra CCD refroidie par effet Peltier (ce qui permet de réduire le bruit thermique).

L'angle d'incidence étant de l'ordre de  $20^\circ$  par rapport à la normale des échantillons, ce montage est optimisé pour l'effet Kerr polaire. Le champ magnétique perpendiculaire nécessaire au renversement de l'aimantation d'échantillons à anisotropie perpendiculaire est créé par un électroaimant ou une microbobine (voir section 1.3) selon la gamme de temps de retournement étudiée.

Différentes sources de lumière sont utilisées selon la gamme de temps utilisée pour les mesures (quasi-statique ou pompe-sonde) :

**Laser continu** : dans ce cas, la résolution temporelle dépend uniquement de la vitesse d'acquisition de la caméra utilisée. Avec notre caméra (permettant d'acquérir au mieux quelques images par seconde), seules des mesures en régime quasi-statique (plusieurs secondes) sont envisageables. La cohérence de la lumière issue d'un tel laser génère beaucoup de « speckle » ayant un contraste beaucoup plus important que le contraste magnéto-optique. Il est donc nécessaire de bien détériorer la cohérence de la lumière laser ;

**Lampe flash** : cette lampe à décharge au xénon fournit des impulsions de photons d'une durée de  $5 \mu\text{s}$  avec une forte intensité lumineuse, et à un taux de répétition de l'ordre de la centaine de hertz. Elle est utilisée pour les mesures pompe-sonde (cf section 1.4) à des échelles de temps jusqu'à quelques dizaines de microsecondes. La puissance émise par cette lampe est suffisante pour acquérir des images avec un seul flash. Néanmoins, afin de réduire l'effet des phénomènes non reproductibles, les mesures effectuées avec cette source de lumière sont souvent la moyenne de plusieurs impulsions de photons ;

**Laser pulsé** : cette diode laser pulsée (issue d'un graveur de DVD) couplée à une alimentation en courant ultra-rapide fournit des impulsions de 10 ns à un taux de répétition de 100 kHz. Elle permet les mesures pompe-sonde avec une résolution temporelle de 10 ns. Avec cette source de lumière, l'énergie émise pendant une impulsion est trop faible pour mesurer en monocoup. Il est nécessaire de moyenner plusieurs impulsions.

Le montage utilisé pour la microscopie magnétique par effet Kerr permet d'imager des domaines magnétiques et d'étudier leur dynamique du régime quasi-statique jusqu'à la nanoseconde. L'utilisation de ce microscope nécessite quelques précautions pour obtenir des images de qualité. L'alignement doit être très soigné, en particulier pour le miroir qui doit être parfaitement positionné afin que le faisceau réfléchi puisse être centré sur la caméra CCD après réflexion sur l'échantillon. La stabilité mécanique est cruciale pour deux raisons : limiter le bruit d'origine mécanique ainsi que les dérives à long terme. L'application de champs magnétiques peut générer de petits déplacements des éléments du montage, ce qui entraîne un bruit d'origine mécanique qui est synchrone avec le signal et qui ne s'annule donc pas en augmentant le temps d'intégration du signal. Tous les éléments du microscope doivent donc être non magnétiques, et fixés solidement. La mécanique peut aussi entraîner des

dérives qui sont gênantes car une mesure complète du retournement de l'aimantation en pompe-sonde peut durer plus d'une heure. Le montage doit donc être stable mécaniquement.

Cette technique de microscopie est très intéressante de par sa relative simplicité. C'est d'ailleurs l'une des techniques les plus utilisées pour la caractérisation des domaines magnétiques [16]. Néanmoins lors de la mesure d'hétérostructures ou d'alliages magnétiques, elle ne permet pas de séparer de manière simple les contributions de différents matériaux magnétiques constituant l'échantillon. La sélectivité chimique peut être obtenue en exploitant un autre effet magnéto-optique : le dichroïsme magnétique circulaire des rayons X.

## 1.2 Dichroïsme magnétique circulaire de rayons X

La plupart des techniques de mesure en magnétisme donnent accès à l'aimantation totale du matériau étudié. Une des particularités du dichroïsme magnétique circulaire des rayons X (XMCD pour *X-ray Magnetic Circular Dichroism*) est de pouvoir mesurer la contribution à l'aimantation de chaque élément d'un alliage ou d'une multicouche.

### 1.2.1 Historique et description du XMCD

En 1975, Erskine et Stern [17] prédisent de larges effets magnéto-optiques aux seuils d'absorption  $M_{2,3}$  du nickel. Le spectre d'absorption de ce seuil renseignerait sur la séparation des niveaux  $3p$  due au couplage spin-orbite et sur les états vides de la bande de conduction  $d$ . Par la suite, le développement de règles de somme par Thole *et al* [18, 19] a permis un essor de l'utilisation du XMCD. Ces règles de somme permettent de mesurer quantitativement les composantes orbitales et de spin du moment magnétique d'un élément à partir de son spectre XMCD.

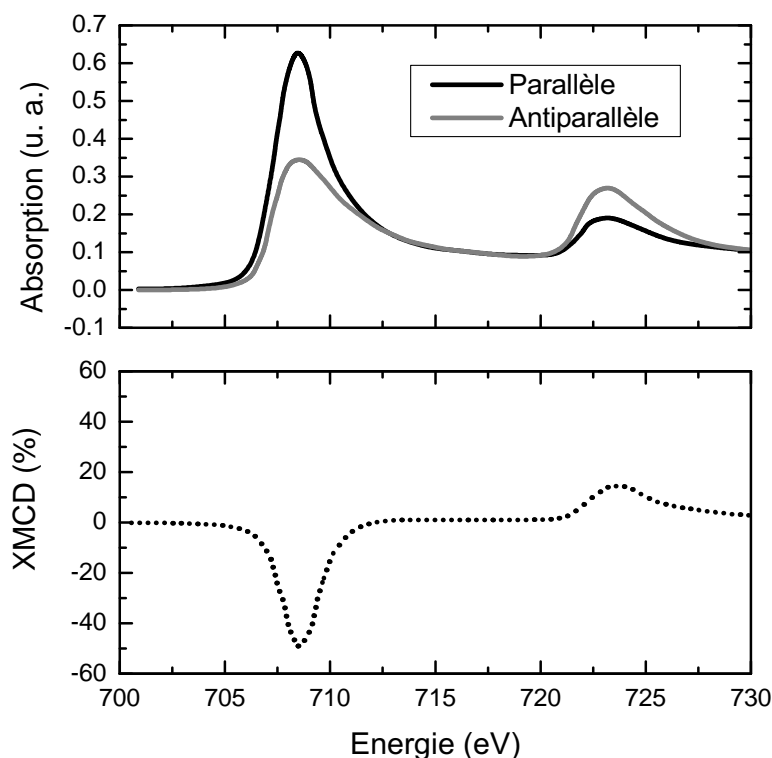
Pour comprendre le dichroïsme magnétique circulaire des rayons X, il est nécessaire de détailler les mécanismes d'absorption de photons. L'absorption des rayons X permet d'exciter des électrons d'un niveau de cœur vers un état vide. La probabilité de transition  $\Gamma_{if}$  d'un état électronique  $|\phi_i\rangle$  vers un état  $|\phi_f\rangle$  est donnée par la règle d'or de Fermi :

$$\Gamma_{if} = |\langle \phi_i | H | \phi_f \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (1.16)$$

Dans l'approximation dipolaire, on a  $H = \vec{e}_q \cdot \vec{r}$  où  $\vec{e}_q$  est un vecteur unitaire avec polarisation  $q$ . La fonction  $\delta$  tient en compte la conservation de l'énergie.

Les règles de sélection impliquent  $\Delta l = \pm 1$ ;  $\Delta s = 0$ , ainsi les états initiaux  $2p$  (niveaux  $L_{2,3}$ ) ont un état final  $s$  ou  $d$ . De plus, on a  $\Delta m = \pm 1$  avec un signe  $+$  ( $-$ ) dans le cas de lumière circulairement polarisée gauche (droite). Le champ électrique des photons incidents n'agit pas sur le spin des électrons du matériau, mais seulement sur leur moment orbital. L'interaction spin-orbite introduit un lien entre spin et moment orbital des électrons. En présence de ce couplage, on peut montrer que l'absorption n'est pas symétrique en spin : la lumière circulairement

polarisée gauche excite 62,5 % d'électrons de spin  $\downarrow$  et 37,5 % d'électrons de spin  $\uparrow$  au seuil  $L_3$  (25 % et 75 % au seuil  $L_2$  respectivement). Ces électrons excités ont leur état final dans la bande  $d$ . Dans les matériaux magnétiques, la bande  $d$  peut être polarisée en spin. Dans ce cas, les densités d'état au niveau de Fermi pour les sous-bandes majoritaire et minoritaire ne sont pas les mêmes. La bande  $d$  agit donc comme un détecteur de spins. Ces deux phénomènes (polarisation des photoélectrons et densité d'état dépendante du spin) sont la cause de la différence d'absorption entre lumière polarisée circulairement droite et gauche dans les matériaux magnétiques.



**Figure 1.4** – Absorption de rayons X polarisés circulairement aux seuils  $L_2$  et  $L_3$  du fer. En noir (gris), l'absorption pour une aimantation parallèle (antiparallèle) à l'hélicité des rayons X. La différence d'absorption entre rayons X polarisés circulairement droite et gauche est le signal XMCD (courbe pointillée).

La figure 1.4 montre un spectre typique d'absorption pour le fer aux seuils  $L_2$  et  $L_3$ . L'intensité de l'absorption à ces seuils change suivant l'orientation relative de l'aimantation et de l'hélicité des photons. Lorsque l'hélicité est parallèle à l'aimantation du fer, l'absorption au seuil  $L_3$  est grande, tandis que lorsque l'on change l'orientation aimantation/hélicité (en renversant soit l'aimantation soit la polarisation des photons), l'absorption du seuil  $L_3$  est plus petite (et inversement pour le seuil  $L_2$ ). La différence d'absorption entre les orientations parallèle et antiparallèle constitue le signal XMCD. Ce signal est proportionnel à la projection de l'aimantation sur la direction de propagation des rayons X. De plus, les règles de somme développées par Thole *et al.* [18, 19] au début des années 1990 permettent de relier le signal XMCD aux moments magnétiques de l'atome absorbeur. Le moment

orbital et le moment de spin de l'élément sondé peuvent être déterminés séparément. Le dichroïsme magnétique circulaire des rayons X devient donc une technique particulièrement puissante pour l'étude quantitative des propriétés magnétiques des systèmes complexes : les moments magnétiques de chaque espèce chimique peuvent être déterminés indépendamment en ajustant l'énergie des photons aux différents seuils d'absorption.

Plusieurs techniques permettent de mesurer l'absorption des rayons X et donc le dichroïsme :

**mesure de la transmission** : c'est une méthode directe qui consiste à mesurer le nombre de photons avant et après l'échantillon. Cette méthode est peu employée dans le cas des rayons X mous à cause de la faible longueur de pénétration des photons à ces énergies. Elle est plus utilisée dans le domaine des X durs ;

**mesure de l'absorption** par des méthodes indirectes. On mesure les produits de l'absorption : la fluorescence ou les électrons émis (photo-électrons, électrons secondaires et électrons Auger) dont le nombre est proportionnel à l'absorption.

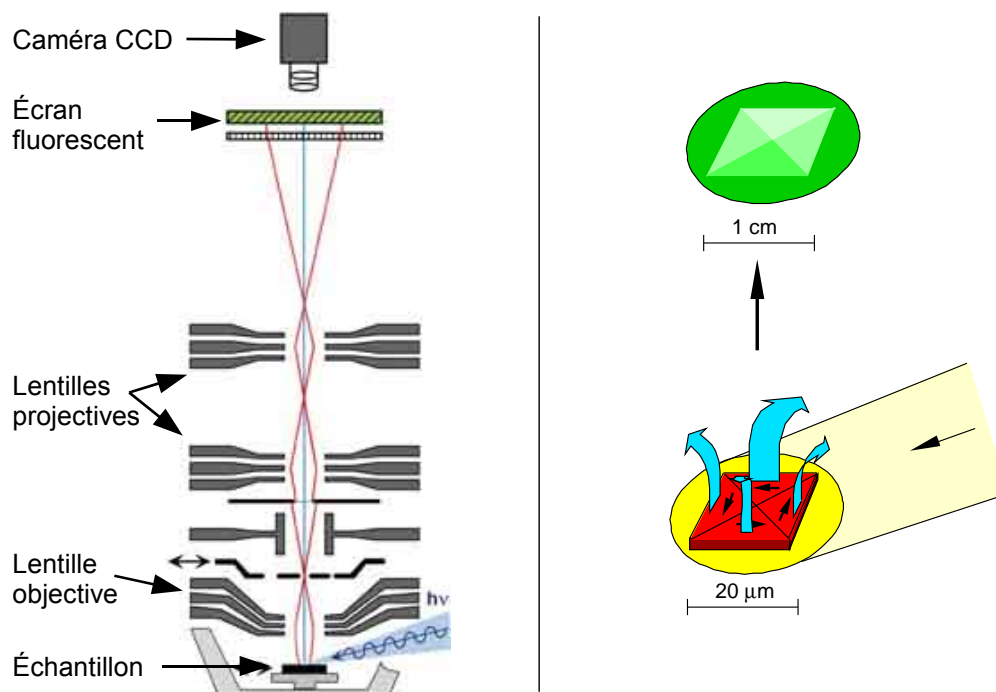
C'est l'intensité des photo-électrons émis qui est utilisé comme mécanisme de contraste magnétique dans la microscopie à électrons photo-émis. Cette technique est décrite dans la section suivante.

### 1.2.2 PEEM : microscopie à électrons photo-émis

Les moments magnétiques extraits d'une mesure de dichroïsme magnétique circulaire des rayons X sont moyennés sur la région de l'échantillon sondée par les rayons X. Le contraste magnétique donné par le XMCD est utilisé dans une technique d'imagerie magnétique qui consiste à imager les électrons secondaires issus de l'absorption des rayons X par l'échantillon. Les principes d'une mesure sur un carré de permalloy dans une structure à fermeture de flux sont illustrés par la figure 1.5. L'élément de permalloy est illuminé par un faisceau X polarisé circulairement et d'énergie correspondante au seuil d'absorption du Fe (ou du Ni). La colonne de microscopie (présentée à gauche de la figure 1.5) permet d'accélérer les photo-électrons issus de l'absorption avec des lentilles électrostatiques. Ces lentilles permettent aussi d'agrandir le faisceau de photo-électrons. L'écran fluorescent et la caméra CCD imagent ce faisceau d'électrons. Grâce au XMCD, l'absorption est plus importante pour les domaines d'aimantation parallèle à la direction de propagation des rayons X. Puisque le nombre d'électrons secondaires photo-émis (représenté par l'épaisseur des flèches) est dépendant de l'absorption, les domaines parallèles à la direction de propagation des rayons X émettront plus de photo-électrons que les domaines d'aimantation anti-parallèle, donnant ainsi un contraste clair/sombre sur l'écran fluorescent.

Deux images sont acquises avec une polarisation circulaire droite et gauche. La différence de ces deux images est directement proportionnelle au dichroïsme magnétique circulaire des rayons X. Ainsi l'image finale (différence des deux images

mesurées avec les polarisations droite et gauche) est une image agrandie de la projection de l'aimantation sur l'axe de propagation des rayons X incidents.



**Figure 1.5** – Microscope à électron photo-émis (à gauche). Principe de la mesure PEEM sur un carré de matériau magnétique dans une structure à fermeture de flux (à droite).

Un des avantages de la microscopie PEEM associée au XMCD est sa sélectivité chimique. En accordant l'énergie des photons X incidents au seuil d'absorption d'un élément, on choisit de sonder l'aimantation de l'élément considéré. Ainsi dans des multicouches magnétiques hétérogènes, il est possible d'imager les domaines magnétiques d'une couche indépendamment des autres couches.

L'instrument utilisé pour les mesures résolues en temps est un microscope Focus IS-PEEM (Omicron Nanotechnology GmbH) appartenant au groupe du professeur J. Kirschner au Max Planck Institute de Halle [20]. Cet appareil permet d'obtenir une résolution spatiale de l'ordre de quelques centaines de nanomètres. La résolution spatiale de cet instrument est principalement limitée par les aberrations (géométriques et chromatiques) de l'optique électrostatique. Les aberrations géométriques sont dues à la qualité des lentilles, tandis que les aberrations chromatiques sont dues à la dispersion en énergie des photo-électrons. Il est possible d'améliorer la résolution spatiale en filtrant les photo-électrons selon leur énergie (on obtient ainsi une plus faible dispersion donc moins d'aberration chromatique). Actuellement, les PEEM optimisés pour une haute résolution atteignent une résolution de quelques dizaines de nanomètres.

L'inconvénient majeur du PEEM tient au fait qu'il utilise des électrons pour obtenir une image de l'aimantation. La trajectoire de ces électrons est fortement influencée par la présence d'un champ magnétique, ce qui entraîne un décalage



de l'image. Ce problème n'existe pas avec des techniques d'imagerie magnétique n'utilisant que des photons (holographie [21], faisceau fortement focalisé et balayage de l'échantillon [22, 23]). La solution que nous avons retenue pour les mesures PEEM résolues en temps est l'application d'un champ magnétique très localisé autour de l'échantillon à l'aide de microbobines. Ainsi la trajectoire des électrons n'est modifiée que très localement, et le décalage de l'image finale est suffisamment faible pour que l'image reste exploitable.

## 1.3 Application du champ magnétique

Pour toutes les mesures présentées dans cette thèse, le renversement de l'aimantation est induit par l'application d'un champ magnétique. Deux sources de champs différentes ont été utilisées : électroaimants et microbobines qui permettent d'appliquer des champs à des échelles de temps allant de la seconde jusqu'à la nanoseconde.

### 1.3.1 Électroaimants

Ces sources de champ, qui permettent d'obtenir de champs avec des taux de variations  $dH/dt$  allant du quasi-statique jusqu'à quelques centaines de Teslas par seconde, ont été mises en place durant la thèse de Yan Pennec et sont décrites dans la première partie de son manuscrit [15]. Les électroaimants utilisés sont constitués d'un tore de matériau magnétique doux dans lequel un entrefer a été taillé selon la direction voulue du champ appliquée. Un enroulement de cuivre permet de faire passer le courant nécessaire à la création du champ magnétique.

Les électroaimants sont branchés en série avec une résistance d'un ohm aux bornes de laquelle est mesuré le courant dans la bobine (voir figure 1.6). Ce circuit est alimenté par un amplificateur de puissance<sup>6</sup> régulé en tension. La tension de commande est fournie par un générateur basse fréquence<sup>7</sup>.

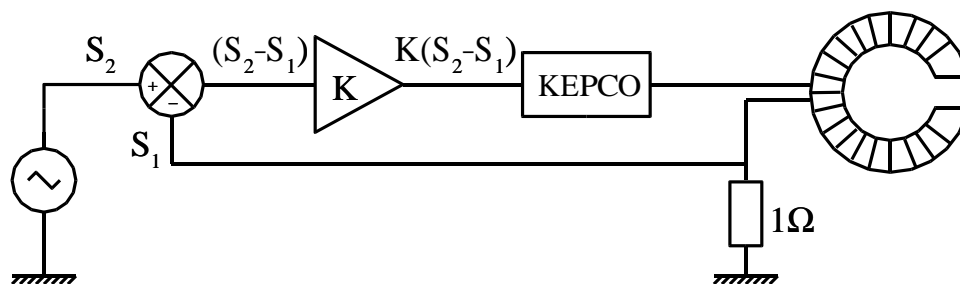


Figure 1.6 – Montage de régulation pour l'alimentation en courant dans les électroaimants.

L'intérêt de ces électroaimants est qu'ils permettent d'obtenir une champ magnétique avec une dépendance temporelle quelconque (dans les limites de la bande

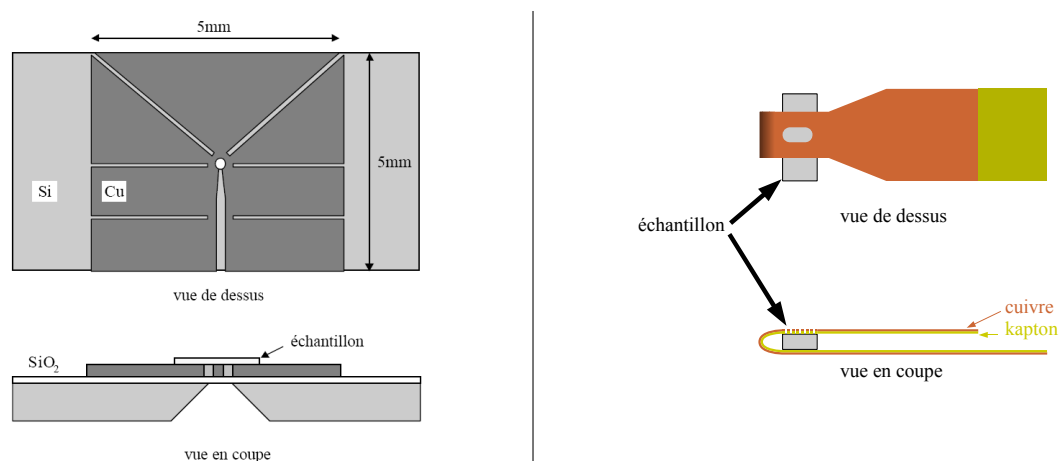
<sup>6</sup>Kepeco BOP 100-4M

<sup>7</sup>HP33120A

passante du système). L'inconvénient de ces bobines est justement leur fréquence de coupure. En effet, l'impédance de ces bobines augmentant avec la fréquence, la tension nécessaire pour produire un champ donné augmente avec la fréquence. Cela limite l'utilisation de ces bobines à des fréquences inférieures à quelques kilohertz (ce qui équivaut à des taux de variations du champ magnétique de quelques centaines de Teslas par seconde). Pour des champs plus rapides, il est nécessaire d'utiliser des bobines de plus faible impédance. Nous avons opté pour des milli- et micro-bobines.

### 1.3.2 Micro et milli-bobines

Retourner l'aimantation à l'échelle de quelques nanosecondes exige des sources de champ magnétique rapides et intense. Les microbobines en cuivre couplées à des alimentations de courant pulsées, développées par Marlio Bonfim pendant sa thèse [24, 25], permettent d'obtenir des champs magnétiques jusqu'à cinquante Teslas avec des temps de montée de l'ordre de 10 nanosecondes.



**Figure 1.7** – Microbobines pour champs pulsés. À gauche, une microbobine pour champ perpendiculaire avec en son centre un trou de 50 ou 25  $\mu\text{m}$ . Les échantillons sont collés sur les bobines (avec la couche magnétique en contact avec le cuivre), l'illumination se fait par le dessous de la microbobine à travers une ouverture gravée dans le substrat de silicium. Les millibobines planaires (à droite) sont constitués d'une feuille de cuivre recouverte de Kapton dans laquelle un trou permet l'illumination de l'échantillon.

Des microbobines ont été développées pour générer des champs perpendiculaires et planaires (figure 1.7). Le courant dans ces bobines effectue un seul demi-tour dans le circuit de cuivre. Les bobines perpendiculaires sont percées d'un trou (de 50 ou 25  $\mu\text{m}$ ) permettant l'illumination de l'échantillon. De plus les bobines perpendiculaires disposent d'une fente de 200  $\mu\text{m}$  sur 50  $\mu\text{m}$  pour permettre l'acquisition d'image avec un plus grand champ de vue. Dans le même but, les bobines planaires disposent d'un orifice sur leur face supérieure.

Les impulsions bipolaires de courant dans ces bobines sont fournies par des alimentations de courant pulsé. Le schéma électronique de ces alimentations est présenté sur la figure 1.8. Deux circuits indépendants contrôlent l'impulsion de courant

positive et l'impulsion négative. Le courant dans la bobine provient de la décharge d'une batterie de condensateurs. Ces condensateurs sont chargés par une haute tension de l'ordre de la centaine de Volts ( $V_+$  et  $V_-$  pour les deux impulsions). La décharge des condensateurs est contrôlée par des transistors MOSFET qui ont un temps de commutation de l'ordre de 2 ns. Une résistance montée en série avec la bobine permet la mesure du courant.

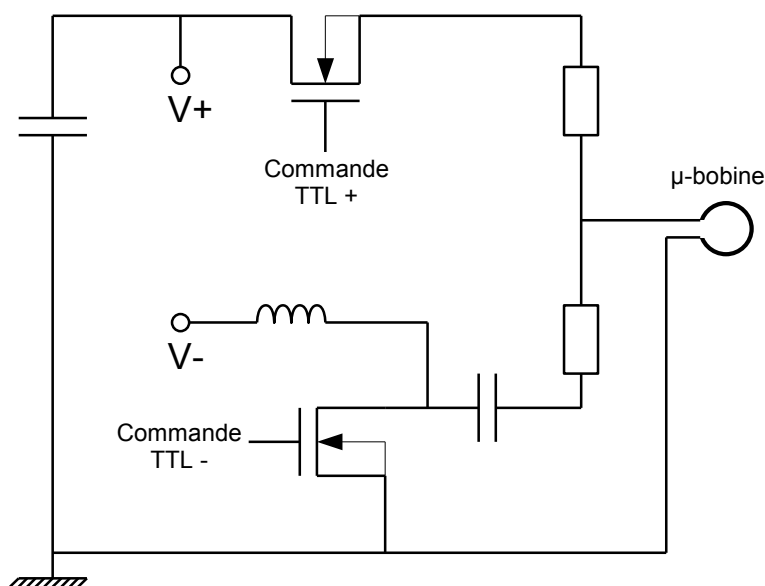
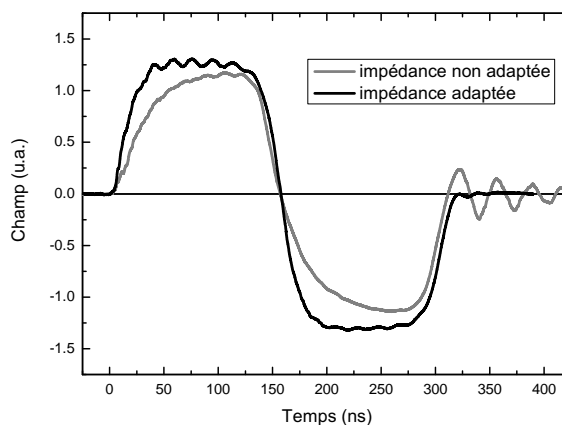


Figure 1.8 – Schéma électronique des alimentations de courant pulsé.

Pour obtenir des temps de montée et de descente suffisamment courts, il est nécessaire d'avoir un circuit électrique avec une fréquence de coupure assez haute. En particulier, il est nécessaire d'avoir une bonne adaptation d'impédance entre la sortie de l'alimentation de courant, les câbles et la bobine. La figure 1.9 montre en gris l'impulsion de champ obtenue avec un connecteur 9 broches en sortie de l'alimentation et câble d'impédance mal adaptée. Les temps de montée sont d'environ cent nanosecondes, et de nombreuses oscillations sont présentes après l'impulsion de courant. Afin d'améliorer les temps de montée et de supprimer ces oscillations, nous avons éliminé la plupart des connecteurs, et un câble de raccordement a été spécialement fabriqué pour que la microbobine soit directement fixée à son extrémité. L'impulsion obtenue est présentée en noir sur la figure 1.9. Avec ce nouveau circuit, les temps de montée ne sont plus que de vingt nanosecondes, et les oscillations consécutives à l'impulsion sont très fortement réduites.

Les performances de ces bobines (champ maximum et temps de montée) sont très satisfaisantes pour les mesures envisagées. Néanmoins un de leurs défauts est que la forme du champ en fonction du temps est définie par l'alimentation en courant et par le circuit électrique, et qu'elle n'est pas facilement modifiable contrairement aux électroaimants.



**Figure 1.9** – En gris : impulsions de courant dans une microbobine pour un circuit avec une impédance mal adaptée (présence de connecteurs). En noir, impulsion dans le cas d’un circuit adapté en impédance.

## 1.4 Mesure stroboscopique pompe-sonde

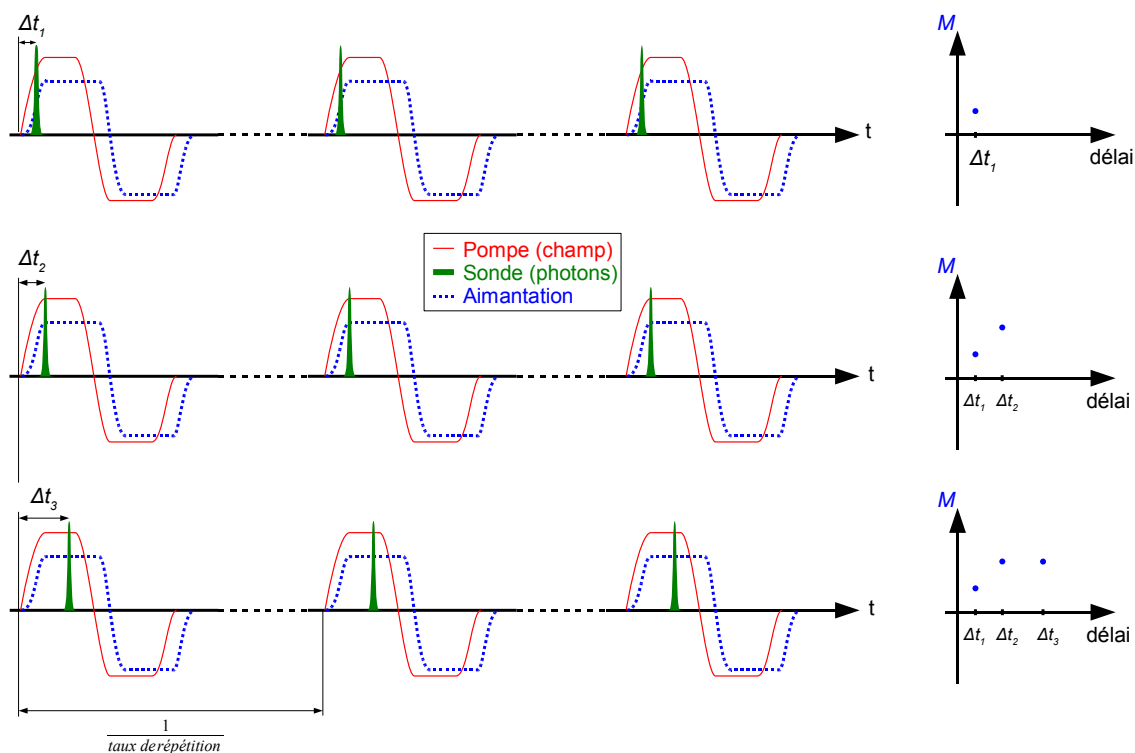
Cette section présente la technique de mesure utilisée au cours de ma thèse pour obtenir une résolution temporelle suffisante pour étudier le retournement de l’aimantation. Le principe de cette technique stroboscopique est d’abord expliqué, puis son utilisation pour l’effet Kerr et le PEEM sera décrite.

### 1.4.1 Principe d’une mesure pompe-sonde

Imager la dynamique de l’aimantation en temps réel nécessite une caméra pouvant travailler à une fréquence du même ordre de grandeur que celle de la dynamique de l’aimantation ainsi qu’un flux de photons suffisant pour avoir un bon rapport signal sur bruit. Actuellement, seules les caméras de type « gated-ICCD » permettent de capturer une image en une fraction de nanoseconde. Ne disposant pas d’un tel type de caméra au laboratoire, nous avons utilisé une technique de mesure stroboscopique.

Cette technique de mesure, dite « pompe-sonde » consiste à synchroniser un champ magnétique pulsé (la pompe qui déclenche le phénomène étudié) avec une source de lumière pulsée (la sonde). Elle permet une résolution temporelle du même ordre de grandeur que la durée des impulsions de lumière. Le délai  $\Delta t$  entre pompe (champ magnétique) et sonde (photons) est réglable. Les impulsions de photons et de champ appliqué sont répétées en gardant la synchronisation comme le montre la figure 1.10.

On sonde l’aimantation à l’instant  $t_1$  (correspondant à un délai  $\Delta t_1$  entre pompe et sonde), en fixant le délai  $\Delta t$  et en moyennant un nombre suffisant d’impulsions pour avoir un bon rapport signal sur bruit. L’aimantation est ainsi uniquement sondée à l’instant  $t_1$ . En parcourant toutes les valeurs de  $\Delta t$  correspondant au renversement de l’aimantation, on peut mesurer l’aimantation tout au long de son renversement.



**Figure 1.10** – Mesure stroboscopique pompe sonde : le champ magnétique (traits fins) induit le retournement de l’aimantation (pointillés). Le pulse de photons (traits épais) sonde l’aimantation à un instant précis du retournement. L’aimantation en fonction du délai retrace le « film » du renversement.

Cette technique permet d’obtenir une résolution temporelle élevée en utilisant des impulsions lumineuses de courte durée, néanmoins elle présente quelques désavantages. Le plus gênant vient du fait que l’on moyenne plusieurs renversement différents pour obtenir une image. Ainsi, seuls les phénomènes qui se reproduisent à chaque retournement donneront un bon contraste. Les phénomènes non reproductibles se traduiront par une image composée de dégradés.

### 1.4.2 Effet Kerr résolu en temps

La matériel utilisé pour les mesures d’effet Kerr résolu en temps dépend de la gamme de temps à laquelle on s’intéresse. Les sources de champ et de lumière utilisées sont présentées dans le tableau 1.1.

Une mesure de microscopie Kerr résolue en temps est effectuée de la façon suivante. Premièrement, les réglages du microscope se font en conditions statiques, c’est à dire en utilisant une diode laser continue. Cela facilite les réglages car le signal mesuré dans ces conditions est très grand. Dans cette phase de réglage, on cherche à optimiser l’alignement optique, la position de l’échantillon (pour trouver une zone sans gros défauts), la focalisation (de manière à avoir une image nette), et

Gamme temporelle	Source lumineuse	Source de champ
Au delà de 10 $\mu s$	lampe flash Xe (impulsions de 5 $\mu s$ )	électroaimants
De 10 à 200 ns	diode laser pulsée (impulsions de 10 ns)	micro ou millibobines

**Table 1.1** – Sources de lumière et de champ utilisées pour les mesures Kerr en mode pompe-sonde suivant la gamme de temps étudiée.

le contraste magnétique<sup>8</sup>.

Lorsque le microscope est correctement réglé, nous changeons la source de lumière statique pour une source pulsée. Les impulsions de champ (dont l’amplitude et la forme ont été choisies) ainsi que les impulsions de photons se déclenchent par un signal *trigger* de type TTL. Un générateur de délai<sup>9</sup> permet de générer les signaux de déclenchement avec un délai réglable. Le taux de répétition des impulsions est réglé sur cet instrument de façon qu’il soit suffisamment élevé pour obtenir un bon rapport signal sur bruit avec un temps d’acquisition raisonnable, mais pas trop élevé pour limiter la puissance dissipée.

Avant cette thèse, les impulsions (de lumière et de champ) étaient émises en permanence pendant les mesures. Pour un délai donné, une image était acquise en intégrant le temps nécessaire pour avoir un bon rapport signal sur bruit (typiquement quelques secondes). Avec cette technique, il arrivait parfois qu’une impulsion lumineuse ait lieu pendant l’ouverture ou la fermeture de l’obturateur de la caméra. Ainsi il était assez fréquent d’avoir sur l’image mesurée la trace de l’obturateur. Pour éviter cela, un montage électronique a été conçu pour que les signaux de déclenchement ne soient délivrés que lorsque l’obturateur de la caméra est ouvert. Avec ce montage, c’est l’ouverture de la caméra qui commande le générateur de délai qui va alors déclencher les impulsions pompe et sonde. Il n’y a ainsi plus de lumière pendant l’ouverture et la fermeture de l’obturateur.

Cette technique permet d’obtenir des images de microscopie magnéto-optique résolue en temps de bonne qualité. Les résultats obtenus pour des multicouches (Pt/Co)<sub>n</sub> seront présentées dans le chapitre 3.

### 1.4.3 PEEM résolu en temps

Avant ma thèse, des mesures de XMCD résolues en temps avaient été développées à l’ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) par le groupe « dichroïsme » du Laboratoire Louis Néel [26]. Ces mesures ont permis de montrer qu’il est possible d’utiliser la structure temporelle du rayonnement synchrotron pour effectuer des mesures pompe-sonde permettant d’étudier la dynamique de l’aimantation de systèmes complexes aux échelles de temps de l’ordre de la nanoseconde. Les mesures PEEM

<sup>8</sup>Le contraste magnétique dépend de l’orientation relative des deux polariseurs. On peut montrer que ce contraste est maximum lorsque les polariseurs sont presque croisés. En pratique, nous utilisons un angle de 3° entre les deux polariseurs

<sup>9</sup>Stanford Research Systems DG535

en mode pompe-sonde rajoutent la résolution spatiale à la résolution temporelle et à la sélectivité chimique du dichroïsme magnétique circulaire des rayons X. Elles permettent donc de suivre les variations de la structure en domaines induites par l'application d'impulsions de champ magnétique, pour chaque élément magnétique du système étudié.

Les mesures XMCD-PEEM résolues en temps présentées dans cette thèse ont été effectuées au synchrotron BESSY (Berlin) en mode *single bunch* [27, 28]. Dans ce mode, un seul paquet d'électrons se trouve dans l'anneau de stockage du synchrotron. Ce paquet d'électrons émet une impulsion de photons à chaque fois qu'il passe à travers l'onduleur<sup>10</sup>. Du fait de la longueur de l'anneau de stockage et de la vitesse du paquet d'électrons, le taux de répétition des impulsions lumineuses est de 1,25 MHz (800 ns entre deux impulsions successives). Pour les mesures pompe-sonde, les impulsions de champ magnétique produites par une milli-bobine doivent être synchronisées avec les impulsions de photons. Pour cela nous utilisons le signal *bunchmarker* provenant du synchrotron comme source de déclenchement du générateur de délai. Ce générateur de délai fournit ensuite le signal pour déclencher l'impulsion de champ magnétique. Comme pour les mesures de microscopie Kerr, les images sont acquises pour différentes valeurs de délais entre la pompe et la sonde.

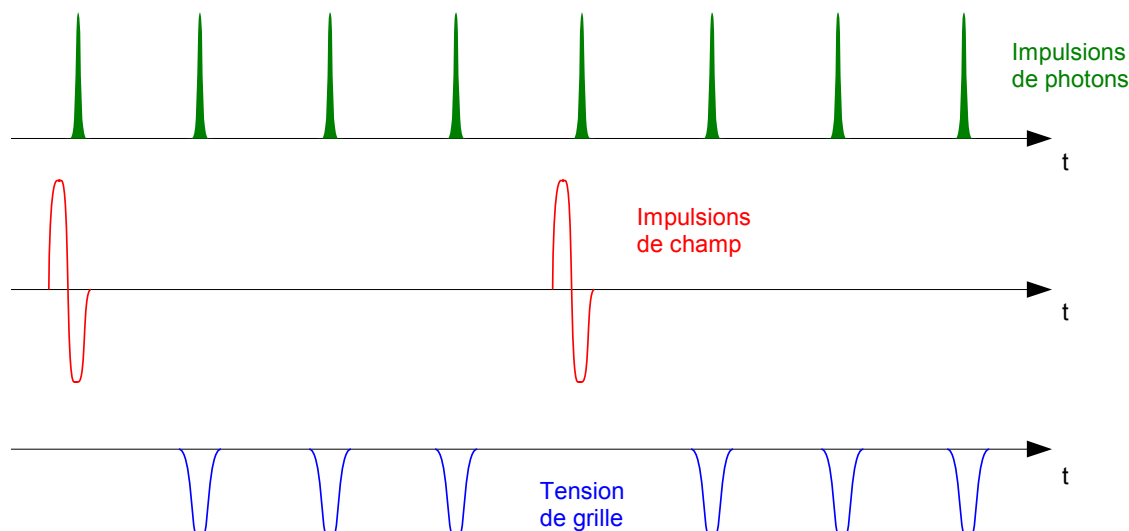
L'alimentation de courant pulsé utilisée pour créer le champ magnétique a une puissance de sortie limitée. Pour cette raison, il n'est pas possible d'utiliser cette alimentation à un taux de répétition de 1,25 MHz. Nous avons donc appliqué les impulsions de champ magnétique avec un taux de répétition deux (ou quatre) fois plus faible que le taux de répétition des impulsions de photons. Ainsi, le champ magnétique est appliqué en même temps qu'une impulsion de photons sur deux (ou une sur quatre). Ceci est illustré par la figure 1.11 dans le cas d'une impulsion de champ pour quatre impulsions de photons. Il est alors nécessaire de ne pas imager les impulsions pendant lesquelles il n'y a pas de champ magnétique. Deux situations se présentent alors :

**Impulsion de photons avec l'impulsion de champ :** des électrons secondaires sont émis suite au processus d'absorption des rayons X. Grâce au dichroïsme, le nombre de photoélectrons dépend de l'orientation relative entre aimantation et direction incidente des rayons X, et donc de la structure en domaines de la zone imagée au cours de l'impulsion de champ. Ces photo-électrons sont imagés par le couple écran fluorescent-caméra CCD ;

**Impulsion de photons sans champ magnétique :** suite à l'absorption des photons, des photo-électrons sont émis. Le nombre de photo-électrons reflète l'état magnétique de l'échantillon dans un champ nul. Si imagés, ces électrons introduisent un bruit de fond qui détériore l'image prise pour un délai  $\Delta t$ . Il est donc nécessaire d'empêcher que ces électrons arrivent jusqu'à l'écran fluorescent. Une haute tension négative est appliquée sur la grille du PEEM qui est située avant l'écran fluorescent. Cette grille, à un potentiel de -80V par

<sup>10</sup>Les expériences ont eu lieu sur les lignes de lumière UE56/2-PGM2 et UE52-PGM. Les sources de rayonnement sur ces lignes de lumière sont des ondulateurs hélicoïdaux qui permettent d'obtenir une polarisation variable (notamment circulaire droite et gauche).

rapport à l'échantillon (qui est à la masse), agit comme un filtre passe-haut pour les électrons [29]. Puisque 95 % des photo-électrons émis ont une énergie inférieure à 80 eV, ils n'arrivent pas jusqu'à l'écran fluorescent. L'image obtenue ne contiendra alors que la contribution des impulsions de photons pendant lesquels le champ magnétique est appliqué.



**Figure 1.11** – Les impulsions de photons (d'une durée de 100 ps environ) arrivent sur l'échantillon toutes les 800 ns. Le champ magnétique est appliqué pendant une impulsion sur quatre avec un délai  $\Delta t$  bien défini par rapport au début de l'impulsion. Pendant les trois autres impulsions de photons, une tension de -80 V est appliquée sur la grille du PEEM afin de bloquer les électrons secondaires issus de l'absorption de ces trois impulsions de photons.

Dans le cas d'une impulsion sur quatre (voir figure 1.11), l'électronique doit fournir :

- un signal déclenchant l'impulsion magnétique avec un délai bien contrôlé par rapport à l'impulsion de photons.
- la tension d'effacement sur la grille synchronisée avec les impulsions de photons pendant les trois impulsions suivantes.

Tout ceci est réalisé par le générateur de délai Stanford DG535 ainsi qu'un générateur haute tension HP214B en mode *gate*. Les différents délais sont contrôlés à l'aide d'un oscilloscope. La présence d'une photodiode rapide sur la ligne de lumière permet de vérifier la synchronisation<sup>11</sup>.

## 1.5 Conclusion

Ce chapitre a présenté les techniques utilisées dans cette thèse pour étudier le renversement de l'aimantation.

<sup>11</sup>Cette photodiode très utile permet aussi de détecter une mauvaise qualité du faisceau : par exemple la présence de deux paquets au lieu d'un seul.



Les mesures par effet Kerr sont très pratiques de par leur simplicité. Les montages expérimentaux tiennent sur une table de laboratoire et ne nécessitent pas d'importante préparation. Une bonne résolution temporelle (jusqu'à 10 ns) est obtenue avec ces expériences magnéto-optiques grâce à une technique de mesure pompe-sonde en utilisant des sources de lumière pulsée.

La microscopie à électron photo-émis (PEEM) est très intéressante grâce à ses performances :

- la résolution spatiale dans les instruments PEEM les plus performants peut atteindre la vingtaine de nanomètres ;
- la sélectivité chimique permet l'étude de la dynamique du renversement de l'aimantation de chaque élément dans des hétérostructures magnétiques ;
- une résolution temporelle inférieure à la nanoseconde est obtenue grâce à une acquisition en mode pompe-sonde en utilisant des impulsions de rayons X de 100 ps.

Néanmoins, une telle expérience est difficile à mettre en œuvre. En particulier, elle nécessite l'emploi de l'ultraviole et du rayonnement synchrotron.

Le chapitre suivant donne les bases théoriques nécessaires pour comprendre les différents mécanismes de retournement de l'aimantation, ainsi que quelques phénomènes de couplage intercouche.

---

# Description du retournement de l'aimantation

---

Ce chapitre présente quelques concepts nécessaires à la compréhension du retournement de l'aimantation dans les systèmes en couches minces étudiés pendant cette thèse. Une première section décrit de façon phénoménologique les différents mécanismes donnant lieu au renversement de l'aimantation. La section suivante présente quelques modèles utilisés par la suite pour décrire le renversement. La dernière section présente les différents couplages pouvant intervenir entre plusieurs couches magnétiques (ferromagnétique/antiferromagnétique, ou ferro/non magnétique/ferro).

## 2.1 Processus du retournement de l'aimantation

Le renversement de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique induit par le champ magnétique peut se produire de différentes façons selon les échelles spatiales du système. Au niveau microscopique, le renversement de l'aimantation est induit par la précession de l'aimantation autour du champ magnétique ainsi que l'amortissement de cette précession. Au niveau mésoscopique, ce même type de comportement peut se retrouver pour des particules de taille nanométrique dans lesquels les moments magnétiques sont fortement couplés par échange [30]. Enfin au niveau macroscopique, le renversement de l'aimantation s'effectue par nucléation de domaines et propagation de parois.

### 2.1.1 Précession de l'aimantation et rotation cohérente

Au niveau atomique, en présence de champ magnétique, les moments magnétiques effectuent un mouvement de précession autour du champ effectif et un amortissement permet à terme d'aligner les moments avec le champ. Ce mouvement

précessionnel est décrit par l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert [31, 32] :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma_0 H_{eff} \vec{\times} \vec{M} + \alpha \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (2.1)$$

où  $\gamma_0$  est le facteur gyromagnétique et  $\alpha$  le facteur d'amortissement. Le premier terme décrit la précession de l'aimantation autour du champ magnétique effectif. Le second terme rend compte de l'amortissement de l'aimantation qui est responsable de l'alignement de l'aimantation avec le champ magnétique. Une des causes de cet amortissement est la génération d'ondes de spin.

Deux types de renversements, associés au deux termes de l'équation 2.1, sont possibles :

- Si le champ effectif est antiparallèle à l'aimantation, l'aimantation précesse alors autour du champ. C'est l'amortissement qui permet d'aligner l'aimantation au champ magnétique. Dans ce cas, le renversement est d'autant plus rapide que le facteur d'amortissement  $\alpha$  est grand.
- Le deuxième mode de renversement exploite la précession de l'aimantation. Un champ magnétique perpendiculaire à l'aimantation est la cause de la précession. Lorsque l'aimantation a parcouru  $180^\circ$ , l'application du champ magnétique est stoppée, ce qui arrête la précession. Dans ce cas, les temps de renversements peuvent être du même ordre de grandeur que les temps de précession des spins du matériau ( $1/f_{Larmor}$ ). Le retournement précessionnel est donc très intéressant pour des applications nécessitant une très grande vitesse d'écriture.

Ces deux comportements sont applicables à des structures magnétiques comportant une assemblée de moments magnétiques fortement couplés par échange. Ce comportement de type macrospin a été étudié expérimentalement sur des nanoparticules [33, 34]. Le renversement précessionnel a aussi été mis en évidence dans des systèmes de taille micrométrique. On parle alors de rotation cohérente. Le groupe de Claude Chappert a ainsi montré qu'en appliquant une impulsion de champ perpendiculaire à l'aimantation, le retournement précessionnel a lieu dans un temps inférieur à 200 ps [35]. Le retournement de l'aimantation par précession constitue la limite inférieure des temps de renversement.

Dans des systèmes de taille macroscopique, la présence de défauts génère des distributions des propriétés magnétiques. Le retournement ne se fait plus de manière uniforme, mais procède par nucléation de domaines et par propagation de parois.

### 2.1.2 Nucléation de domaines et propagation de parois

Lors d'un retournement inhomogène, le renversement de l'aimantation est initié par la nucléation de domaines inverses. La nucléation a en général lieu dans les régions où l'anisotropie est réduite par rapport au reste de l'échantillon. Les centres de nucléation sont généralement situés sur des défauts extrinsèques.

Dans le cas de domaines cylindriques comme ceux que l'on trouve dans les systèmes à forte anisotropie perpendiculaire, l'énergie libre d'un domaine magnétique

est donné par

$$E(r) = 2\pi r t \gamma - 2\pi r^2 t \mu_0 H M_S \quad (2.2)$$

où  $r$  est le rayon du domaine,  $t$  l'épaisseur de la couche magnétique,  $M_S$  l'aimantation spontanée du matériau et  $\gamma$  l'énergie de paroi [36, 37]. Cette expression n'est valable que dans un matériau magnétique idéal. Pour un matériau réel, il devient nécessaire de rajouter un terme prenant en compte le piégeage des parois.

Nucléer un nouveau domaine apporte donc au système un gain d'énergie Zeeman, mais aussi un surcoût d'énergie dû aux parois de domaines. L'énergie de paroi  $\gamma$  est proportionnelle à  $\sqrt{AK_{eff}}$  où  $A$  est le coefficient d'échange et  $K_{eff}$  l'anisotropie effective. Le surcoût énergétique dû à la paroi a deux origines : dans la paroi, les spins ne sont plus alignés entre eux (augmentation de l'énergie d'échange) et de plus les spins ne sont pas alignés avec l'axe de facile aimantation (augmentation de l'énergie d'anisotropie). La largeur de paroi dépend elle aussi de  $A$  et de  $K_{eff}$  : plus le rapport  $A/K_{eff}$  est grand plus les parois sont larges et inversement.

Une fois formé, l'objet constitué du volume renversé et de la paroi de domaine n'est pas forcément stable : soit le champ est suffisamment fort et les parois se propagent sous la pression induite par le champ magnétique, soit l'objet s'annihile. Il a été démontré que la taille minimale d'un domaine nucléé est souvent bien plus grande que deux largeurs de paroi. Les calculs de Thiele [38] ont montré qu'un domaine magnétique dans un film à aimantation perpendiculaire ne peut exister que si son diamètre est supérieur à  $50 \delta$ , avec  $\delta$  la largeur de paroi. Il existe ainsi un rayon critique  $r_c$  au delà duquel le domaine sera capable de s'agrandir par propagation de paroi.

On peut donc considérer deux états (saturé ou avec un domaine nucléé) d'énergies différentes. Lorsque l'énergie de paroi est inférieure à l'énergie Zeeman, l'état avec un domaine nucléé a une énergie plus basse que l'état sans domaine, et la création d'un domaine est donc plus favorable du point de vue énergétique. Pour passer d'un état à l'autre (c'est à dire pour nucléer un domaine) il est nécessaire de franchir une barrière d'énergie  $\Delta E_{nucl}$ . La barrière d'énergie de nucléation est associée à l'énergie nécessaire pour créer un domaine d'aimantation inverse. Un des modèles possibles pour la nucléation suppose que le renversement du cylindre de rayon  $r_c$  s'effectue par rotation cohérente de l'aimantation au sein du nucléus, la barrière d'énergie est de type Stoner-Wohlfart [39]. La hauteur de barrière d'énergie est proportionnelle au volume  $V$  du nucléus et suit une loi quadratique en fonction du champ magnétique  $H$  :

$$\Delta E_{nucl}(H) = V M_S (H - H_n)^2 \quad (2.3)$$

où  $H_n$  est le champ nécessaire pour nucléer à température nulle.

À température finie, et pour une valeur donnée du champ appliqué, le franchissement de cette barrière d'énergie est assisté par l'activation thermique. La plupart des modèles utilisent une loi de type Néel-Brown qui décrit la probabilité  $P$  de renversement en fonction du temps :

$$P(t) = 1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \quad (2.4)$$

La constante de temps  $\tau$  du renversement dépend de la hauteur de barrière  $\Delta E$  et suit une loi d'Arrhenius

$$\tau(H) = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta E_{nucl}(H)}{k_B T}\right) \quad (2.5)$$

Une fois le domaine nucléé, les parois de domaines se propagent dans le matériau sous l'effet de la pression exercée par le champ magnétique. Dans un système réel, les parois sont piégées par les défauts présents dans l'échantillon. Le piégeage des parois est causé par des défauts sub-microniques (dislocations, marches atomiques...) qui induisent des variations d'anisotropie et de l'énergie de paroi. À chaque défaut est associée une énergie de barrière représentant l'énergie qu'il faut fournir au système pour dépiéger la paroi. Pour de faibles champs appliqués, ce phénomène est assisté thermiquement et la probabilité de dépiéger la paroi peut-être décrite par l'équation 2.4 de Néel-Brown avec une constante de temps  $\tau$  associée à la barrière de propagation  $\Delta E_{prop}$ .

La vitesse de paroi dépend de l'amplitude du champ appliqué. On distingue notamment trois régimes différents (voir figure 2.1) :

**Régime thermiquement activé** : dans le cas de faibles champs appliqués ( $H < H_{crit}$ ), le déplacement des parois se fait par « sauts » (appelés sauts de Barkausen) avec un mouvement de type reptation (*domain wall creep*) [40]. Les parois doivent franchir, par activation thermique, les barrières d'énergie associées aux centres de piégeage ce qui donne lieu à des domaines de forme irrégulière. Dans ce régime, la vitesse de paroi varie exponentiellement avec le champ appliqué

$$v(H) = v_0 \exp\left(\frac{E_P(H)}{k_B T}\right) \quad (2.6)$$

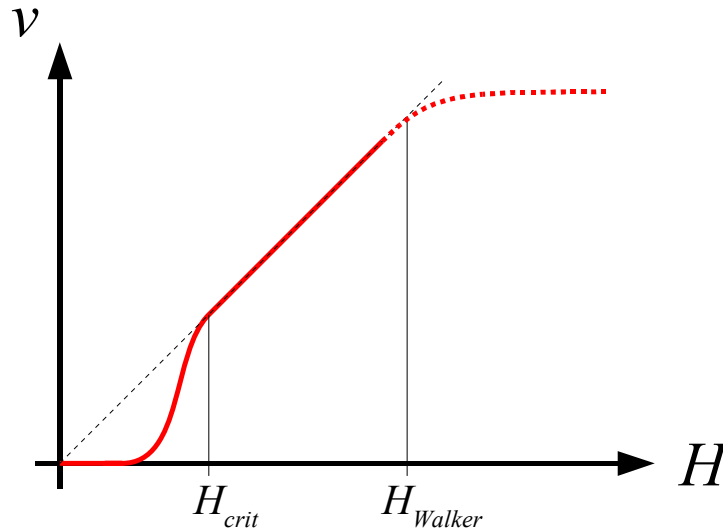
**Régime visqueux** : lorsque l'énergie apportée par le champ magnétique est suffisamment élevée pour franchir les barrières d'énergie associées aux inhomogénéités de l'échantillon, le déplacement des parois est isotrope avec une vitesse qui dépend linéairement du champ appliqué :

$$v(H) = \mu H \quad (2.7)$$

où  $\mu$  est la mobilité des parois. Un champ appliqué supérieur à la valeur critique  $H_{crit}$  permet de dépiéger la paroi qui peut alors se déplacer librement. Dans ce régime, la vitesse de paroi dépend linéairement du champ appliqué, et la vitesse de paroi est isotrope, ce qui conduit à des domaines circulaires dans les systèmes à anisotropie perpendiculaire.

**Régime de Walker** : lorsque le champ appliqué est supérieur au champ dit de Walker ( $H_{Walker}$ ), la dépendance de la vitesse de paroi en fonction du champ appliqué dévie de la linéarité. Le champ de Walker est défini comme [41] :

$$H_{Walker} = 2\pi\alpha M_S \quad (2.8)$$



**Figure 2.1** – Représentation schématique de la vitesse de paroi en fonction du champ appliqué. On peut distinguer les trois régimes : thermiquement activé pour  $H < H_{crit}$  ; visqueux pour  $H_{crit} < H < H_{Walker}$  ; et régime de Walker pour  $H > H_{Walker}$ .

Dans ce régime, les parois oscillent entre des parois de type Néel et des parois de type Bloch. Ces déformations des parois dissipent de l'énergie et la vitesse de paroi varie plus lentement que dans le régime visqueux.

La nucléation de domaines et la propagation de parois sont les processus responsables du renversement de l'aimantation dans les systèmes de taille macroscopique. En présence d'une distribution de barrières d'énergie de nucléation, la proportion du volume de l'échantillon se renversant par nucléation, ou propagation, dépend de la vitesse de variation du champ appliqué  $dH/dt$  comme le montre schématiquement la figure 2.2. A faible  $dH/dt$ , lorsque le champ  $H_1$  de première nucléation est atteint, le premier domaine est nucléé. Les parois de ce domaine se propagent alors jusqu'au renversement de tout l'échantillon par propagation. Dans le cas d'un fort  $dH/dt$ , le premier domaine est aussi créé lorsque le champ a atteint la valeur  $H_1$ . Mais dans ce cas, les parois du premier domaine n'ont pas encore eu le temps de se propager dans tout l'échantillon lorsque le champ a atteint la valeur  $H_2$ . À cette valeur de champ  $H_2$ , de nouveaux domaines, avec une barrière d'énergie un peu plus grande que le premier domaine sont nucléés. De même, comme le champ continue d'augmenter, de nouveaux domaines sont nucléés car les parois n'ont pas encore eu le temps de se propager dans tout l'échantillon.

Cette explication intuitive montre que le rapport du volume renversé par nucléation augmente avec le taux de variation du champ appliqué  $dH/dt$ . Un modèle plus quantitatif de cet effet dynamique sera présenté dans la section suivante.

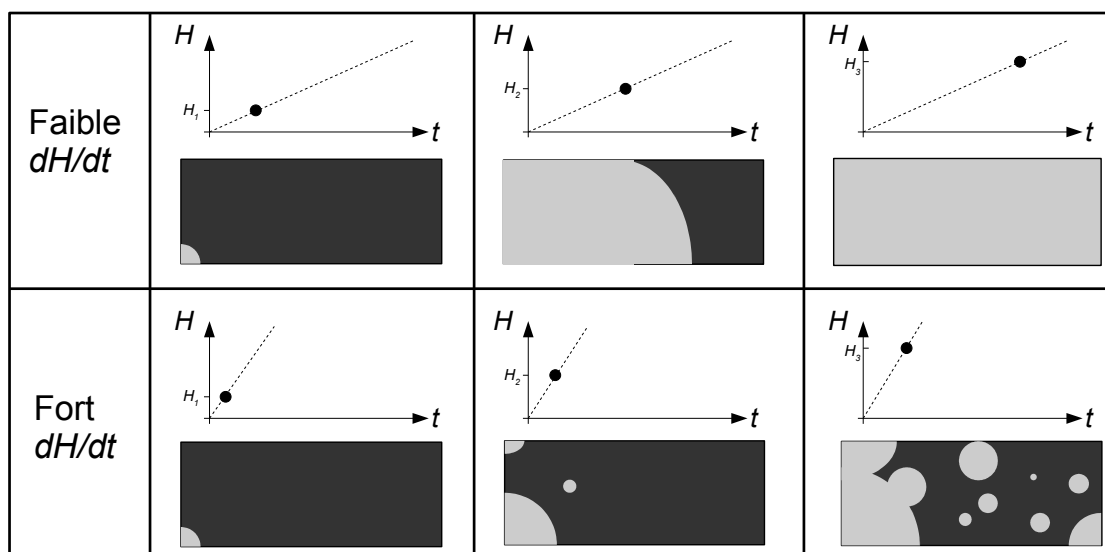


Figure 2.2 – Deux régimes de retournement différents selon la valeur de  $dH/dt$ .

## 2.2 Modèles théoriques

Pendant cette thèse, nous avons étudié la dynamique du renversement de l'aimantation à des échelles de temps allant de plusieurs secondes jusqu'à la nanoseconde dans des systèmes de multicouches couplées de dimension latérales macroscopiques. À ces échelles spatiales et temporelles, les phénomènes mis en jeu dans le renversement sont la nucléation de domaines et la propagation des parois. La dynamique du renversement a été étudiée expérimentalement par des mesures de cycles d'hystérésis en fonction de la vitesse de balayage du champ et par des mesures de relaxation sous champ constant. Cette section présente quelques modèles théoriques que j'ai utilisé pour l'analyse des données expérimentales issues de ces mesures. Le premier modèle présenté prédit la dépendance du champ coercitif d'un matériau en fonction du taux de variation du champ appliqué. Le second modèle décrit quant à lui la dépendance temporelle de l'aimantation sous champ constant.

### 2.2.1 Coercitivité dynamique : modèle de Bruno-Raquet

Un des paramètres obtenus à partir de la mesure d'un cycle d'hystérésis est le champ coercitif, c'est à dire le champ appliqué pour lequel l'aimantation d'un matériau ferromagnétique s'annule. Le champ coercitif n'est pas une valeur clairement définie. En effet, un matériau ferromagnétique en absence de champ appliqué peut se désaimanter spontanément sous l'effet du champ interne au matériau (champ démagnétisant). Le temps nécessaire pour que cette désaimantation ait lieu peut être très long (jusqu'à plusieurs décennies). Dans ce cas le champ coercitif est nul. Il est par contre possible d'annuler l'aimantation d'un matériau en un temps plus court si l'on applique un champ qui s'oppose à l'aimantation. Dans ce dernier cas, le champ coercitif est non nul. Ainsi, la valeur du champ coercitif dépend grandement

du temps de renversement, et en particulier de la vitesse d'application du champ magnétique.

Dans un article paru en 1990 [42], Bruno *et al.* proposent un modèle permettant de décrire la variation du champ coercitif  $H_C$  en fonction de la vitesse de variation du champ appliqué  $dH/dt$ .

Ce modèle fait l'hypothèse que le renversement de l'aimantation est dû à la propagation de paroi assistée thermiquement avec une seule barrière d'énergie  $\Delta E_{prop}$ . Ce modèle suppose de plus que l'aimantation varie comme

$$M(t) - M_S = [M(t=0) - M_S] \exp(-t/\tau(H)) \quad (2.9)$$

avec  $M_S$  l'aimantation spontanée du matériau, et  $\tau(H)$  le temps caractéristique du retournement qui suit une loi d'Arrhenius

$$\tau(H) = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta E_{prop}(H)}{k_B T}\right) \quad (2.10)$$

où  $\tau_0 = 1/f_0$ , avec  $f_0$  la fréquence d'essai (typiquement de l'ordre de  $10^9$  Hz). La barrière d'énergie  $\Delta E_{prop}$  est supposée varier linéairement en fonction du champ (ce qui est généralement admis pour la propagation de parois). Pour un champ appliqué négatif, la barrière d'énergie s'écrit alors

$$\Delta E(H) = V_B M_S (H + H_P) \quad (2.11)$$

où  $V_B$  est le volume de Barkausen (*i.e.* le volume renversé par un saut de paroi), et  $H_P$  le champ de piégeage (*i.e.* le champ nécessaire pour dépiéger les parois à température nulle).

L'équation 2.9 peut s'écrire

$$\frac{dM}{dt} = \frac{-(M(t) + M_S)}{\tau(H)} \quad (2.12)$$

Dans cette équation, on peut faire intervenir explicitement le taux de variation du champ appliqué :

$$\frac{dM}{dH} = \frac{-(M(t) + M_S)}{\frac{dH}{dt} \tau(H)} \quad (2.13)$$

L'intégration de l'équation 2.13 en fonction de  $H$  donne une expression de l'aimantation en fonction du champ

$$M(H) = 2M_S \exp\left[\left(\frac{1}{\tau(H=0)} - \frac{1}{\tau(H)}\right) \frac{k_B T}{V_B M_S \frac{dH}{dt}} - 1\right] \quad (2.14)$$

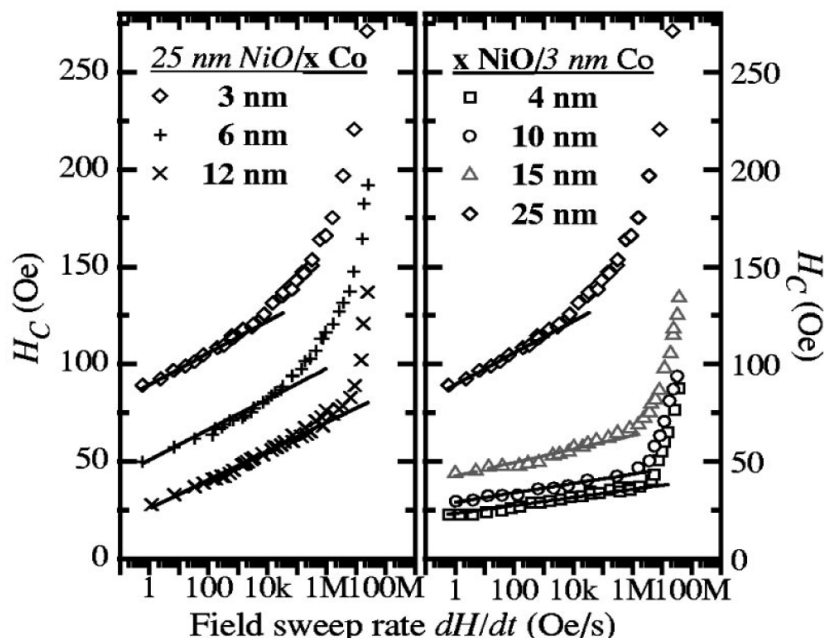
L'équation 2.14 permet de trouver l'expression du champ  $H_C$  tel que  $M(H_C) = 0$ , c'est à dire du champ coercitif

$$H_c = \frac{k_B T}{V_B M_S} \ln\left(\frac{dH}{dt} \ln(2) \tau(H=0) \frac{V_B M_S}{k_B T} + 1\right) \quad (2.15)$$



Ainsi, ce modèle prédit une dépendance linéaire du champ coercitif  $H_C$  en fonction du logarithme de  $dH/dt$ . Le champ coercitif doit donc augmenter lorsque le taux de variation du champ appliqué augmente. Ce comportement a été vérifié dans plusieurs couches minces et multicouches pour des valeurs de  $dH/dt$  peu élevées pour lesquelles le renversement est dominé par la propagation de paroi. Pour des valeurs élevées de  $dH/dt$ , la nucléation de domaines peut dominer le renversement, et dans ce cas la dépendance de  $H_C$  en fonction de  $dH/dt$  suit une loi plus compliquée.

À titre d'exemple, la figure 2.3 montre, pour une série de bicouches Co/NiO, que le champ coercitif varie linéairement en  $\ln(dH/dt)$  pour les faibles valeurs de  $dH/dt$ . Ce régime linéaire est associé à un renversement dominé par la propagation de parois. Pour de plus hautes valeurs de  $dH/dt$ , une déviation par rapport à la loi linéaire est observé et est lié à un changement de régime du retournement. Ce modèle permet alors d'estimer le volume de Barkhausen  $V_B$  grâce à la pente de  $H_C$  en fonction de  $\ln(dH/dt)$ , ainsi que la barrière d'énergie  $\Delta E_{prop}$  à champ nul.



**Figure 2.3** – Champ coercitif du cobalt dans des échantillons Co/NiO pour différentes épaisseurs des couches de Co et de NiO, en fonction du taux de variation du champ appliqué. D'après [43]

Les hypothèses posées par le modèle de Bruno-Raquet sont fortes : il suppose l'existence d'une seule barrière d'énergie (et pas d'une distribution comme c'est le cas dans les systèmes réels), une variation linéaire de la barrière d'énergie  $\Delta E_{prop}$  en fonction du champ, et une variation de l'aimantation exponentielle sous champ constant (voir équation 2.9). Notez qu'en général, des barrières d'énergie de la forme  $(H - H_P)^\alpha$  ont été trouvées dans différents systèmes en couches minces. Pour des systèmes avec une très forte anisotropie perpendiculaire et un fort piégeage, la barrière d'énergie est proportionnelle à  $(1/H - 1/H_0)$  [44, 37]. Raquet *et al* ont déterminé la dépendance de  $H_C$  en fonction de  $dH/dt$  en considérant une barrière d'énergie dépen-

dant du champ magnétique de façon quadratique [45]. Ce type de barrière d'énergie est plus approprié pour décrire le retournement par nucléation de domaines. Dans ce cas, le champ coercitif  $H_C$  dépend comme la fonction erreur inverse de  $dH/dt$ .

### 2.2.2 Relaxation de l'aimantation sous champ constant : modèle de Fatuzzo-Labruno

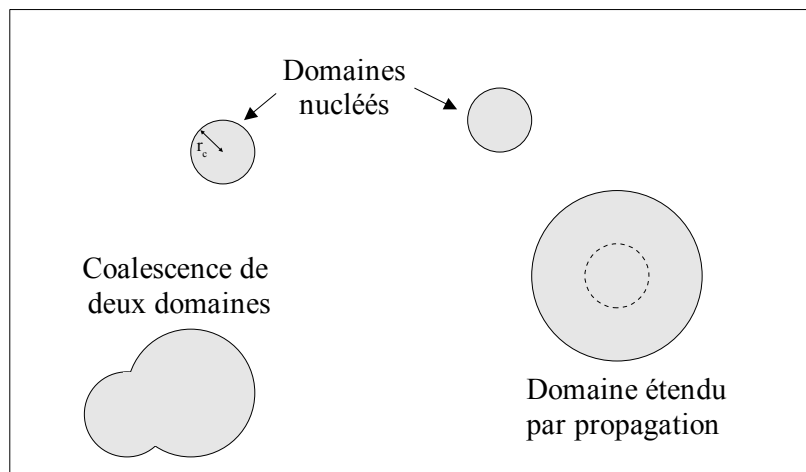
En plus des cycles d'hystérésis, une autre mesure renseignant sur les mécanismes de retournement de l'aimantation est la relaxation de l'aimantation sous champ constant. Dans le cas d'une large distribution de barrières d'énergie, la dépendance temporelle de l'aimantation sous champ constant est souvent considérée logarithmique [46]

$$M(t) = C - S \ln(t/t_0) \quad (2.16)$$

où  $S$  est la viscosité magnétique. Cette expression de  $M$  diverge pour des temps très courts ou très longs, et n'est donc qu'une approximation. Le modèle phénoménologique présenté ici permet de décrire la relaxation de l'aimantation d'un système avec d'étroites distributions de barrières d'énergie.

E. Fatuzzo, en 1962, a élaboré un modèle qui permet de rendre compte de l'allure des transitions de la polarisation dans les ferroélectriques [47]. Ce modèle a ensuite été adapté au magnétisme par Labruno *et al.* [48] en 1989.

Ce modèle suppose que l'aimantation dans la couche s'organise en domaines magnétiques dont les parois s'étendent sur toute l'épaisseur de la couche. Le calcul de l'aimantation de la couche se réduit alors à un calcul de surfaces en expansion (voir figure 2.4).



**Figure 2.4** – Le retournement de l'aimantation vu comme un accroissement de surfaces

Supposons, par exemple, que toute la couche est saturée dans le sens  $\uparrow$  (en appliquant un champ supérieur ou égal au champ de saturation). Quand on change le sens et l'intensité du champ appliqué, l'aimantation de la couche va évoluer vers

un état plus stable. Cette modification ne peut pas se faire instantanément. Il va y avoir nucléation de domaines avec une aimantation  $\downarrow$ . Ces domaines nouvellement créés vont pouvoir croître par propagation de parois, et coalescer s'ils rencontrent un autre domaine  $\downarrow$ . Pour connaître l'aimantation de la couche à tout instant, il suffit de connaître la surface des domaines  $\uparrow$  et des domaines  $\downarrow$  au cours du temps.

Ce modèle suppose que des centres de nucléation apparaissent aléatoirement avec une probabilité  $R$  et un rayon initial  $r_0$ ; et que la vitesse de propagation des parois est  $v$ . Le nombre de domaines nucléés en fonction du temps est donné par :

$$N(t) = N_0 (1 - \exp(-Rt)) \quad (2.17)$$

où  $N_0$  est le nombre de centres de nucléation possibles dans l'échantillon. Ce modèle suppose que  $N(t)$  est toujours inférieur à  $N_0$ , ce qui est le cas en réalité à condition que le champ magnétique soit suffisamment faible.

L'aire renversée par propagation se calcule facilement en omettant la coalescence des domaines :

$$A(t) = \int_0^t \left( \frac{dN}{dt} \right)_s (v^2 t - \pi r_0^2)_{t-s} ds \quad (2.18)$$

L'aire  $A(t)$  ainsi calculée diverge pour les grandes valeurs de  $t$  car  $A(t)$  est la somme de l'aire de tous les domaines sans compter leur possible recouvrement. Pour prendre en compte ce recouvrement, il faut faire appel au théorème d'Avrami [49] qui donne une expression de l'aire  $B(t)$  qui correspond à l'aire non retournée à l'instant  $t$  en prenant en compte la coalescence en fonction de l'aire  $A$  calculée précédemment. Ce théorème montre que

$$B(t) = \exp(-A(t)) \quad (2.19)$$

Néanmoins, ce théorème ne considère pas l'aire initiale des domaines. Fatuzzo a adapté ce théorème de façon à prendre en compte l'aire initiale des domaines (voir appendice dans [47]). L'expression de  $B$  devient alors

$$B(t) = \exp \left( -A(t) + \frac{\pi r_0^2 N_0 R t}{S} - \frac{\pi r_0^2}{S} N(t) \right) \quad (2.20)$$

où  $S$  est la surface totale considérée. En utilisant les équations 2.18 et 2.20, on obtient l'aire retournée en fonction du temps :

$$B(t) = \exp \left[ -2k^2 \left( 1 - (Rt + k^{-1}) + \frac{1}{2}(Rt + k^{-1})^2 - \exp(-Rt)(1 - k^{-1}) - \frac{1}{2}k^{-2}(1 - Rt) \right) \right] \quad (2.21)$$

avec  $k = v/Rr_0$ . Ce paramètre  $k$  est élevé dans le cas d'un retournement essentiellement dû à la propagation, et faible si le renversement a lieu principalement par nucléation. La forme de la relaxation de l'aimantation (tracée dans la figure 2.5 pour différentes valeurs de  $k$ ) dépend donc du « rapport » entre nucléation et propagation :

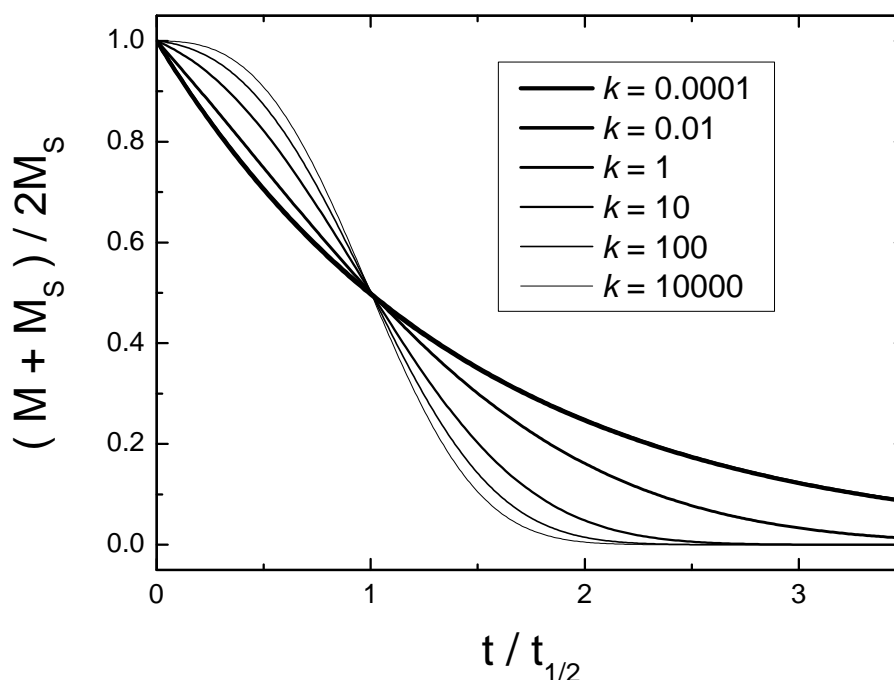
- Dans le cas où la nucléation est dominante ( $k \ll 1$ ), l'équation 2.21 peut se simplifier en :

$$B(t) \simeq \exp(-Rt)$$

La forme de la courbe de relaxation est exponentielle.

- Si la propagation de parois domine ( $k \gg 1$ ), on peut alors réécrire l'équation 2.21 en :

$$B(t) \simeq \exp(-k^2 R^3 t^3 / 3)$$



**Figure 2.5** – Relaxation théorique d'après le modèle de Fatuzzo pour différentes valeurs du paramètre  $k$ . La surface non retournée  $B$  est ici tracée en fonction d'un temps réduit  $t' = t/t_{1/2}$  de telle sorte qu'à  $t' = 1$ , la moitié de la surface totale a été retournée (aimantation macroscopique nulle).

Pour les grandes valeurs de  $k$  (*i.e.* renversement dominé par la propagation), la courbe de relaxation a une forme de S. Aux faibles valeurs de  $k$ , correspondant à un renversement dominé par la nucléation, la courbe de relaxation a une allure exponentielle. On peut remarquer que pour des valeurs de  $k$  inférieures à  $10^{-3}$ , la forme de la courbe de relaxation ne change plus. Ainsi, l'allure de la relaxation de l'aimantation en champ constant peut nous renseigner sur le processus qui domine le retournement de l'aimantation, à condition que  $k$  soit supérieur à  $10^{-3}$ . Ce modèle est utilisé dans les chapitres 3 et 4 pour l'analyse des données issues des mesures de relaxation de l'aimantation sous champ constant.

Raquet *et al* ont amélioré ce modèle pour le rendre valide dans le cas d'un champ appliqué variable [50]. Ce modèle permet notamment de prédire la forme des cycles d'hystérésis en fonction de  $dH/dt$ . Néanmoins, ce modèle fait apparaître un grand nombre de paramètres difficilement mesurables (nombre de centres de nucléation,

taux de nucléation et vitesse de propagation, dépendance en champ des barrières d'énergie, volume de Barkhausen...). Des jeux de paramètres différents peuvent ajuster convenablement nos données expérimentales. C'est pourquoi nous n'utilisons pas ce modèle dans l'analyse des données de cette thèse.

## 2.3 Couplages

Le XX<sup>e</sup> siècle a vu se développer l'utilisation industrielle des matériaux magnétiques pour de nombreuses applications. Parmi celles-ci, l'enregistrement magnétique est probablement celle qui a vu le plus de progrès. Depuis les bandes magnétiques jusqu'aux mémoires magnétiques à accès aléatoires (*MRAM*), les systèmes utilisés sont de plus en plus complexes (bicouches, tricouches magnétiques...). La compréhension du retournement de l'aimantation d'une couche ferromagnétique n'est plus suffisante pour bien décrire de tels systèmes. Il devient donc nécessaire d'étudier les couplages existants entre différentes couches magnétiques. Cette section présente les bases théoriques à la compréhension du couplage entre ferromagnétique et antiferromagnétique (*exchange bias*), et du couplage magnétostatique entre deux couches ferromagnétiques (couplage de Néel aussi appelé couplage « peau d'orange »).

### 2.3.1 Introduction au décalage d'échange

Le phénomène de décalage d'échange (*exchange bias*) a été découvert par Meikeljohn et Bean en 1956 [51]. Ce phénomène a été alors décrit comme une « nouvelle anisotropie magnétique ». Cette anisotropie est unidirectionnelle, à la différence des autres anisotropies magnétiques (anisotropies de forme et magnéto-cristallines par exemple) qui sont uniaxiales. Le décalage d'échange est une propriété des matériaux ferromagnétiques (F) couplés à un antiferromagnétique (AF). Phénoménologiquement, ce couplage se manifeste par un décalage du cycle d'hystérésis par rapport au champ nul et par une augmentation de la coercitivité  $H_C$  par rapport à celle du matériau F non couplé. Le champ de décalage sera appelé « champ d'échange » et noté  $H_E$ .

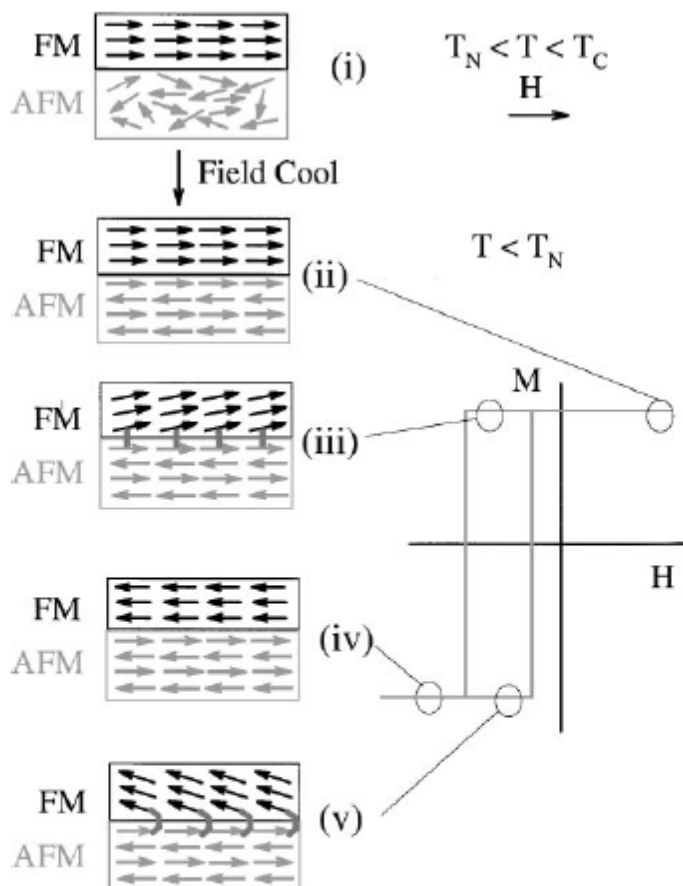
Ce phénomène a été étudié d'un point de vue fondamental mais aussi dans un but applicatif. En effet, les matériaux F couplés à un AF sont utilisés couramment pour constituer les couches de référence dans les vannes de spin et les jonctions tunnel magnétiques.

Trois articles de revue décrivent le décalage d'échange [52, 53, 54]. Depuis la découverte de ce phénomène, de nombreux modèles ont été formulés afin de comprendre et prédire les valeurs de  $H_E$  et  $H_C$ . Nous développerons ici quelques uns de ces modèles, en commençant par le plus simple :

#### Modèle de Meikeljohn et Bean

En étudiant des particules de Co entourées par de l'oxyde de Co, Meikeljohn et Bean ont remarqués que si ces particules sont refroidies en dessous de la température

de Néel de CoO, leurs cycle d'hystérésis est décalé; ce qui n'est pas le cas si elles sont refroidies sans champ magnétique appliqué. Pour expliquer cela, il suffit de considérer que les spins du F à l'interface sont couplés au spins de l'AF (couplage que nous assumerons ferromagnétique<sup>1</sup>).



**Figure 2.6** – Modèle simple du décalage d'échange. D'après [52].

Au dessus de la température de Néel  $T_N$  de l'AF et en dessous de la température de Curie  $T_C$  du F (figure 2.6.i), le matériau AF est désordonné magnétiquement, alors que le F est saturé (si on applique un champ magnétique suffisant). Lorsque la température décroît en dessous de  $T_N$  (figure 2.6.ii), les spins de l'AF à l'interface s'alignent avec les moments du F. Dans le modèle simple de Meiklejohn et Bean, on considère que ces moments non compensés à l'interface de l'AF sont « figés » tant que la température reste en dessous de  $T_N$  (ce qui est le cas si l'anisotropie de l'AF est suffisante).

Si on essaye ensuite de retourner l'aimantation du F, le couplage entre F et AF va s'opposer à ce retournement (figure 2.6.iii). Par contre, ce couplage favorise le retour à une aimantation du F aligné avec les moments non compensés de l'AF

<sup>1</sup>Le signe du couplage détermine le signe de  $H_E$ .

(figure 2.6.v). D'où des champs de retournement non symétriques par rapport au champ nul.

En supposant que l'interface est parfaite (pas de lacunes ni de marches), et complètement non compensée (*i.e.* tous les spins de l'interface sont dans la même direction) l'expression du champ d'échange est : (d'après Mauri [55])

$$H_E = \frac{2JS^2}{a^2Mt}$$

avec :

$JS^2$  l'énergie d'échange pour une paire de spins  $S$

$1/a^2$  le nombre de paires de spin par unité de surface ( $a$  est le paramètre de maille)

$M$  l'aimantation de la couche ferromagnétique

$t$  l'épaisseur de la couche ferromagnétique

En supposant que la valeur de  $J$  est la même que dans le matériau massif, les valeurs de  $H_E$  obtenues par ce modèle sont deux ordres de grandeur plus grandes que les observations expérimentales. De plus, ce modèle ne permet pas de rendre compte de l'augmentation du champ coercitif  $H_C$ .

Plusieurs modèles ont été développés pour mieux rendre compte des valeurs expérimentales de  $H_E$  et  $H_C$ . Il a été démontré notamment que la création de parois de domaines dans la couche antiferromagnétique (modèle de Néel-Mauri) et la présence de défauts à l'interface (modèle de Malozemoff) contribuent à réduire les valeurs prédites de  $H_E$ .

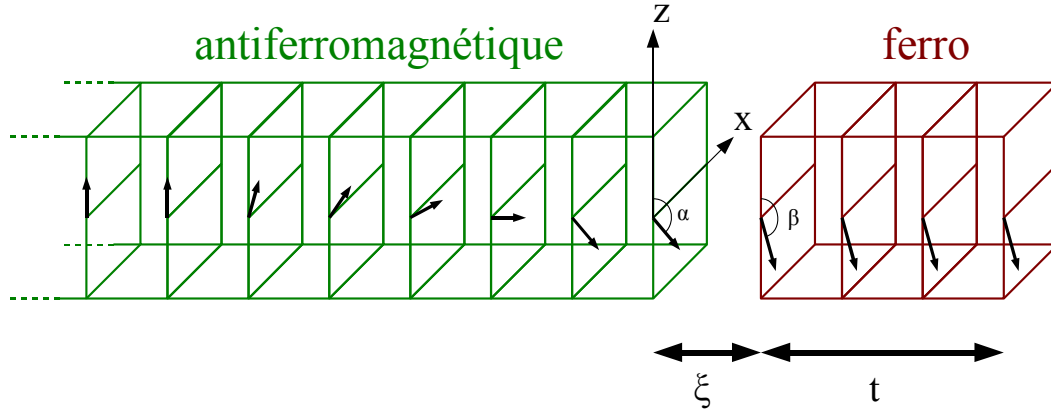
### Modèle de Néel-Mauri

Des phénomènes tels que la présence de lacunes et de rugosité à l'interface F/AF ont été évoqués [56, 57] pour expliquer l'écart entre  $H_E$  prédit par le modèle de Meiklejohn et Bean et les valeurs mesurés expérimentalement. Le modèle de Néel-Mauri permet de prédire des valeurs raisonnables de  $H_E$  sans introduire de tels défauts.

Lors du retournement de l'aimantation du ferromagnétique dans le sens opposé au décalage d'échange, il est possible qu'une paroi parallèle à l'interface se crée dans l'AF (voir figure 2.7).

De ce fait, l'énergie nécessaire pour le retournement dépend de l'anisotropie de l'AF et du couplage entre spins voisins du F et de l'AF tandis que dans le modèle simple de Meiklejohn et Bean, la barrière d'énergie ne dépendait que du couplage F-AF.

Dans ce modèle, on considère que l'AF a une anisotropie uniaxiale  $K_{AF}$  selon  $z$ . La couche ferromagnétique, d'épaisseur  $t$ , se trouve à une distance  $\xi$  des derniers spins de l'AF. L'épaisseur  $t$  du F est bien inférieure à l'épaisseur d'une paroi dans le F, ainsi on peut supposer que le F est monodomaine (*i.e.* tous les spins du F sont orientés d'un même angle  $\beta$  par rapport à  $z$ ). Les spins de l'AF à l'interface forment un angle  $\alpha$  avec  $z$ , tandis qu'au « cœur » de l'AF, les spins sont alignés avec  $z$ .



**Figure 2.7** – Modèle de Néel Mauri, un seul sous réseau de l'antiferro est représenté.

Si  $\alpha$  est non nul, une paroi (parallèle à l'interface) est présente dans l'AF. L'énergie magnétique dans un tel système est donnée par :

$$E = 2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}(1 - \cos \alpha) + \frac{A_{12}}{\xi}[1 - \cos(\alpha - \beta)] + K_F t \cos^2 \beta + H M t (1 - \cos \beta) \quad (2.22)$$

Le premier terme est l'énergie due à la queue de paroi de domaine dans l'AF, le deuxième terme est l'énergie d'échange entre F et AF, le troisième représente l'énergie d'anisotropie dans le F, et enfin, le dernier terme décrit l'énergie Zeeman.

L'expression du champ de décalage  $H_E$  dépend du rapport entre l'anisotropie de l'AF et la valeur de l'échange entre spin du F et de l'AF :

- Dans le cas où l'anisotropie de l'AF est très forte (comparée à l'échange F-AF), aucune paroi n'est créée dans l'AF. La valeur de  $H_E$  est la même que celle prédit par le modèle de Meiklejohn et Bean.
- Si l'énergie d'anisotropie de l'AF est plus faible que l'énergie d'échange F-AF, alors le champ de décalage s'écrit :

$$H_E = -2 \frac{\sqrt{A_{AF}K_{AF}}}{M t} \quad (2.23)$$

### Modèle de Malozemoff

Les modèles décrits précédemment considèrent que l'interface entre F et AF est parfaitement plane, ce qui n'est pas le cas en réalité. Le modèle de Malozemoff [57, 58, 59] prend en compte la rugosité à l'interface F/AF. Les marches atomiques peuvent être à l'origine de la formation de domaines dans l'antiferromagnétique avec des parois perpendiculaires à l'interface F/AF. La création de domaines dans l'AF amène un gain d'énergie grâce à l'alignement des spins du F et de l'AF à l'interface, mais engendre un surcoût d'énergie associé à la création de parois de domaines dans l'antiferromagnétique. L'énergie interfaciale d'interaction devient alors aléatoirement distribuée sur les domaines de l'AF. En se basant sur le



modèle de champ aléatoire de Imry et Ma [60], Malozemoff montre que la moyenne statistique des énergies d'échange sur tous les domaines est non nulle.

La présence de domaines dans l'AF réduit le nombre de spins non compensés, ce qui entraîne une valeur du champ de décalage  $H_E$  plus faible (et donc en meilleur accord avec les résultats expérimentaux) que dans le modèle de Meiklejohn et Bean. Ce modèle prédit une expression du champ de décalage très similaire à celle du modèle de Néel-Mauri :

$$H_E = \frac{2z\sqrt{A_{AF}K_{AF}}}{\pi^2 M_F t_F} \quad (2.24)$$

où  $z$  est un nombre décrivant le désordre d'une valeur de l'ordre de l'unité.

Il faut noter que dans ce modèle, la configuration en domaines dans l'antiferromagnétique est statique et n'évolue pas même en présence de champ appliqué. Des expériences récentes et des simulations montrent qu'une certaine proportion des spins non compensés à l'interface peuvent se retourner avec l'aimantation du ferromagnétique, comme décrit dans la sous-section suivante.

### Spins fixes /spins tournant avec le F

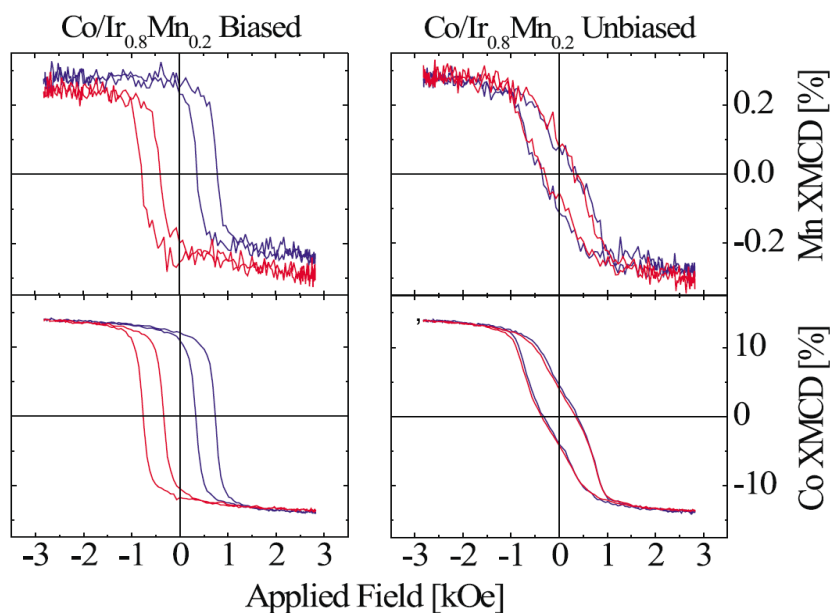
Le modèle de Néel-Mauri considère que les spins de l'AF à l'interface se retournent en même temps que ceux du F, tandis que les modèles de Meiklejohn et Bean, et celui de Malozemoff supposent des spins de l'AF figés.

Plus récemment, il a été montré expérimentalement (ainsi que prédit par des simulations [61]) que la situation est intermédiaire. Ohldag *et al* ont montré, par des mesures de dichroïsme magnétique circulaire des rayons X, qu'il existe à l'interface F/AF des spins non compensés piégés et d'autres spins non compensés libres de se retourner avec le ferromagnétique [62]. Les résultats de leurs mesures XMCD sur des couches de Co couplées à IrMn sont présentés dans la figure 2.8.

La sélectivité chimique du dichroïsme leur a permis de mesurer les moments magnétiques dans la couche de Co et dans la couche de IrMn. Les cycles d'hystérésis de l'échantillon sans décalage d'échange (à droite dans la figure 2.8) ont été mesurés pour les couches de Co et d'IrMn. La présence d'un signal XMCD pour la couche d'IrMn montre qu'il existe des spins non compensés dans cette couche. De plus, le cycle obtenu au seuil du Mn est bien corrélé au cycle du Co, ce qui montre que ces spins non compensés se retournent avec le ferromagnétique. Dans l'échantillon à décalage d'échange, il existe aussi des spins non compensés se retournant avec le ferromagnétique. Dans ce cas, le décalage vertical entre les cycles d'hystérésis mesurés avec un champ parallèle ou antiparallèle à la direction du décalage d'échange montre qu'il y a des spins non compensés piégés qui ne se retournent pas en même temps que le ferromagnétique.

Ceci permet de se faire une image intuitive du décalage d'échange. Les spins non compensés piégés sont responsables du champ de décalage  $H_E$ . Et les spins non compensés tournant avec le ferromagnétique sont la cause de l'augmentation de coercitivité des systèmes à décalage d'échange.

Le décalage d'échange est un couplage direct entre un F et un AF dû à l'interaction d'échange entre les spins interfaciaux du F et ceux de l'AF. La section suivante



**Figure 2.8** – Dichroïsme magnétique circulaire des rayons X sur des couches de Co couplées à  $\text{Ir}_{0.8}\text{Mn}_{0.2}$  au seuil d'absorption du manganèse (en haut) et du cobalt (en bas). Deux échantillons ont été mesurés : un échantillon sans décalage d'échange déposé en champ nul (à droite) et un échantillon à décalage d'échange ayant subi un recuit sous champ (à gauche). Les deux cycles d'hystérésis sont mesurés avec un angle de  $30^\circ$  et de  $-30^\circ$  entre la direction de propagation des rayons X et la direction du décalage d'échange. D'après [62]

présente un couplage indirect entre deux couches ferromagnétique séparées par un non magnétique.

### 2.3.2 Couplage de Néel (ou peau d'orange)

Ce couplage concerne deux couches ferromagnétiques séparées par un matériau non-magnétique. Ce type d'empilement se retrouve dans les vannes de spins (couche non-magnétique conductrice) et les jonctions tunnel magnétiques (couche non-magnétique isolante). Dans le cas de couches idéalement planes et avec une couche non-magnétique suffisamment épaisse pour négliger le couplage RKKY, il n'y a pas de couplage entre les deux couches ferromagnétiques. Dans les systèmes réels, les interfaces présentent toujours une certaine rugosité. Cette rugosité, lorsqu'elle est corrélée entre les deux couches, est à l'origine du couplage de Néel (dit « peau d'orange »). Un schéma explicatif est présenté sur la figure 2.9.

Les deux couches ferromagnétiques ont leur axe de facile aimantation dans le plan des couches. Comme la composante de l'aimantation normale à l'interface est non nulle, des charges magnétiques sont déposées en surface (+ et - dans la figure 2.9). L'interaction entre ces charges magnétiques favorise un alignement parallèle de l'aimantation des deux couches.

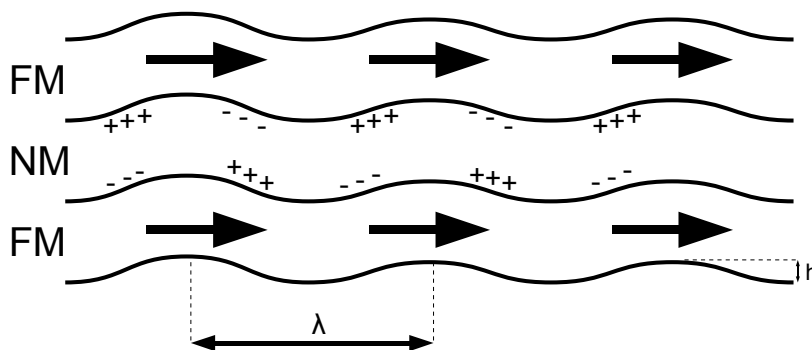


Figure 2.9 – Couplage peau d'orange.

Le modèle de Néel [63] suppose une rugosité sinusoïdale<sup>2</sup> d'amplitude  $h$  et de longueur d'onde  $\lambda$ . Le champ de couplage est alors donné par [64] :

$$H_{o.p.} = \frac{\pi^2}{\sqrt{2}} \left( \frac{h^2}{\lambda t_F} \right) M_s \exp \left( -\frac{2\pi\sqrt{2}t_S}{\lambda} \right) \quad (2.25)$$

où  $t_F$  est l'épaisseur des couches ferromagnétiques, et  $t_S$  la distance entre ces couches.

## 2.4 Conclusion

Les processus de renversement de l'aimantation étudiés dans cette thèse sont ceux que l'on rencontre dans les systèmes de taille macroscopique : nucléation de domaines et propagation de parois. Les modèles de Bruno-Raquet et de Fatuzzo-Labruno seront utilisés dans les chapitres suivants pour interpréter des mesures de cycles d'hystérésis en fonction de  $dH/dt$  et des mesures de relaxation de l'aimantation sous champ constant.

Les systèmes étudiés sont des couches minces couplées. Le chapitre 3 décrit des multicouches (Pt/Co) couplées par échange à un antiferromagnétique. Ces multicouches présentent sous certaines conditions la propriété de décalage d'échange qui a été décrite dans ce chapitre. Des tricouches ferromagnétique/non-magnétique/ferromagnétique (FM/NM/FM) dans lesquelles les deux couches FM sont couplées par un couplage peau d'orange seront décrites dans le chapitre 4.

<sup>2</sup>De telle sorte que n'importe quel type de rugosité peut être décrit en utilisant les séries et intégrales de Fourier

---

### Renversement de l'aimantation de multicouches $(\text{Pt}/\text{Co})_n$ couplées à un antiferromagnétique

---

Ce chapitre présente les études du renversement de l'aimantation de multicouches  $(\text{Pt}/\text{Co})$  à anisotropie perpendiculaire couplées par échange à une couche antiferromagnétique de  $\text{FeMn}$  ou  $\text{IrMn}$ . Ces études ont été effectuées en collaboration avec le groupe de B. Dieny à SPINTEC (Grenoble) où les échantillons ont été élaborés et caractérisés. Nous avons effectué des mesures de cycles d'hystérésis dynamiques, de relaxation de l'aimantation et de microscopie Kerr résolue en temps.

Les propriétés structurales et magnétiques de multicouches de type  $\text{Pt}/\text{Co}/\text{Pt}$  ou  $\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}$  ont été largement étudiées depuis une dizaine d'années par le groupe de J. Ferré à Orsay [46]. Les systèmes  $(\text{Pt}/\text{Co})_n$  couplés à une couche antiferromagnétique ont aussi été étudiés au sein du groupe de B. Dieny à SPINTEC [65, 66, 67, 68]. L'intérêt de ces systèmes repose sur leurs applications possibles comme médias pour l'enregistrement magnétique perpendiculaire et pour le développement de médias magnétiques discrets [2, 69, 70]. Notre contribution à ces études a été de mettre en évidence la variation des mécanismes du retournement de l'aimantation de la multicouche  $(\text{Pt}/\text{Co})_n$  en présence de la couche AF. Les quelques études présentes dans la littérature à ce sujet, en majorité sur des systèmes à anisotropie planaire, montrent que les domaines magnétiques dans les couches couplées sont plus petits et irréguliers que ceux que l'on observe dans les couches simples [71, 72, 73]. De plus, à cause des imperfections à l'interface, l'amplitude du décalage d'échange n'est pas constante et des régions de fort couplage coexistent avec des régions à plus faible couplage [74, 75]. Ceci a une influence sur le retournement de l'aimantation comme nous le verrons pour le système  $(\text{Pt}/\text{Co})_5/\text{Pt}/\text{IrMn}$ .

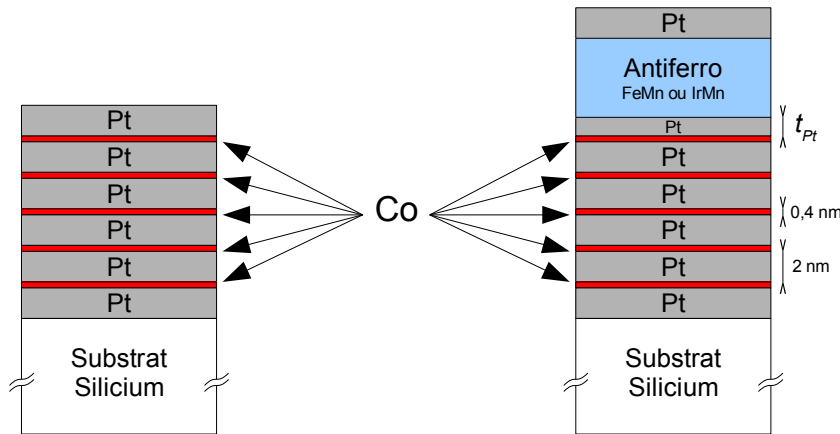
La première section de ce chapitre décrit l'élaboration des multicouches  $(\text{Pt}/\text{Co})_n$  étudiées. Les propriétés magnétiques statiques (anisotropie et décalage d'échange) de ces multicouches sont présentées dans la section 3.2. La dynamique du renversement de l'aimantation ainsi que l'influence du décalage d'échange sur le renversement font

l'objet de la section 3.3.

### 3.1 Préparation des échantillons

Les multicouches  $(\text{Pt}/\text{Co})_n$  ont été élaborées au laboratoire SPINTEC (Grenoble). Sur la surface (111) de substrats de silicium oxydés thermiquement, des couches de Pt et de Co ont été déposées successivement par pulvérisation cathodique DC. L'épaisseur des couches (2 nm pour le Pt et 0.4 nm pour le Co) est choisie de manière à optimiser l'anisotropie perpendiculaire de ces multicouches. Ces échantillons sont polycristallins avec une faible texture (111).

Pour les multicouches  $(\text{Pt}/\text{Co})$  sans antiferromagnétique, une dernière couche de protection en platine de 2 nm d'épaisseur a été déposée au dessus de la multicouche (voir figure 3.1).



**Figure 3.1** – Échantillons  $(\text{Pt}/\text{Co})_5$  couplés ou non à un antiferromagnétique (FeMn ou IrMn). À gauche, la multicouche  $(\text{Pt}/\text{Co})$  seule ; à droite l'empilement à décalage d'échange.

Pour les échantillons à décalage d'échange, une couche de platine d'épaisseur variable a été déposée entre la dernière couche de cobalt et la couche antiferromagnétique. Comme on le verra dans les sous-sections 3.2.1 et 3.2.2, le rôle de cette couche intercalaire de Pt est de renforcer l'anisotropie perpendiculaire de la dernière couche de cobalt et par conséquent d'augmenter le décalage d'échange. Le décalage d'échange est optimisé pour des épaisseurs de 13 nm de FeMn ou 5 nm d'IrMn. La plupart des échantillons étudiés dans cette thèse ont ces épaisseurs d'antiferromagnétique. Enfin, une couche de protection de platine (2 nm) a été déposée au dessus de ces multicouches (voir figure 3.1). Afin d'induire les propriétés de décalage d'échange, ces échantillons ont subis le traitement suivant :

- Recuit à 150° C ;
- Refroidissement sous champ perpendiculaire de 0,25 T.

## 3.2 Propriétés magnétiques en régime statique

Cette section présente deux propriétés magnétiques des multicouches (Co/Pt)<sub>n</sub> en régime statique. Tout d'abord je décrirais l'anisotropie de ces échantillons puis je m'intéresserais au décalage d'échange F/AF en statique en fonction de l'épaisseur de la couche intercalaire de platine.

### 3.2.1 Anisotropie perpendiculaire

#### Origine de l'anisotropie perpendiculaire

L'anisotropie dans les matériaux ferromagnétiques a plusieurs origines [76] :

**Anisotropie magnétocristalline :** l'environnement électronique d'un atome magnétique influence les orbitales des électrons de l'atome considéré. Du fait du couplage spin-orbite, certaines directions du moment magnétique sont alors privilégiées. L'énergie d'anisotropie magnétocristalline s'exprime couramment en fonction des puissances paires des cosinus directeurs de l'aimantation et des axes cristallographiques du système. Par exemple, pour le cobalt en structure hexagonale compacte, la densité d'énergie magnéto-cristalline s'écrit :

$$e_{mc} = K_1 \sin^2(\theta) + K_2 \sin^4(\theta) + \mathcal{O}(\sin^6 \theta, \sin(6\phi))$$

où  $\theta$  est l'angle entre l'aimantation et l'axe  $c$ , et  $\phi$  l'angle entre l'aimantation et l'axe  $a$ . Pour le cobalt hcp, les termes d'ordre 6 sont négligeables par rapport aux termes d'ordre 2 et 4 ( $K_1 = 4,48 \times 10^5 \text{ J/m}^3$  et  $K_2 = 1,4 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ ). Ainsi, dans le cobalt massif, l'aimantation tend à s'aligner avec l'axe cristallographique  $c$ .

**Anisotropie de forme :** la cause de cette anisotropie est l'interaction dipolaire à longue portée. Dans le cas d'une couche mince infinie uniformément aimantée, la densité d'énergie due à l'anisotropie de forme s'écrit :

$$e_d = K_d \sin^2(\theta)$$

avec  $K_d = -\frac{1}{2}\mu_0 M_S^2$  et  $\theta$  l'angle entre l'aimantation et le plan de la couche. Dans le cas d'une couche de cobalt,  $K_d$  vaut environ  $-1,3 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ . Comme  $K_d$  est négatif, l'anisotropie de forme favorise une direction de l'aimantation parallèle au plan de la couche. L'anisotropie de forme d'une couche épaisse de cobalt étant 2,5 fois plus grande que l'anisotropie magnétocristalline, l'aimantation devrait se trouver préférentiellement dans le plan de la couche. Dans le cas des couches minces, il existe une autre contribution à l'anisotropie :

**Anisotropie d'interface :** Les atomes à l'interface n'ont pas le même environnement électronique que les atomes au cœur de la couche mince. Ainsi, l'anisotropie magnétocristalline pour ces atomes sera différente de l'anisotropie de volume. On parle d'anisotropie d'interface. Dans le cas de couches minces de cobalt avec du platine aux interfaces, la forte hybridation des orbitales 3d du

cobalt avec les orbitales 5d du platine joue un rôle important dans l'anisotropie magnétocristalline. La densité d'énergie due à l'anisotropie d'interface s'écrit alors :

$$e_{int} = \frac{2K_{int} \sin^2(\theta)}{t_{Co}} + \mathcal{O}(\sin^4(\theta))$$

Le facteur 2 rends compte de la présence de deux interfaces de part et d'autre de la couche magnétique. Dans le cas de couche Pt/Co/Pt déposées sur substrat de saphir, Mathet *et al* [77] ont pu déterminer  $K_{int} = 620 \text{ J/m}^2$ .

En développant au premier ordre en  $\sin^2 \theta$  ces trois termes d'anisotropies, on obtient une expression pour l'anisotropie uniaxiale effective :

$$e_{eff} = K_{eff} \sin^2(\theta)$$

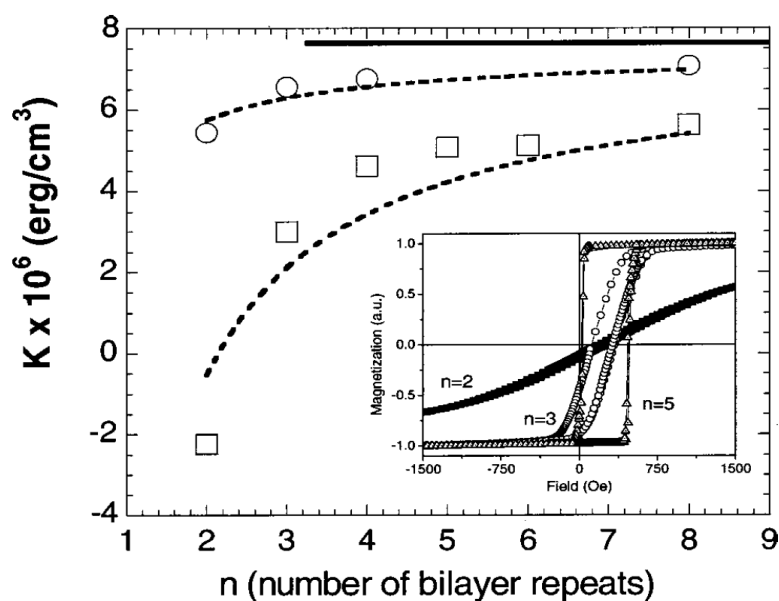
où  $K_{eff} = K_1 + K_d + \frac{2K_{int}}{t_{Co}}$  avec  $K_1$  et  $K_{int}$  deux constantes positives et  $K_d$  une constante négative. Selon la valeur de l'épaisseur  $t_{Co}$  de la couche de cobalt, le signe de  $K_{eff}$  peut changer. Ainsi, pour une épaisseur supérieure à deux nanomètres,  $K_{eff}$  est négatif, et l'axe de facile aimantation sera dans le plan de la couche. Lorsque l'épaisseur de cobalt est inférieure à cette épaisseur critique, c'est le terme d'anisotropie d'interface qui domine. Dans ce cas, l'axe facile est perpendiculaire au plan de la couche.

### Anisotropie des multicouches (Pt/Co)<sub>n</sub>/Pt/FeMn

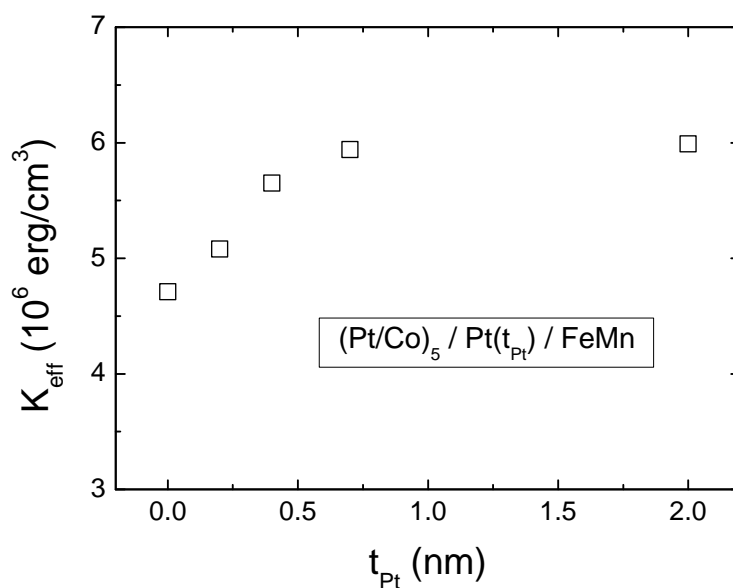
Il est connu que les interfaces de type Pt/Co favorisent une anisotropie perpendiculaire des couches de Co [77]. Par contre, aux interfaces Co/FeMn (ou IrMn) l'anisotropie de forme domine, et l'axe de facile aimantation de la couche de cobalt n'est plus perpendiculaire au plan de la couche. Pour déterminer l'anisotropie induite par une interface FeMn, le groupe de B. Dieny a déterminé l'anisotropie effective d'échantillons similaires à ceux étudiés dans cette thèse [66]. Leurs résultats sont présentés dans la figure 3.2.

Pour un faible nombre de répétitions de bicouches (Pt/Co), les échantillons non couplés par échange ont une anisotropie effective positive, ce qui traduit un axe facile perpendiculaire au plan de l'échantillon. Pour les échantillons couplés à une couche de FeMn, pour deux répétitions (Pt/Co), la constante d'anisotropie  $K_{eff}$  est négative, ce qui indique une anisotropie planaire. Le cycle d'hystérésis de l'échantillon couplé avec deux répétitions mesuré avec champ perpendiculaire est d'ailleurs caractéristique d'un axe dur. Ces résultats montrent que l'anisotropie d'interface induite par le FeMn favorise une aimantation planaire. Un minimum de trois bicouches (Pt/Co) est nécessaire pour que l'anisotropie effective de la multicouche devienne perpendiculaire.

Les échantillons étudiés dans cette thèse sont constitués de cinq répétitions (Co/Pt). Leur axe de facile aimantation est donc hors du plan de l'échantillon. L'anisotropie effective des échantillons (Pt/Co)<sub>5</sub>/Pt( $t_{Pt}$ )/FeMn dépend de l'épaisseur  $t_{Pt}$  de l'intercalaire de platine comme le montre la figure 3.3.



**Figure 3.2** – Anisotropie effective de multicouches  $(\text{Pt}(2 \text{ nm})/\text{Co}(0,4 \text{ nm}))_n$  en fonction du nombre de répétitions  $n$ . Les cercles représentent l’anisotropie d’échantillon non couplés à un antiferromagnétique :  $(\text{Pt}/\text{Co})_n/\text{Pt}$ ; les carrés celle d’échantillons couplés :  $(\text{Pt}/\text{Co})_n/\text{FeMn}/\text{Pt}$ . L’encart montre les cycles d’hystérésis obtenus pour des échantillons couplés à 2, 3, et 5 répétition (Pt/Co). D’après [66].



**Figure 3.3** – Anisotropie effective de multicouches  $(\text{Pt}/\text{Co})_5/\text{Pt}(t_{\text{Pt}})/\text{FeMn}$  en fonction de l’épaisseur  $t_{\text{Pt}}$  de l’intercalaire de platine.

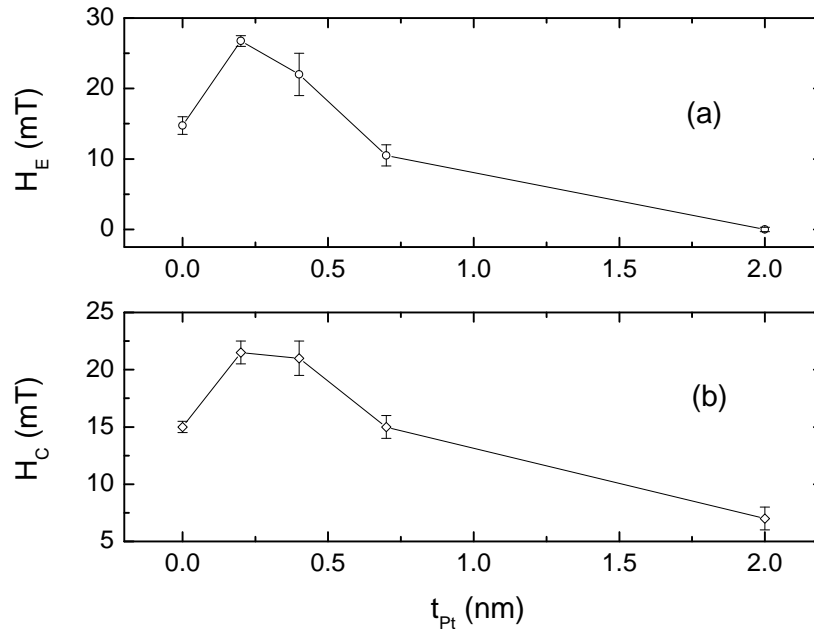
Ces résultats montrent que, pour des épaisseurs  $t_{\text{Pt}}$  inférieures à 0,5 nm, l’anisotropie augmente lorsque l’épaisseur de l’intercalaire de Pt augmente. Ceci est dû à l’influence de la couche de Pt sur l’anisotropie de la dernière couche de Co. Sans intercalaire de platine, l’anisotropie de forme tend à orienter l’aimantation de la



dernière couche de cobalt dans le plan de la couche. Garcia *et al* [78] ont montré que l'anisotropie de la couche de cobalt la plus proche de l'antiferromagnétique est plus faible que l'anisotropie des autres couches. Dans le cas où la dernière couche de cobalt est en contact avec une couche de FeMn, l'aimantation de cette couche à la rémanence n'est plus perpendiculaire au plan de l'échantillon. Cette plus faible anisotropie perpendiculaire pour la dernière couche de cobalt joue un rôle important sur une autre propriété magnétique de ces échantillons : le décalage d'échange.

### 3.2.2 Décalage d'échange

Le champ coercitif  $H_C$  et le champ de décalage  $H_E$  en conditions quasi-statiques ont été déterminés à partir de la mesure de cycle d'hystérésis par effet Kerr polaire. Les résultats obtenus sur des échantillons  $(\text{Pt}/\text{Co})_5/\text{Pt}(t_{\text{Pt}})/\text{FeMn}(13 \text{ nm})$  sont présentés en fonction de l'épaisseur  $t_{\text{Pt}}$  sur la figure 3.4.



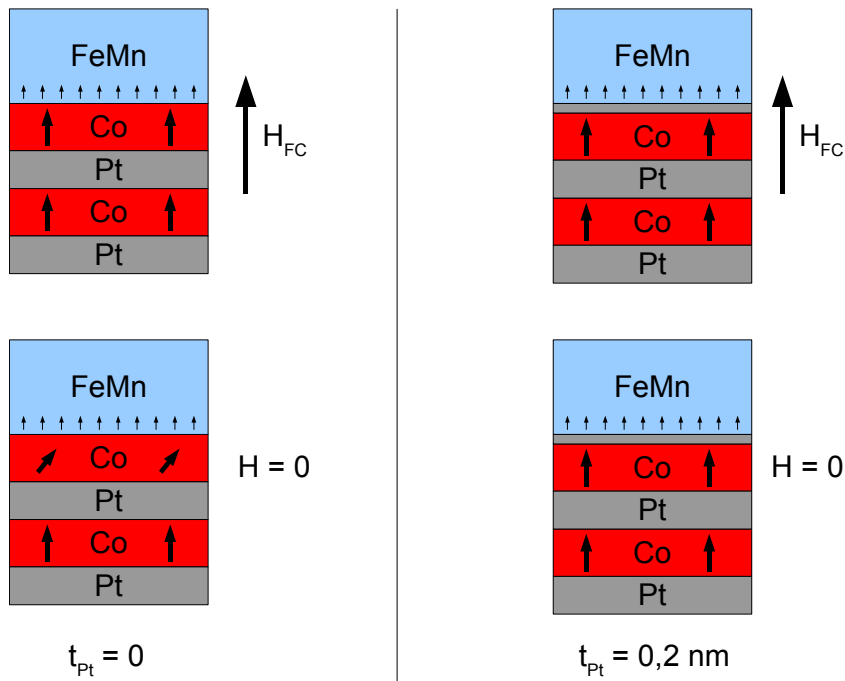
**Figure 3.4** – (a) champ de décalage  $H_E$  et (b) champ coercitif  $H_C$  en fonction de l'épaisseur  $t_{\text{Pt}}$  de l'intercalaire de platine. Les lignes continues ne sont qu'un repère visuel.

Les variations de  $H_C$  et de  $H_E$  sont similaires et sont liées aux propriétés de l'interface entre le ferromagnétique et l'antiferromagnétique. Le champ de décalage  $H_E$  augmente pour de faibles valeurs de  $t_{\text{Pt}}$  jusqu'à 0,2 nm de platine puis décroît lorsque l'épaisseur de platine augmente. La décroissance pour de grandes épaisseurs de platine est classique pour les systèmes à décalage d'échange. En effet, l'interaction entre F et AF est une interaction à courte portée. L'ajout de platine entre F et AF découple les couches de Co et de FeMn, réduisant ainsi le champ de décalage. L'augmentation de  $H_E$  aux faibles épaisseurs de platine est plus inhabituelle et s'explique en prenant en compte l'anisotropie de la couche de cobalt la plus proche du FeMn.

Une explication schématique est donnée sur la figure 3.5. En l'absence de platine entre Co et FeMn, l'aimantation de cette dernière couche de cobalt n'est pas orientée perpendiculairement au plan. Par contre, lors du refroidissement sous champ, l'amplitude du champ (1,5 T) est suffisante pour aligner son aimantation dans la direction perpendiculaire à la surface de l'échantillon. Ainsi, lorsque la température descend sous la température de Néel du FeMn, les spins non compensés de l'AF<sup>1</sup> s'alignent avec les spins de la dernière couche de cobalt c'est à dire dans la direction perpendiculaire (en haut de la figure 3.5). Après le refroidissement sous champ, les spins de l'antiferromagnétique restent « figés » car la température ambiante est inférieure à la température de blocage de FeMn. La direction de l'aimantation de la couche de cobalt à la rémanence va dépendre de l'anisotropie de cette couche, et donc de la présence de l'intercalaire de Pt :

$t_{Pt} = 0$  : l'aimantation de la dernière couche de cobalt n'est pas dans la direction perpendiculaire. Les spins non compensés dans le FeMn et les spins du Co à l'interface ne sont pas alignés (en bas à gauche de la figure 3.5).

$t_{Pt} \neq 0$  : l'interface Co/Pt favorisant l'anisotropie perpendiculaire, les spins du Co à l'interface sont alignés avec les spins non compensés de l'antiferromagnétique (en bas à droite de la figure 3.5).



**Figure 3.5** – Explication schématique de l'augmentation de  $H_E$  pour les échantillons avec un intercalaire de platine entre Co et FeMn.

<sup>1</sup>Le schéma est très simplifié car la structure de FeMn et IrMn est de type « triple Q », c'est à dire qu'il existe trois sous-réseaux de spins alignés selon trois directions différentes. C'est le sous-réseau de spins le plus proche de la direction perpendiculaire qui va s'orienter avec le champ de refroidissement.

Plusieurs auteurs ont montré que le champ de décalage dépend fortement de l'angle entre les spins du F et ceux de l'AF à l'interface [79, 80]. Le champ de décalage est maximisé lorsque les spins de part et d'autre de l'interface sont parallèles.

Ainsi, deux effets permettent d'expliquer la variation du champ de décalage en fonction de  $t_{Pt}$ . L'augmentation de l'anisotropie perpendiculaire de la dernière couche de cobalt permet un meilleur alignement des spins interfaciaux du F et de l'AF, ce qui augmente le champ de décalage. Lorsque l'épaisseur de platine est trop grande, les couches F et AF se découlent, réduisant ainsi le champ de décalage.

### 3.3 Dynamique du renversement de l'aimantation

Cette section présente les résultats des mesures de la dynamique de l'aimantation des couches  $(Pt/Co)_n$  avec et sans couche antiferromagnétique. Tout d'abord, je présente des résultats de mesures macroscopiques de l'aimantation effectuées par effet Kerr, avec deux méthodes de mesure différentes : les cycles d'hystérésis dynamiques ainsi que la relaxation de l'aimantation. Ces mesures permettent de déterminer quels sont les mécanismes responsables du renversement de l'aimantation, et ainsi de comprendre l'effet du décalage d'échange sur le renversement. Dans une seconde partie, je présente les résultats d'une série de mesures de microscopie Kerr résolue en temps, qui permettent de valider les conclusions obtenues à partir des mesures macroscopiques. De plus, la microscopie permet de déterminer des paramètres tels que la vitesse des parois et la densité de nucléation en fonction du champ appliqué.

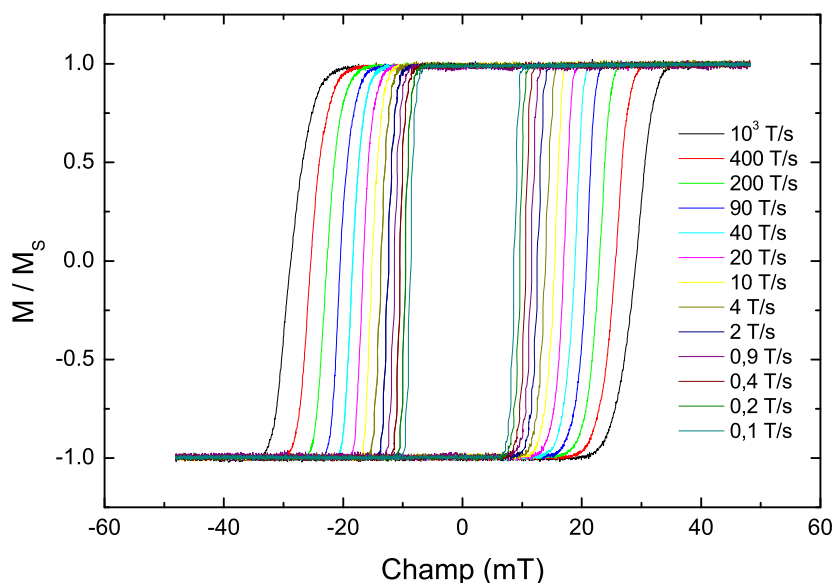
#### 3.3.1 Cycles d'hystérésis dynamiques

Nous avons vu au chapitre 2 que la mesure de cycles d'hystérésis dynamique est utile pour comprendre la dynamique du renversement de l'aimantation. Pour cette mesure, l'échantillon est soumis à un champ appliqué dépendant linéairement du temps (la vitesse de balayage du champ est  $dH/dt$ ). Les cycles obtenus sur une multicouche  $(Pt/Co)_4$  sans antiferromagnétique pour différentes valeurs de  $dH/dt$  sont présentés dans la figure 3.6.

Lorsque la vitesse de balayage augmente, le champ coercitif augmente ainsi que la largeur des transitions des cycles. Ces deux phénomènes s'expliquent schématiquement si l'on considère le temps laissé aux parois pour propager :

**À basse vitesse de balayage du champ**, lorsque le champ appliqué est suffisant pour que l'énergie Zeeman permette de franchir les barrières de nucléation les plus basses (celles des centres de nucléation les plus « faibles »), des nouveaux domaines sont créés. Comme le champ varie faiblement, les parois des domaines nouvellement créés ont le temps de se propager pour ainsi renverser toute l'aimantation de l'échantillon. On a alors un cycle d'hystérésis très carré et avec des transitions abruptes (caractéristique d'un retournement dominé par la propagation).

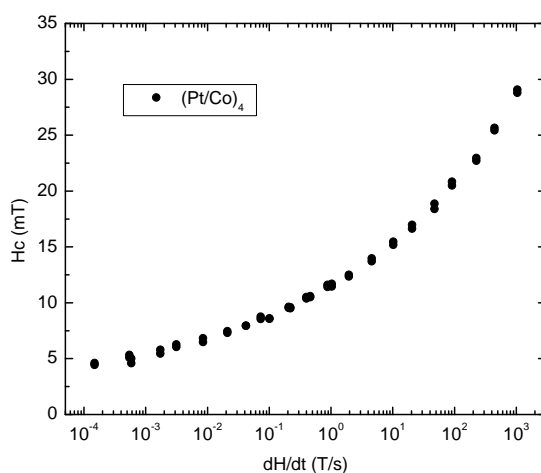
**À haute vitesse de balayage du champ**, lorsque le champ permet de franchir les barrières d'énergie de nucléation, les premiers domaines sont nucléés. Mais



**Figure 3.6** – Cycle d’hystérésis d’une multicouche (Pt/Co)<sub>4</sub> en fonction de la vitesse de balayage du champ  $dH/dt$ .

cette fois, comme le champ augmente rapidement, les parois n’ont pas encore propagées alors que l’amplitude du champ est suffisante pour nucléer des domaines avec des barrières d’énergie plus hautes. Dans ce cas, le cycle d’hystérésis est plus large et les transitions sont moins abruptes.

La variation du champ coercitif de l’échantillon (Pt/Co)<sub>4</sub> en fonction de  $dH/dt$  est présenté sur la figure 3.7. Ces mesures s’étendent sur une large gamme de temps : le cycle le plus rapide dure quelques dixièmes de millisecondes, le plus lent dure environ un heure.



**Figure 3.7** – Champ coercitif en fonction de  $dH/dt$  pour une multicouche (Pt/Co)<sub>4</sub>.

Comme mentionné dans la sous-section 2.2.1, le modèle de Raquet prédit une

dépendance linéaire de  $H_C$  en fonction de  $\ln(dH/dt)$ . Avant ma thèse ce modèle a été utilisé au sein du groupe pour décrire l'évolution du champ coercitif d'une série de couches de cobalt couplées à NiO [43]. Dans ces couches, le champ coercitif dépend linéairement de  $\ln(dH/dt)$  jusqu'à une valeur critique après laquelle la variation de  $H_C$  devient plus abrupte (voir figure 2.3). Ce changement dans la pente de  $H_C(\ln(dH/dt))$  a été attribué à un changement de régime du renversement de l'aimantation. La partie linéaire à bas  $dH/dt$  est associée à un renversement dominé par la propagation de parois, la partie à plus haut  $dH/dt$  à un renversement dominé par la nucléation de domaines.

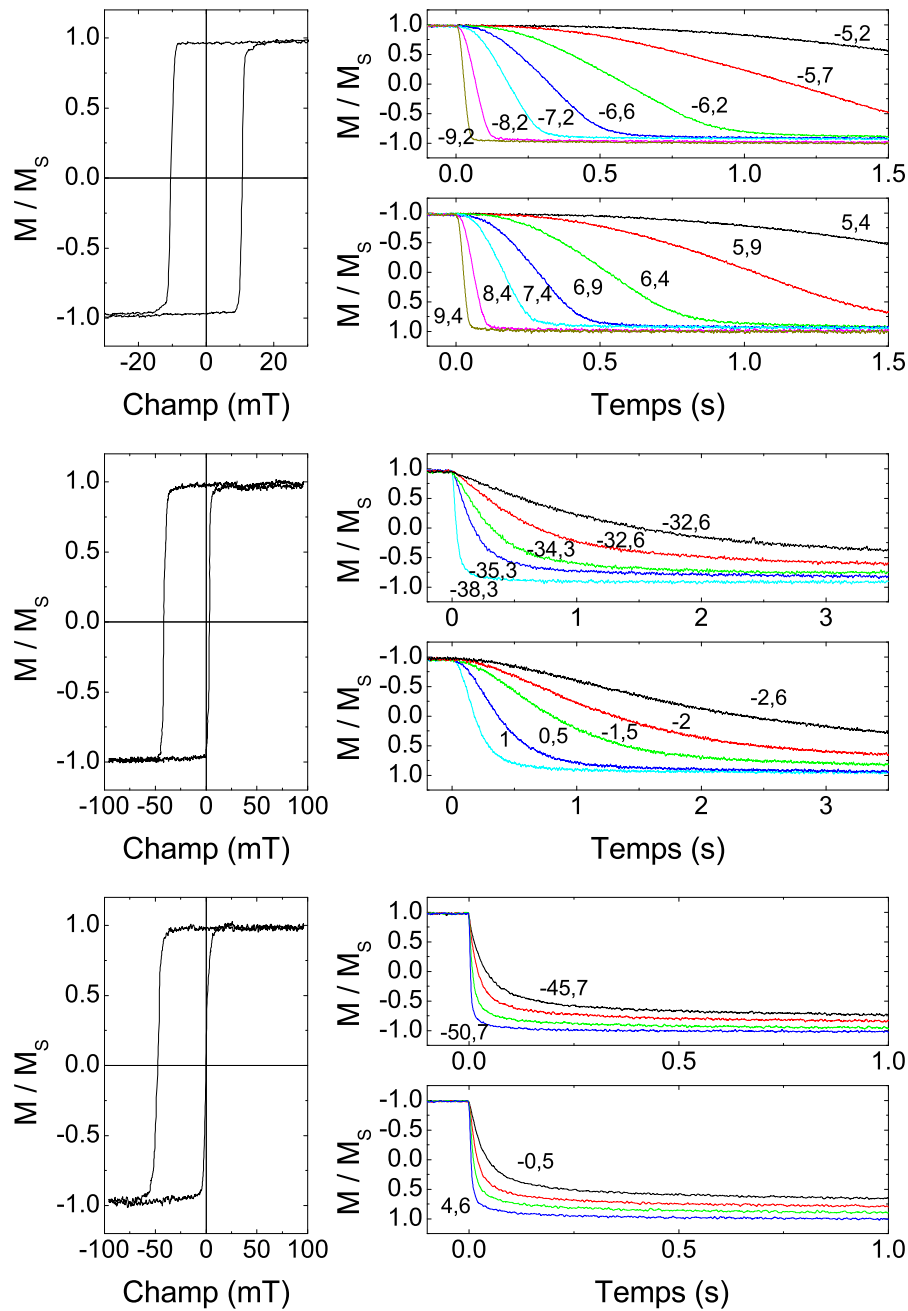
Dans le cas de  $(\text{Pt/Co})_4$ , nous n'observons pas de régime vraiment linéaire en  $\ln(dH/dt)$ , ni de transition vers un régime où  $H_C$  varie plus rapidement. Ceci semble indiquer qu'il n'y a pas une valeur de  $dH/dt$  critique séparant deux régimes de renversement bien déterminés. Au contraire, ces résultats montrent qu'il existe un changement progressif dans le mode de renversement : plus de propagation à basse vitesse et plus de nucléation lorsque la vitesse augmente [81]. De plus, la courbure de  $H_C$  en fonction de  $dH/dt$  aux faibles taux de variation du champ peut être associée à la reptation des parois.

### 3.3.2 Relaxation de l'aimantation

Comme la dépendance du champ coercitif en fonction de  $dH/dt$  ne permet pas de connaître précisément quels sont les processus responsables du renversement dans les multicouches  $(\text{Pt/Co})_n$ , nous avons effectué des mesures de relaxation de l'aimantation sous champ constant [82]. Pour ces mesures, l'échantillon est initialement saturé à l'aide d'un champ appliqué avec un électroaimant. Au temps  $t = 0$ , le champ est brutalement inversé puis reste constant tout au long du renversement de l'aimantation. La valeur de l'aimantation en fonction du temps est mesurée par effet Kerr. Ces mesures ont été effectuées dans les deux sens du renversement.

Les résultats des mesures de relaxation de l'aimantation effectuées sur les échantillons  $(\text{Pt/Co})_5/\text{Pt}(t_{\text{Pt}})/\text{FeMn}$  sont présentés dans la figure 3.8. Le champ appliqué pendant les mesures est perpendiculaire à la surface des échantillons. L'amplitude des champs appliqués est tel que la durée du retournement est de l'ordre de la seconde. Les mesures sont effectuées avec différentes valeurs de champ appliqué. Pour les trois échantillons, les courbes de relaxation peuvent être superposées si on normalise le temps  $t$  par le temps  $t_{1/2}$  nécessaire pour obtenir une aimantation macroscopique nulle. Ceci indique que, dans la gamme de temps étudiée, le mode de retournement est toujours le même. L'aimantation sous champ constant en fonction de  $t_{1/2}$  a été ajustée par le modèle de Fatuzzo. Les résultats de ces ajustements sont présentés dans la figure 3.9.

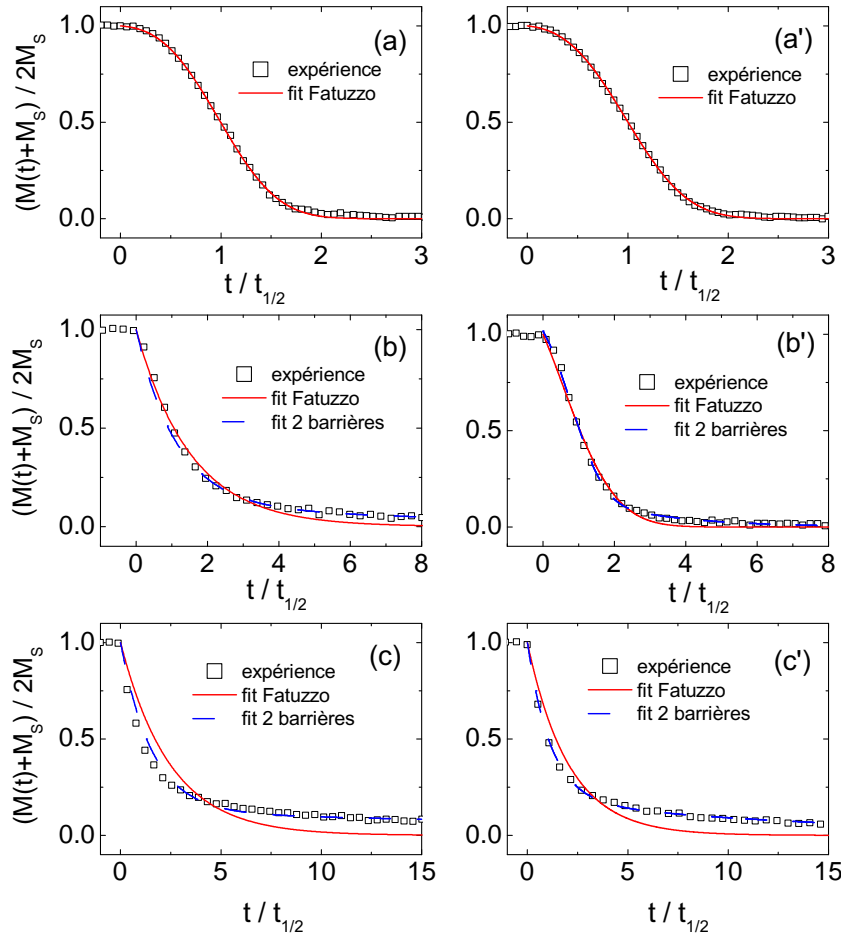
Pour l'échantillon avec 2 nm de platine entre  $(\text{Pt/Co})_n$  et FeMn, le décalage d'échange est nul, et la relaxation de l'aimantation est la même quel que soit le sens du renversement. La forme en S des courbes de relaxation indique que la propagation des parois est le processus dominant le renversement de l'aimantation. Les valeurs du paramètre  $k$  obtenues en ajustant ces courbes au modèle de Fatuzzo sont de



**Figure 3.8** – Cycle d’hystérésis (à gauche) et relaxation de l’aimantation (à droite) des échantillons  $(\text{Pt}/\text{Co})_5/\text{Pt}(t_{\text{Pt}})/\text{FeMn}$  pour des épaisseurs de platine de 2 nm, 0,4 nm, et 0,2 nm (respectivement en haut, au milieu et en bas). Les valeurs en mT du champ appliqué lors de la relaxation sont indiquées sur la figure.

l’ordre de 100. La bonne qualité de l’ajustement (voir figure 3.9 (a) et (a’)) indique que la distribution des barrières d’énergie associées au renversement est étroite.

L’échantillon avec  $t_{\text{Pt}} = 0,2$  nm est celui pour lequel le décalage d’échange est le plus grand. La relaxation de l’aimantation de cet échantillon est quasi-exponentielle



**Figure 3.9** – Ajustement des courbes de relaxation par le modèle de Fatuzzo pour les échantillons avec une épaisseur de l’intercalaire de platine de 2 nm, 0,4 nm et 0,2 nm (respectivement a, b, et c). Les deux sens du renversement sont présentés : branche difficile (a, b et c) et branche facile (a’, b’, et c’).

pour les deux sens du renversement. La forme des courbes de relaxation indique clairement que la nucléation de domaines domine le renversement. L’ajustement de ces courbes au modèle de Fatuzzo est moins satisfaisant que pour l’échantillon à  $t_{Pt} = 2$  nm (voir figure 3.9). Cela traduit l’existence d’une distribution de barrières d’énergie assez large. Un ajustement des données expérimentales avec une somme de deux exponentielles (correspondant à deux barrières d’énergie) donne un meilleur ajustement que le modèle de Fatuzzo. La barrière d’énergie la plus haute correspond à un volume dur dans l’échantillon. Nous n’observons pas de différence entre les courbes de relaxation mesurées dans les deux sens de renversement. Néanmoins, cela n’indique pas que le renversement se passe de la même façon dans les deux sens. En effet, d’après le modèle de Fatuzzo, la forme de la relaxation ne varie que très peu pour des valeurs de  $k$  inférieures à  $10^{-3}$ .

Lors des mesures de relaxation aux champs les plus faibles, l’aimantation de l’échantillon avec  $t_{Pt} = 0,2$  nm ne semble pas atteindre la saturation même après de

longs temps d'attente. Une partie de l'aimantation de l'échantillon ne se retourne pas. Des effets similaires observés par Pommier *et al* [83] pour des couches Au/Co/Au ont été attribués à la présence de centres de piégeage dans la couche. La présence de forts centres de piégeage n'est pas exclue dans nos échantillons, mais la corrélation entre ce « volume dur » et le taux de nucléation suggère une autre explication. Dans le cas d'un renversement fortement dominé par la nucléation, le renversement se termine avec la formation d'une grande densité de parois à  $360^\circ$ , qui demandent un champ fort pour être évacuées.

Les courbes de relaxation de l'aimantation de l'échantillon avec  $t_{Pt} = 0,4$  nm ont une forme qui dépend du sens du retournement. Dans la branche facile (celle où le décalage d'échange aide le renversement), la courbe de relaxation a une forme de S avec un point d'inflexion. La courbe de relaxation dans la branche difficile ne présente pas de point d'inflexion. L'ajustement de ces données avec le modèle de Fatuzzo donne des valeurs du paramètre  $k$  d'environ 5 pour la branche facile et inférieure à  $10^{-3}$  pour la branche difficile. Ces mesures indiquent donc que le renversement n'est pas le même dans les deux sens. La nucléation semble plus importante dans la branche où le décalage d'échange s'oppose au renversement.

La mesure des courbes de relaxation de l'aimantation montre donc que le mécanisme de retournement est fortement influencé par l'interaction F/AF. La présence de couplage F/AF augmente la densité de domaines par rapport à la couche ferromagnétique non couplée. De plus le rapport propagation/nucléation n'est pas le même dans les deux sens de renversement : dans la branche difficile, la nucléation joue un rôle plus important que dans la branche facile. Afin de valider ces conclusions issues de mesures macroscopiques de l'aimantation, nous avons effectué des mesures de l'aimantation locale par microscopie Kerr.

### 3.3.3 Microscopie Kerr résolue en temps

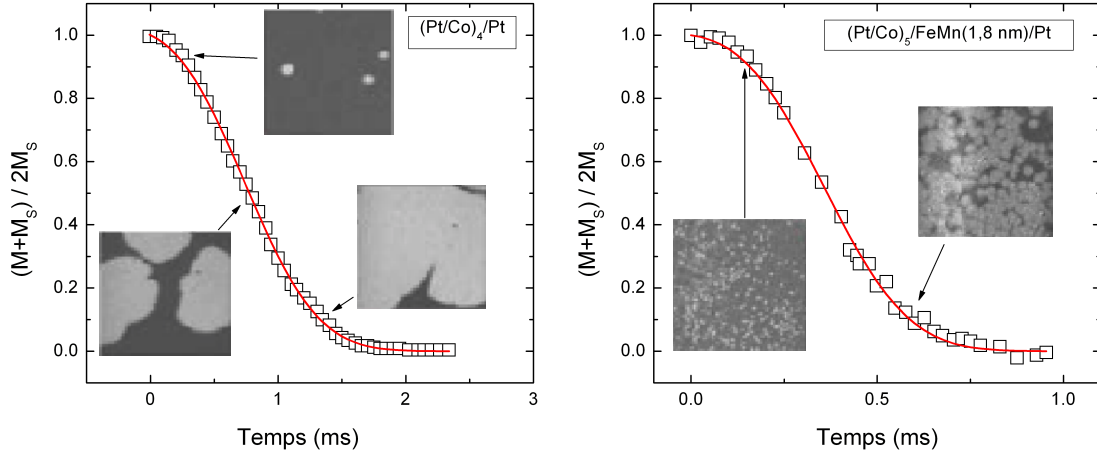
Cette sous-section présente les images obtenues par microscopie Kerr résolue en temps pour des multicouches  $(Pt/Co)_n$  couplée à un antiferromagnétique : FeMn ou IrMn. Ces mesures relativement lentes sont effectuées en mode pompe-sonde en utilisant un électroaimant comme source de champ magnétique et une lampe flash au Xe comme source de photons.

#### Multicouches (Pt/Co) couplées à FeMn

Dans les échantillons à décalage d'échange présentés précédemment, la forte épaisseur de la couche de FeMn (13 nm) est la cause d'une forte absorption de la lumière incidente. Le rapport signal sur bruit obtenu avec ces échantillons est trop faible pour obtenir des images exploitables en microscopie Kerr. L'aimantation d'une multicouche  $(Pt/Co)_4/FeMn$  (1,8 nm), dans laquelle la couche de FeMn est suffisamment fine pour ne pas trop dégrader le rapport signal sur bruit a pu être imagée. Du fait de la faible épaisseur de FeMn, cette multicouche ne présente pas de décalage d'échange. Les courbes de relaxation et les images Kerr obtenues pour



cette multicouche  $(\text{Pt/Co})_4/\text{FeMn}$  (1,8 nm) et pour une multicouche  $(\text{Pt/Co})_4$  sans antiferromagnétique sont présentées dans la figure 3.10.



**Figure 3.10** – Relaxation de l’aimantation et imagerie Kerr correspondante pour  $(\text{Pt/Co})_4$  (à gauche) et  $(\text{Pt/Co})_4/\text{FeMn}(1,8 \text{ nm})$  (à droite). Le champ de vue des images est d’environ  $205 \mu\text{m}$ .

Les deux courbes de relaxation ont une forme de S, traduisant un renversement essentiellement dû à la propagation de parois. L’ajustement de ces données avec le modèle de Fatuzzo donne des valeurs de  $k$  de l’ordre de 20. La microscopie Kerr permet de voir que, même si la forme des courbes de relaxation et les valeurs de  $k$  sont similaires, la densité de nucléation est plus importante en présence de FeMn. Ainsi, même si l’épaisseur de la couche de FeMn est trop faible pour que le FeMn engendre un décalage d’échange, la présence de frustration magnétique à l’interface F/AF augmente la densité de nucléation.

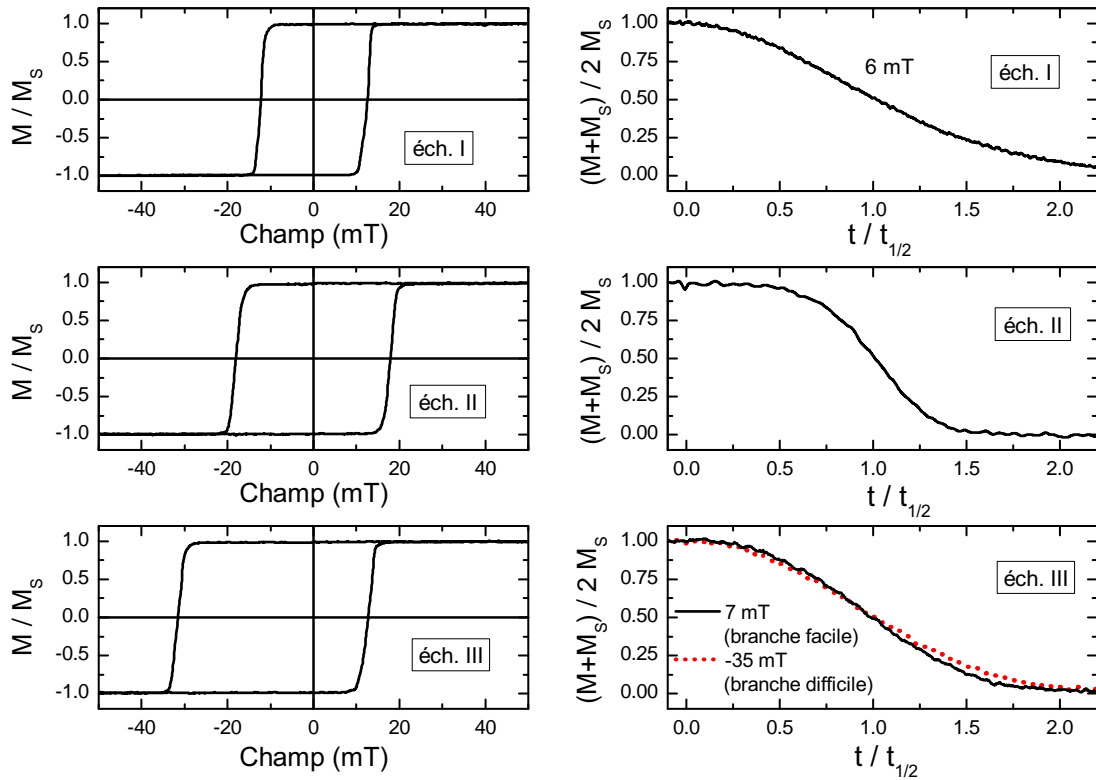
Pour avoir accès à la structure en domaines dans les échantillons à décalage d’échange, nous avons mesuré des multicouches  $(\text{Pt/Co})_5/\text{Pt}(t_{Pt})/\text{IrMn}(t_{IrMn})$  dans lesquelles la couche antiferromagnétique est plus mince que celle de FeMn et absorbe donc moins la lumière [84].

### Multicouches (Pt/Co) couplées à IrMn

Trois échantillons du type  $(\text{Pt/Co})_5/\text{Pt}(t_{Pt})/\text{IrMn}(t_{IrMn})$  sont présentés dans cette partie :

- Échantillon I :  $t_{Pt} = 0,4 \text{ nm}$  ;  $t_{IrMn} = 2 \text{ nm}$  ;  $H_E = 0 \text{ mT}$
- Échantillon II :  $t_{Pt} = 2 \text{ nm}$  ;  $t_{IrMn} = 5 \text{ nm}$  ;  $H_E = 0 \text{ mT}$
- Échantillon III :  $t_{Pt} = 0,4 \text{ nm}$  ;  $t_{IrMn} = 5 \text{ nm}$  ;  $H_E = 9,5 \text{ mT}$

Le décalage d’échange dans les multicouches avec IrMn est moins important qu’avec FeMn. Ceci peut être dû à la plus faible anisotropie de l’IrMn, aussi bien qu’à des effets de taille de grains de l’antiferromagnétique. Les courbes d’hystérésis en régime quasistatique de ces trois échantillons ainsi que leurs courbes de relaxation normalisées par  $t_{1/2}$  sont présentées dans la figure 3.11.

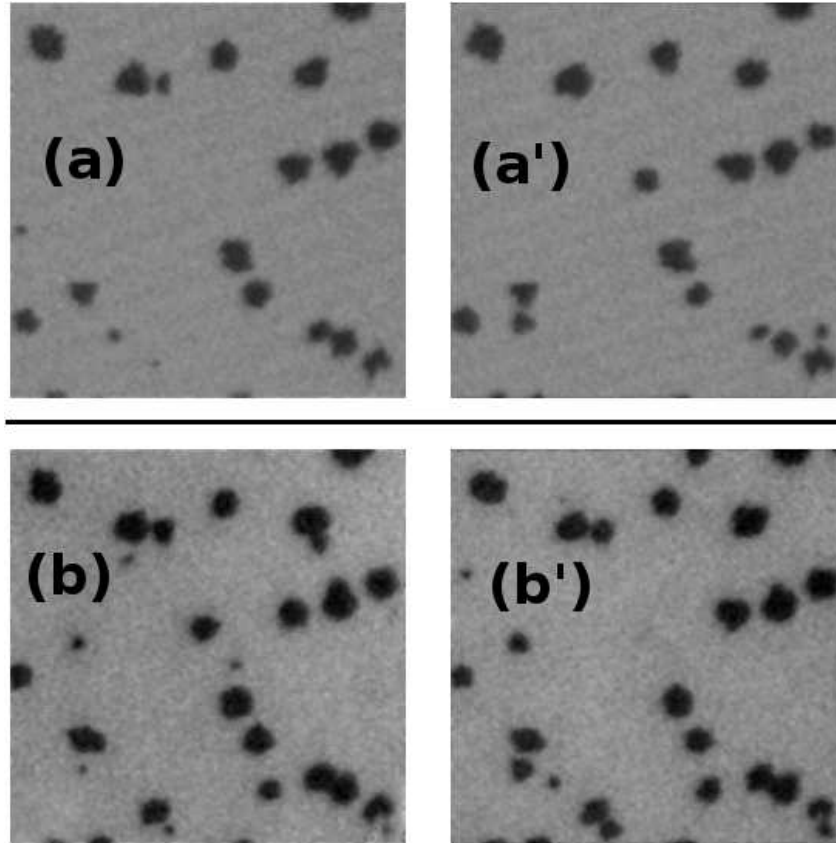


**Figure 3.11** – Cycles d’hystérésis en régime quasistatique et relaxation de l’aimantation pour les échantillons I, II, et III (de haut en bas).

Contrairement aux multicouches (Pt/Co)<sub>5</sub> couplées à FeMn, toutes les courbes de relaxation ont ici une forme de S. Les valeurs du paramètre  $k$  obtenues par ajustement des données expérimentales au modèle de Fatuzzo sont supérieures à 1 pour les trois échantillons. Ceci montre que dans tous les échantillons couplés à IrMn, le renversement de l’aimantation est dominé par la propagation de parois. Pour l’échantillon III à décalage d’échange, les valeurs de  $k$  obtenues sont de 12 pour la branche difficile et de 90 pour la branche facile. Ceci indique que la densité de nucléation est plus importante lorsque le décalage d’échange s’oppose au renversement, et confirme les résultats obtenus sur les multicouches couplées à FeMn.

Des images de microscopie Kerr « monocoup » obtenues pour l’échantillon III en utilisant une seule impulsion lumineuse sont présentées dans la figure 3.12 avec deux valeurs de champ (20 et 57 mT). Le contraste magnéto-optique avec ces échantillons est suffisant pour imager la structure en domaines en n’utilisant qu’une seule impulsion de photons. Les images (a) et (a’) ainsi que (b) et (b’) ont été acquises au même instant après l’application du champ magnétique, mais pour deux renversements différents. On peut remarquer dans ces images que la forme des domaines est irrégulière, ce qui indique que la propagation de paroi est thermiquement activée [85]. On observe aussi que les domaines nucléés ne sont pas exactement les mêmes d’un renversement à l’autre. Ceci montre que la nucléation est aussi thermiquement activée, et que les centres de nucléation ayant une barrière d’énergie proche

de l'énergie thermique ne sont pas nucléés à chaque retournement. Les centres de nucléation ayant une énergie de barrière plus basse sont ceux qui sont renversés à chaque retournement.

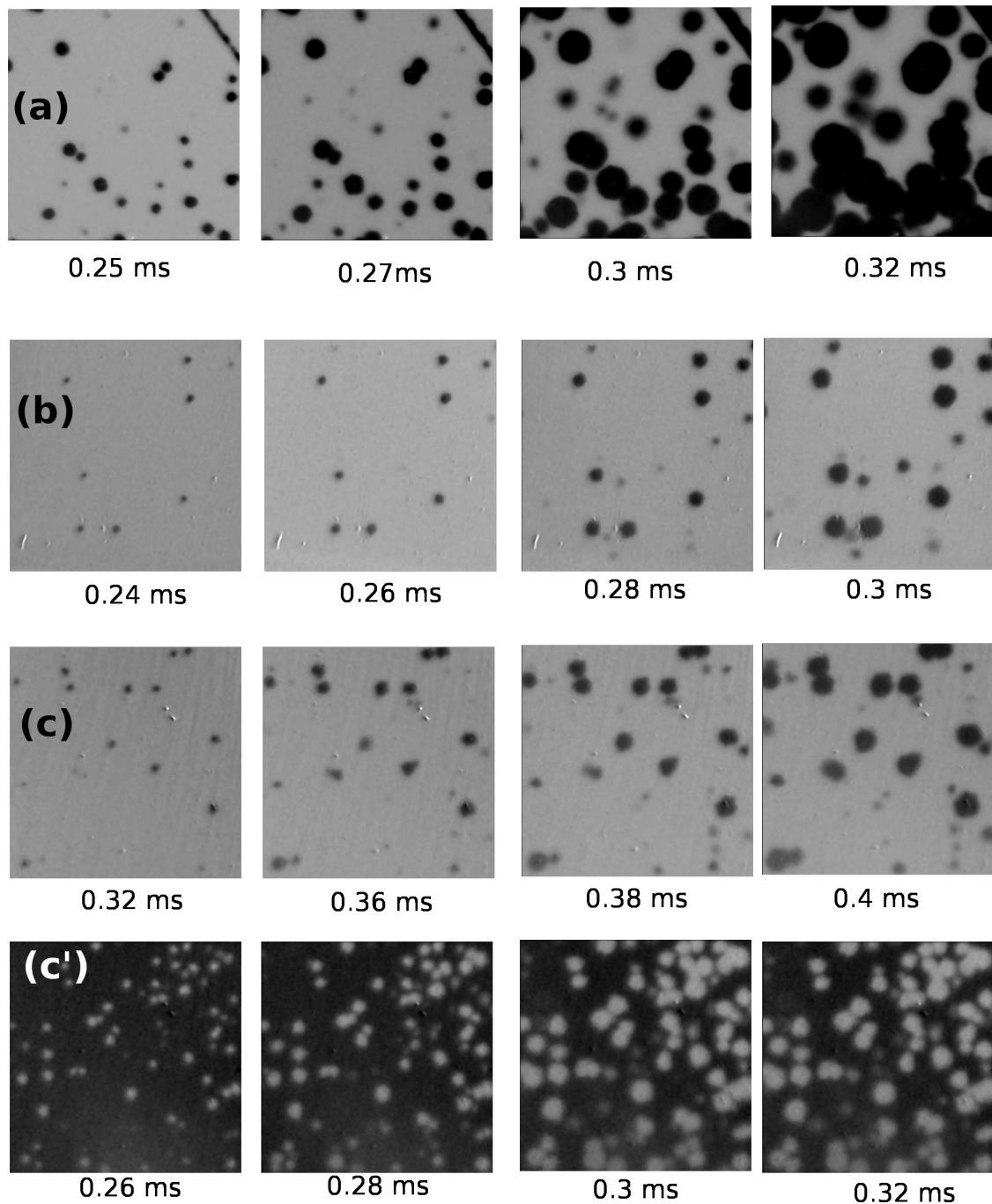


**Figure 3.12** – Images « monocoup » pour l'échantillon  $(\text{Pt/Co})_5/\text{Pt}(0,2 \text{ nm})/\text{IrMn}(5 \text{ nm})$  avec un champ de 20 mT (a) et (a') et un champ de 57 mT (b) et (b'). La durée d'application du champ magnétique est de l'ordre d'une milliseconde. Le champ de vue est de 250  $\mu\text{m}$ .

Le nombre de domaines renversés est plus important pour un champ de 57 mT ((b) et (b')) que pour un champ de 20 mT ((a) et (a')). Ceci indique aussi qu'une distribution de barrières d'énergie de nucléation est présente. En effet, l'application d'un champ plus fort permet de franchir des barrières d'énergie plus hautes et donc augmente le nombre de domaines renversés.

Afin de moyenniser ces effets statistiques dûs aux distributions de barrières d'énergie, nous avons mesuré des images en intégrant 15 impulsions de photons, et donc 15 renversements de l'aimantation différents. Les images de la relaxation de l'aimantation sous champ constant sont présentées dans la figure 3.13 pour les trois échantillons.

Les images de la structure en domaines en fonction du temps montrent que pour tous les échantillons  $(\text{Pt/Co})_5/\text{Pt}(t_{Pt})/\text{IrMn}(t_{IrMn})$ , le renversement débute par la nucléation de quelques domaines puis que la propagation des parois renverse l'aimantation du reste des échantillons. Dans ces images (moyennes de 15 renversements

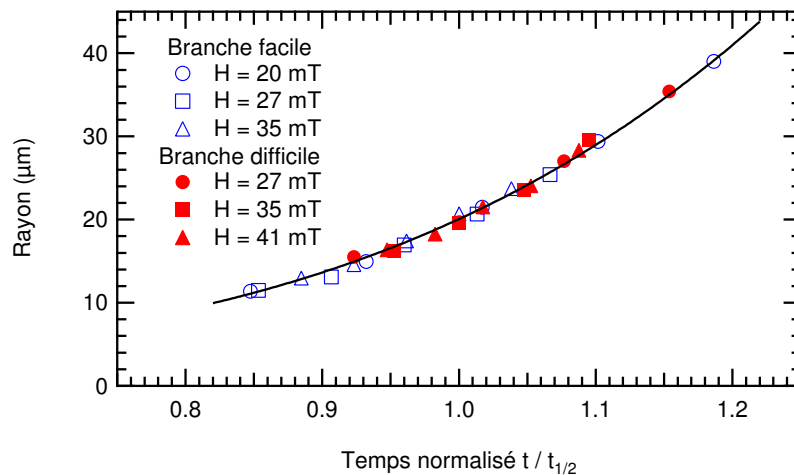


**Figure 3.13** – Relaxation de l'aimantation imagée par microscopie Kerr résolue en temps pour les échantillons I (a) avec un champ de 25 mT, II avec un champ de 35 mT (b), et les deux sens de renversement pour l'échantillon III (branche facile en (c) champ appliqué de 27 mT, branche difficile en (c') champ appliqué de 41 mT). Le champ magnétique est appliqué pendant une durée d'environ une milliseconde. Le champ de vue est de  $250 \mu\text{m}$ .

de l'aimantation), les domaines apparaissent bien circulaires. Ceci montre que la vitesse moyenne des parois est isotrope et que la moyenne de 15 renversement suffit à lisser les inhomogénéités liées à la reptation de parois.

Les champs appliqués pour les mesures présentées dans la figure 3.13 sont tels que le temps caractéristique du renversement soit de quelques dixièmes de millisecondes. On peut remarquer pour l'échantillon III à décalage d'échange que pour un même temps de renversement, le nombre de domaines diffère d'un facteur 4 selon le sens du champ appliqué. Ceci montre que le renversement dans cet échantillon est asymétrique : le mode de renversement diffère selon son sens.

L'analyse des images de microscopie Kerr mesurées à différents instants du retournement pour différentes valeurs du champ permet de connaître la vitesse moyenne des parois ainsi que la densité de nucléation en fonction du champ appliqué. Des séries d'images pour différentes valeurs de champ appliqué ont été acquises pour les trois échantillons. Chaque image a été rendue binaire par un algorithme de seuillage : les pixels dont la valeur est supérieure au seuil sont mis à 1, les autres sont mis à 0. Ces images binaires sont ensuite traitées par un algorithme d'analyse en particules. Une particule est un ensemble de pixels adjacents ayant la même valeur et correspond donc à un domaine magnétique. Le programme utilisé permet ensuite de calculer l'aire  $A$  et le périmètre  $P$  des domaines. Comme la vitesse moyenne des parois est isotrope, les domaines magnétiques sont circulaires. Ainsi le rapport  $A/2P$  est égal au rayon  $r$  des domaines. Le rayon moyen des domaines en fonction du temps normalisé par le temps caractéristique du renversement est présenté dans la figure 3.14.

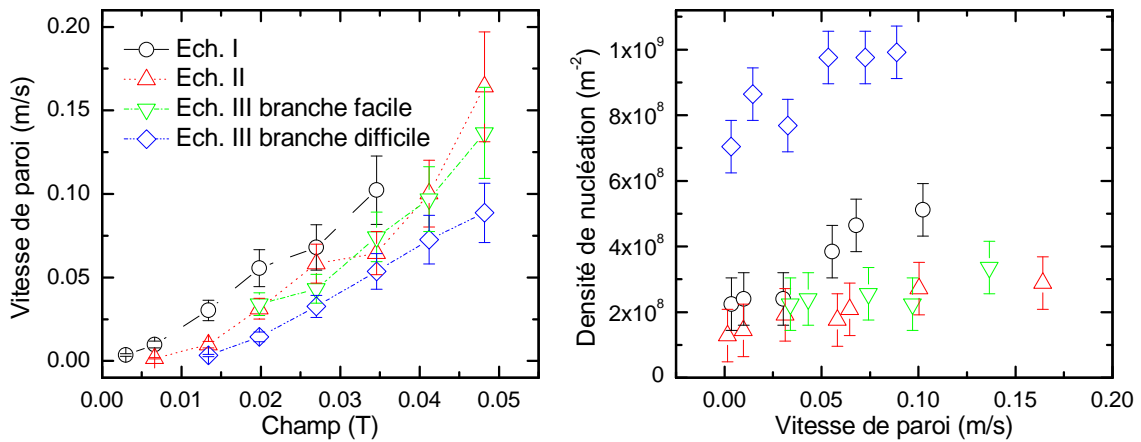


**Figure 3.14** – Rayon moyen des domaines magnétiques en fonction du temps normalisé. La ligne continue est un repère visuel sans justification physique.

L'évolution du rayon  $r$  des domaines en fonction du temps n'est pas linéaire. En particulier, le rayon des domaines s'accroît d'autant plus vite que les domaines sont grands. Nous attribuons cet effet à l'énergie de paroi. En effet, si un domaine s'agrandit d'une aire  $\delta V$ , l'accroissement de longueur de paroi  $\delta P$  est d'autant plus grand que le domaine est petit. Ainsi, pour un même gain d'énergie Zeeman, le surcoût d'énergie dû aux parois est d'autant plus grand que le domaine est petit. Cet effet va donc « freiner » l'expansion des domaines lorsque ceux-ci sont petits.

On peut aussi noter, que l'extrapolation à taille de domaines nulle donne un temps non nul. Ce temps correspond à un délai de la nucléation.

La dérivée du rayon  $r$  des domaines en fonction du temps correspond à la vitesse des parois. Comme la vitesse de paroi n'est pas une fonction linéaire du temps, la dérivée  $dr/dt$  n'est pas une constante. Pour avoir une définition commune pour chaque échantillon, nous avons extrait la vitesse de paroi de la pente  $dr/dt$  lorsque les domaines ont atteint une taille de  $20 \mu\text{m}$ . Cette définition n'est qu'une convention, les barres d'erreur sur la vitesse de paroi prennent en compte la non linéarité de  $r$  en fonction de  $t$ . La vitesse de paroi en fonction du champ pour les trois échantillons est présentée sur la figure 3.15(a).



**Figure 3.15** – Vitesse de paroi en fonction du champ pour les trois échantillons  $(\text{Pt}/\text{Co})_n/\text{Pt}/\text{IrMn}$  (a). Variation de la densité de nucléation en fonction de la vitesse de paroi (b).

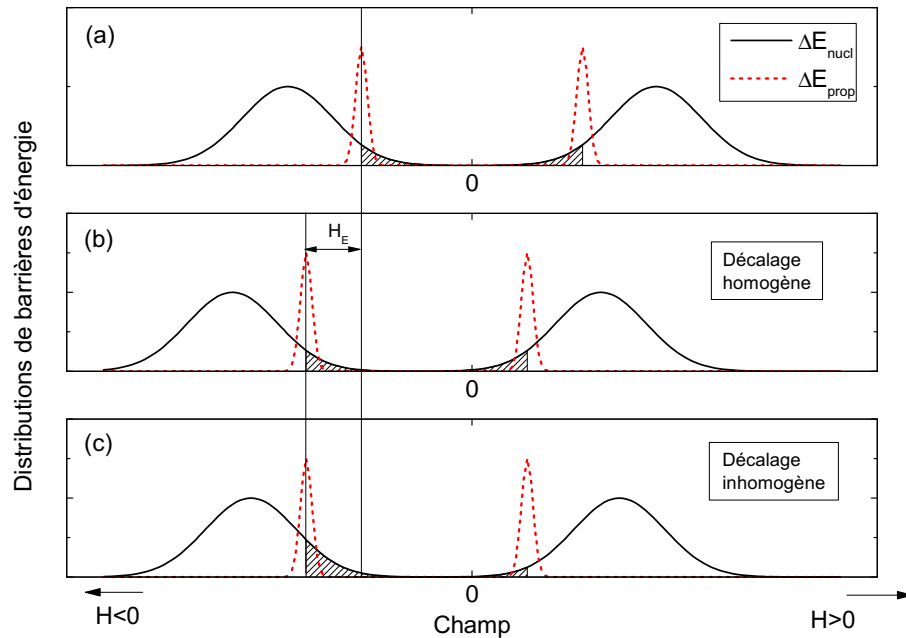
La vitesse de parois n'est pas linéaire en fonction du champ. Cela confirme bien que la propagation se fait dans le régime thermiquement activé. Pour comparer les densités de nucléation dans les deux branches du renversement pour l'échantillon III à décalage d'échange, nous devons définir des champs équivalents. Nous considérons deux champs comme équivalents si ils conduisent à la même vitesse de paroi. Ainsi les densités de nucléations ont été tracées dans la figure 3.15(b) en fonction de la vitesse de paroi. La densité de nucléation dans la branche difficile est, pour des vitesses de parois équivalentes, environ quatre fois plus grande que dans la branche facile. Cette asymétrie varie beaucoup selon les régions sondées dans l'échantillon. Pour différentes séries de mesures à différents endroits de l'échantillon, nous trouvons une asymétrie allant de 2 à 5 fois plus de domaines dans la branche difficile que dans la branche facile. Notez qu'un autre critère pour choisir deux champs équivalents est  $H_{eq} = |H - H_E|$ . La même asymétrie en densité de nucléation se retrouve en utilisant ce critère.

Ainsi, la microscopie Kerr résolue en temps permet de quantifier l'asymétrie du renversement de l'aimantation dans les échantillons à décalage d'échange. La section suivante présente une explication permettant de comprendre cette asymétrie.

### 3.4 Interprétation de l'asymétrie

L'asymétrie du renversement de l'aimantation dans les échantillons à décalage d'échange se manifeste par une densité de nucléation plus élevée dans la branche difficile que dans la branche facile. Les inhomogénéités du couplage F/AF peuvent expliquer cet effet.

La figure 3.16 présente schématiquement les distributions des barrières d'énergie associées à la nucléation (traits pleins) et à la propagation de parois (pointillés). Dans un échantillon pour lequel le renversement est dominé par la propagation de parois, la barrière d'énergie moyenne de propagation  $\Delta E_{prop}$  est plus basse que la barrière d'énergie moyenne de nucléation  $\Delta E_{nucl}$ . On suppose aussi que la distribution d'énergies de barrière associées à la nucléation est plus large que la distribution d'énergies de barrière de propagation.



**Figure 3.16** – Explication schématique de l'asymétrie du renversement de l'aimantation. (a) Échantillon sans décalage d'échange. (b) Décalage homogène. (c) Décalage inhomogène.

La figure 3.16(a) présente les barrières d'énergie pour la nucléation et la propagation en l'absence de décalage d'échange. Les barrières d'énergie sont alors symétriques par rapport au champ nul. Lorsqu'un champ magnétique positif croissant est appliqué, les centres de nucléation avec la plus basse barrière d'énergie (ceux correspondant à la queue de la distribution) sont renversés. Lorsque la valeur du champ appliqué est suffisant pour franchir la barrière d'énergie moyenne de propagation, les parois de domaine se propagent jusqu'à la saturation de l'aimantation. Ainsi, les centres de nucléations qui se sont retournés sont ceux qui ont une barrière d'énergie de nucléation inférieure à la barrière d'énergie de propagation (région hachurée sur la figure 3.16). En champ négatif, le même nombre de centres de nucléation est retourné car les deux distributions d'énergie de barrière sont symétriques.



Le décalage d'échange peut être considéré comme un décalage des barrières d'énergie  $\Delta E_{prop}$  et  $\Delta E_{nucl}$ . Deux cas sont alors possibles : un décalage homogène (figure 3.16(b)) ou inhomogène (figure 3.16(c)). Dans le cas d'un décalage d'échange homogène, les barrières d'énergie de propagation et de nucléation sont décalées de la même valeur par rapport au champ nul (voir figure 3.16(b)). Le raisonnement est le même que pour un échantillon sans décalage d'échange, et le nombre de domaines nucléés (proportionnel à la partie grisée de la distribution de  $\Delta E_{nucl}$ ) sera le même dans les deux sens du renversement. Par contre, si l'on considère un décalage d'échange inhomogène, la distribution de  $\Delta E_{nucl}$  sera moins décalée que la distribution de  $\Delta E_{prop}$  (voir figure 3.16(c)). En effet, comme les centres de nucléation correspondent à des défauts de l'échantillon, le décalage d'échange au niveau de ces centres de nucléation doit être différent du décalage d'échange dans le reste de l'échantillon. Dans ce cas, en champ positif, dès que les premiers centres de nucléation seront renversés, le champ sera suffisamment intense pour renverser le reste de l'échantillon par propagation de paroi. Par contre, lorsque le champ s'oppose au décalage d'échange, le nombre de domaines nucléés sera plus important.

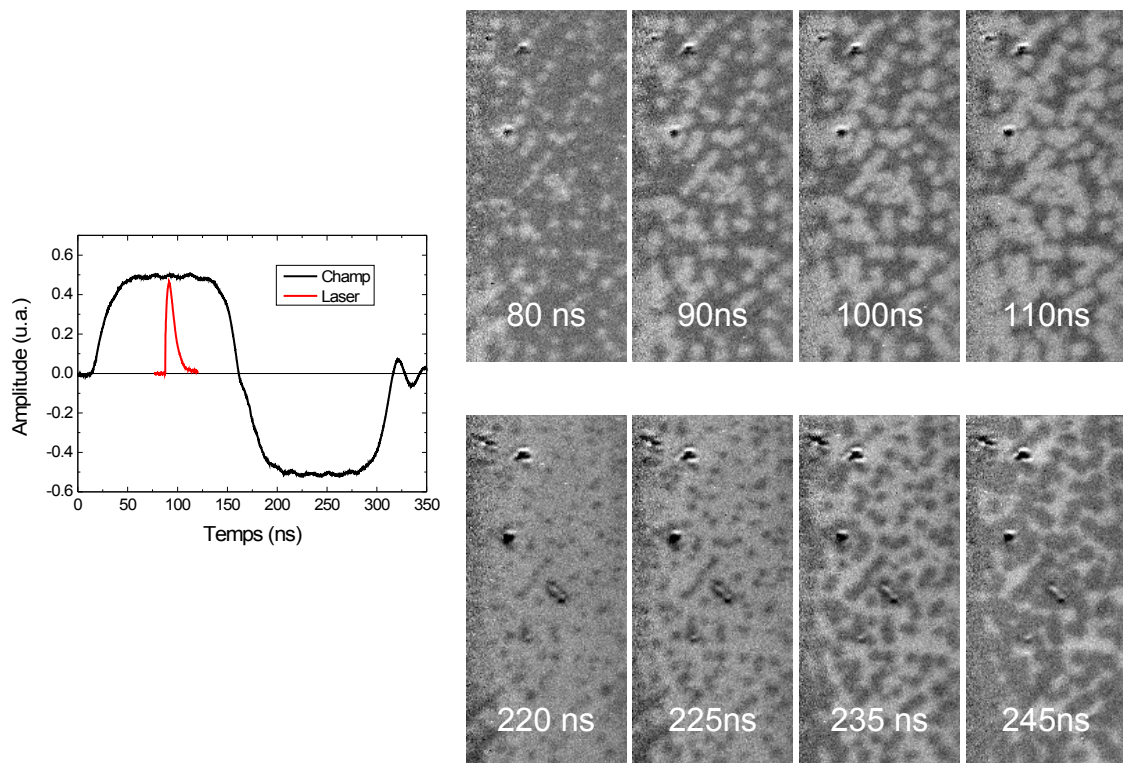
### 3.5 Conclusion

Le renversement de l'aimantation de multicouches  $(\text{Pt/Co})_n/\text{Pt}/\text{AF}$  à anisotropie perpendiculaire a été étudié par effet Kerr. Les mesures macroscopiques de l'aimantation dans le régime quasi-statique ont montré que l'anisotropie perpendiculaire et le décalage d'échange dépendent fortement de la présence et de l'épaisseur de l'intercalaire de Pt entre  $(\text{Pt/Co})_n$  et la couche antiferromagnétique.

Le mode de renversement varie en présence d'une interface F/AF. Les frustrations magnétiques à l'interface augmentent la densité de centres de nucléation. De plus une asymétrie du renversement est présente : à cause d'une interaction d'échange non homogène à l'interface F/AF, la densité de nucléation est plus forte pour des champs dans la direction antiparallèle à celle du décalage d'échange.

La suite de ce travail concernera l'étude de ces effets pour des temps de renversement de l'ordre de quelques nanosecondes. Les premières mesures ont pu être effectuées à la fin de ma thèse et ne sont pas encore complètement analysées. La figure 3.17 présente les premiers résultats de microscopie Kerr « rapide » sur l'échantillon III. Les impulsions de champ appliqué sont générées par une microbobine associée à une alimentation de courant pulsé. L'utilisation d'une impulsion bipolaire permet de sonder les deux sens de renversements. On peut remarquer dans cette figure que la densité de nucléation est bien plus importante que lors de mesures plus lentes. De plus l'asymétrie semble moins prononcée qu'à plus basse vitesse de renversement. Toutefois, la petite taille des domaines et le rapport signal sur bruit plus faible que lors des mesures « lentes » rendent plus difficile l'analyse quantitative de ces images.





**Figure 3.17** – Microscopie Kerr « rapide » pour l'échantillon III à décalage d'échange. L'impulsion de champ appliqué et l'impulsion laser sont présentées dans le graphe de gauche. Les images ( $250 \times 50 \mu\text{m}^2$ ) du retournement de l'aimantation sont présentées à droite. La branche facile du retournement est présentée en haut, la branche difficile en bas.

---

# Renversement de l'aimantation dans des jonctions tunnel magnétiques

---

Ce chapitre décrit le retournement de l'aimantation dans des tricouches ferromagnétique/non-magnétique/ferromagnétique (FM/NM/FM). Les deux couches ferromagnétiques ont des coercitivités différentes. On appellera couche « dure » la couche avec le champ coercitif le plus grand et couche « douce » la couche de plus faible coercitivité. L'intérêt de tels empilements est principalement lié à la spintro-nique puisqu'ils sont utilisés dans les vannes de spin et les jonctions tunnel magnétiques.

Des vannes de spin Co/Cu/FeNi ont déjà été largement étudiées dans notre groupe par des mesures Kerr, XMCD, et PEEM résolues en temps [86]. Dans ces tricouches, le champ de fuite des parois de domaines d'une couche a une influence sur l'aimantation de l'autre couche. Ainsi, Thomas *et al* ont montré, pour des tricouches CoPtCr/NM/FeNi, que la couche dure se désaimante lorsque l'aimantation de la couche douce est renversée plusieurs fois [87]. Cet effet a été attribué au large champ de fuite créé par les parois de la couche douce [88]. Pour des tricouches Co/Cu/FeNi, le groupe de Bland a montré que le champ de fuite des parois est à l'origine de domaines magnétiques « miroirs » dans les deux couches ferromagnétiques [89]. Dans ces tricouches déposées sur substrat plat, le renversement de l'aimantation n'est pas reproductible, ce qui se traduit par des dégradés de gris sur les images obtenus par microscopie PEEM [86]. Pour avoir un renversement plus reproductible, des tricouches déposées sur des substrats à accumulation de marches ont été étudiées au cours de cette thèse.

Pour des couches FM/NM/FM déposées sur des substrats à accumulation de marches, la structure en terrasses induite par la topographie du substrat est à l'origine de deux importantes propriétés magnétiques : la forme allongée des terrasses est responsable d'une forte anisotropie uniaxiale, et la présence de marches entre les terrasses induit une interaction magnétostatique entre les deux couches FM qui fa-

vorise un alignement parallèle de leurs aimantations (couplage peau d'orange). Des mesures de dichroïsme magnétique circulaire des rayons X résolues en temps ont montré que le couplage entre couches est plus faible dans le cas de champ appliqués dans la gamme de temps autour de la nanoseconde que dans les conditions quasi-statiques [26]. Ce comportement a été attribué au différent mode de retournement dans des conditions dynamiques, où le retournement est dominé par la nucléation de domaines inverses aux centres des terrasses et est donc moins sensible au couplage, qui est localisé au niveau des marches entre terrasses [90]. Plus récemment les mesures PEEM résolues en temps ont montré que la structure en domaines dans la couche douce de permalloy est déterminé par la compétition entre anisotropie magnétique et couplage magnétostatique, deux propriétés fortement liées à la topologie des couches.

Les systèmes étudiés dans ce chapitre sont des jonctions tunnel magnétiques Co/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi dont l'élaboration est décrite dans la section 4.1. Je montrerai dans la section 4.2 que la topographie de ces tricouches (responsable du couplage « peau d'orange ») a une forte influence sur le renversement de l'aimantation. L'influence des parois d'une couche FM sur le retournement de l'autre couche FM a aussi été étudiée, et est présentée dans la section 4.4. En particulier, la présence d'une paroi dans la couche dure de la tricouche facilite localement le retournement de l'aimantation de la couche douce.

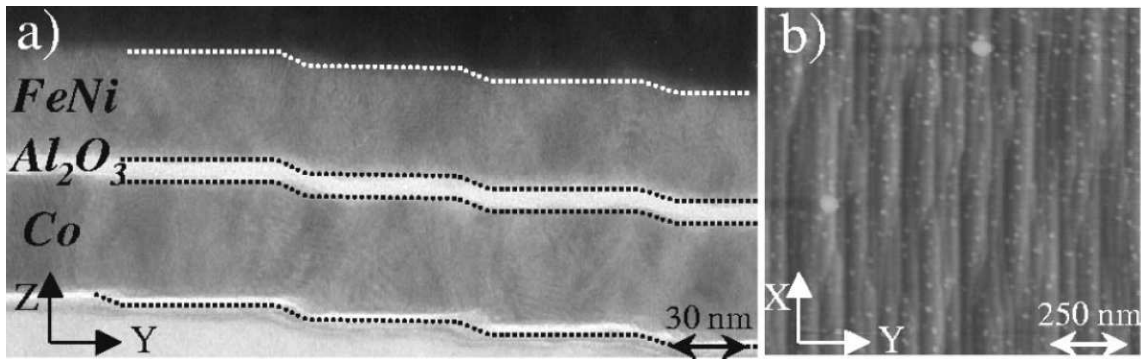
## 4.1 Préparation des échantillons

Les jonctions tunnel magnétiques Co/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi ont été élaborées à l'Unité Mixte de Physique CNRS/Thales. Les échantillons ont été déposés sur des substrats de silicium à accumulation de marches [91]. La topographie de ces substrat est constituée de terrasses séparées par des marches dont les dimensions dépendent de l'angle de désorientation du substrat. Les terrasses ont une forme ellipsoïdale avec un fort rapport d'aspect (de l'ordre de 10, les terrasses sont fortement allongées). Les couches déposées sur le substrat ont la même topographie que ce dernier, comme le montre la figure 4.1.

Les matériaux ont été déposés par pulvérisation cathodique DC. Les tricouches étudiées au cours de cette thèse ont été déposées de la façon suivante :

- dépôt de 3 nm de cobalt ;
- oxydation du cobalt ;
- dépôt de 7 nm de cobalt sur l'oxyde de cobalt ;
- dépôt de 2 nm d'aluminium ;
- oxydation de l'aluminium pour créer la barrière isolante d'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ;
- dépôt de 4 nm permalloy ;
- dépôt d'une couche de protection (3 nm d'aluminium).

Les échantillons Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(4 nm)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(2,6 nm)/Co(7 nm)/CoO(3 nm) ont été déposés sur des substrats de silicium (111) découpés selon la direction  $(\bar{2}11)$ . Ce type de substrat, après traitement thermique, présente une surface à accumulation de marches. Nous avons étudié des échantillons déposés sur trois substrats avec trois



**Figure 4.1** – (a) Image de microscopie électronique en transmission des jonctions tunnel magnétiques FeNi/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co (en coupe). (b) Image de microscopie à force atomique (AFM) de ces échantillons (vue de dessus).

angles de désorientation différents : 4, 6, et 8°. Ces trois échantillons seront nommés I, II, et III respectivement. La largeur moyenne des terrasses pour ces trois échantillons est respectivement de 60, 40 et 20 nm, tandis que la hauteur moyenne des marches vaut 5, 4, et 3 nm. La longueur des terrasses est d'environ 1  $\mu$ m. Il est à noter que les marches forment un angle d'environ 60° avec la normale au plan de l'échantillon (voir figure 4.1.a). La topographie de ces échantillons a une forte influence sur leurs propriétés magnétiques ; cette influence est décrite dans la sous-section suivante.

La couche antiferromagnétique de CoO permet d'augmenter la coercitivité de la couche de Co, par le couplage F/AF à l'interface. Ainsi, les deux couches ferromagnétiques (Co et FeNi) ont des champs coercitifs bien différents, comme le montre la section suivante.

## 4.2 Influence de la topographie sur le renversement de l'aimantation

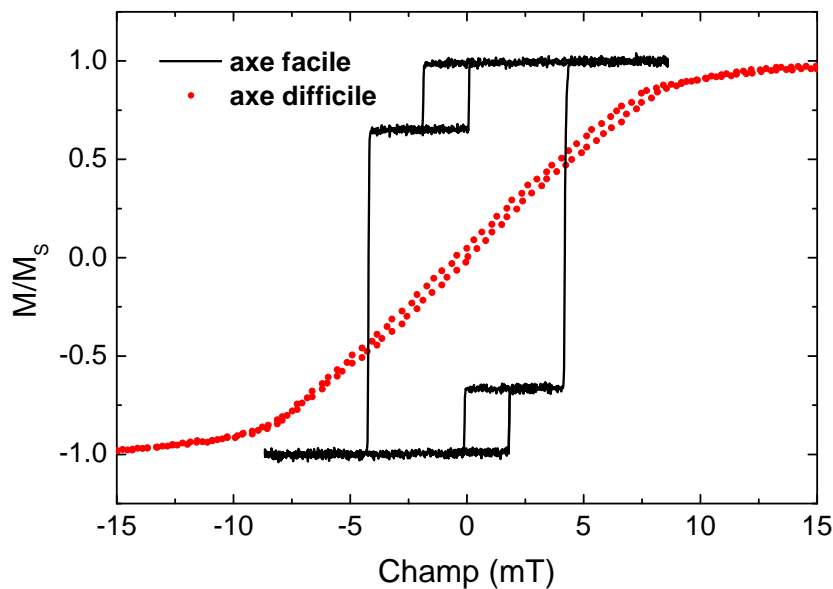
L'influence de la topographie sur le renversement de l'aimantation a été étudié par des mesures macroscopiques (effet Kerr) et microscopiques (PEEM) dans les trois échantillons décrits précédemment. Cette section présente les résultats de ces mesures et propose une explication du rôle de la topographie sur le renversement de l'aimantation.

### 4.2.1 Cycles d'hystérésis à basse fréquence

La mesure des cycles d'hystérésis permet de nous renseigner sur l'anisotropie des échantillons, sur le couplage entre les deux couches ferromagnétiques et sur les processus responsables du retournement de l'aimantation.

## Anisotropie

Les cycles d'hystérésis en conditions quasistatiques ont été mesurés par effet Kerr longitudinal (en utilisant le montage décrit dans la section 1.1.2). Les cycles d'hystérésis mesurés selon les directions parallèles et perpendiculaires au grand axe des terrasses (respectivement  $x$  et  $y$  sur la figure 4.1(b)) pour l'échantillon II sont présentés sur la figure 4.2. Le cycle d'hystérésis dans la direction  $y$  (perpendiculaire au grand axe des terrasses) présente les caractéristique d'un axe difficile (coercitivité proche de zéro), tandis que la direction  $x$  (parallèle au grand axe des terrasses) est un axe facile. Pour les cycles dans la direction de facile aimantation, on distingue nettement deux sauts de l'aimantation. Le saut à plus faible champ correspond au renversement de l'aimantation de la couche de permalloy tandis que le saut à plus haut champ concerne la couche de cobalt.



**Figure 4.2** – Cycles d'hystérésis de la jonction tunnel magnétique avec  $6^\circ$  de désorientation. En traits pleins, le champ est appliqué parallèlement au grand axe des terrasses (direction  $x$ ). En pointillés, le champ est appliqué selon le petit axe des terrasses (direction  $y$ ). Le taux de variation du champ appliqué est ici de 400 mT/s, le balayage du cycle complet dure environ 0,1 s.

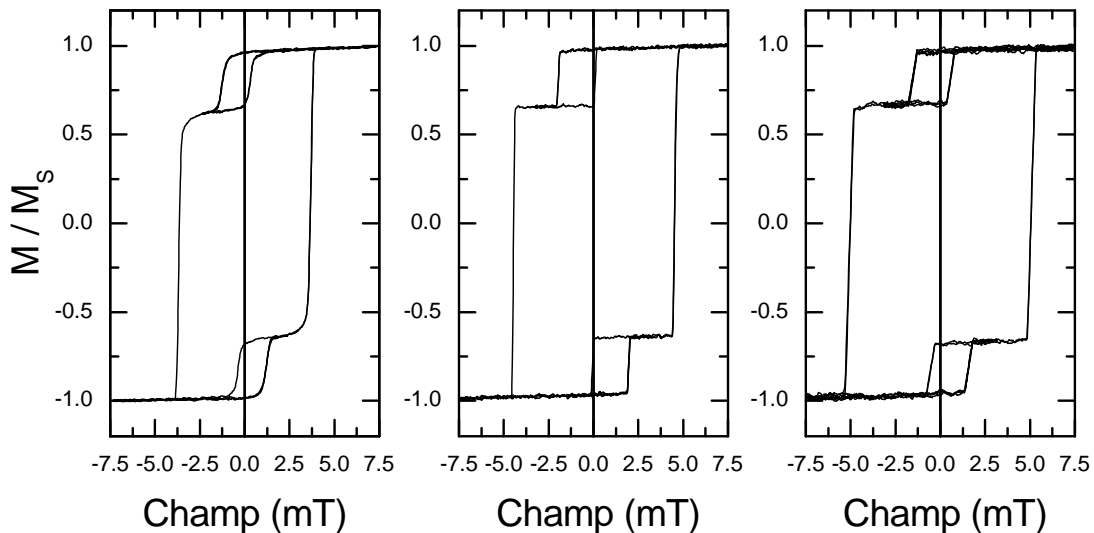
Les trois échantillons ont leur axe de facile aimantation aligné avec le grand axe des terrasses. Cette anisotropie est induite par la topographie des échantillons. Il s'agit d'une anisotropie de forme, due à la forme allongée des terrasses. Il est plus favorable pour le système d'avoir son aimantation parallèle aux marches plutôt que perpendiculaire à celles-ci. La direction de facile aimantation est alors celle qui minimise le nombre de marches perpendiculaire à l'aimantation, c'est à dire la direction du grand axe des terrasses.

### Couplage intercouches

Afin d'étudier le couplage entre les deux couches ferromagnétiques, nous avons mesuré les cycles mineurs du permalloy selon l'axe de facile aimantation. Lors de cette mesure, le champ est appliqué selon la procédure suivante :

- Champ fort négatif : les deux couches sont saturées dans la direction  $\downarrow$  ;
- Rampe de champ de pente positive : l'aimantation du FeNi se renverse vers la direction  $\uparrow$ , les deux couches ont des aimantations antiparallèles ;
- Rampe de champ négatif : l'aimantation du FeNi se renverse vers la direction  $\downarrow$ . Ainsi le cycle mineur du FeNi est décrit ;
- Rampe de pente positive, l'aimantation du FeNi se retourne une seconde fois. Ensuite l'aimantation du Co se renverse. Au maximum du champ appliqué les deux couches sont saturées dans la direction  $\uparrow$  ;
- Même procédure pour l'autre branche du cycle.

Les cycles d'hystérésis complets (avec les cycles mineurs du permalloy) sont présentés pour les trois échantillons dans la figure 4.3.



**Figure 4.3** – Cycles d'hystérésis des jonctions tunnel magnétiques pour trois angles de désorientation différents (de gauche à droite  $4^\circ$ ,  $6^\circ$  et  $8^\circ$ ). Le taux de variation du champ appliqué est ici de 100 mT/s, le balayage du cycle facile dure environ 0,25 s.

Les cycles mineurs de la couche de permalloy ne sont pas centrés par rapport au champ nul. En effet, le champ nécessaire pour retourner l'aimantation du permalloy dans la direction opposée à celle du cobalt est supérieur au champ nécessaire pour la rendre parallèle à l'aimantation du cobalt. L'état le plus stable est donc celui où les deux aimantations sont parallèles. Ceci indique un couplage de type ferromagnétique entre Co et FeNi. Du fait de l'épaisseur de la barrière d'alumine, ce couplage est de type « peau d'orange » dont l'origine est la topographie corrélée de ces deux couches (cf sous-section 2.3.2).

### Mode de renversement de l'aimantation

La forme des cycles mineurs de FeNi sur la figure 4.3 est très différente selon l'angle de désorientation des différents substrats (4, 6, ou 8°). Pour l'échantillon I, les cycles mineurs du FeNi sont très arrondis. Ce comportement est révélateur d'un renversement de l'aimantation où la nucléation de domaines joue un rôle important. En effet, le renversement commence au champ suffisant pour retourner le centre de nucléation avec la plus faible barrière d'énergie, et de nouveaux centres de nucléation (avec de plus grandes barrières d'énergie) sont retournés jusqu'à ce que le champ appliqué soit suffisant pour dépiéger les parois. La distribution de barrières d'énergie de nucléation entraîne une transition assez large en champ.

Les échantillons II et III ont des cycles mineurs de forme beaucoup plus carrée. Ceci est généralement associé à un retournement de l'aimantation dominé par la propagation de parois. En effet, dès que le champ est suffisant pour nucléer un ou plusieurs domaines, les parois se propagent immédiatement et mènent à un renversement rapide. La transition est alors très abrupte.

Notez que les cycles mineurs pour l'échantillon III sont bien carrés mais qu'ils sont plus penchés que pour l'échantillon II. Ceci provient d'un effet du moyennage de plusieurs retournements. En effet, la mesure d'un seul cycle mineur pour l'échantillon III donne bien un cycle carré aux transitions très abrupte mais le faible rapport signal sur bruit nous oblige à faire la moyenne de plusieurs cycles. Pour chaque cycle mesuré, la transition est toujours aussi abrupte, mais elle ne se situe pas exactement au même champ. Ainsi les cycles présentés sur la figure 4.3, qui sont la moyenne de plusieurs centaines de cycles, sont penchés. Le fait que le champ de transition diffère d'un retournement à l'autre peut s'expliquer ainsi : lors de plusieurs retournements successifs, ce ne sont pas forcément les mêmes centres de nucléation qui se renversent en premier. Ainsi, suivant la position du premier domaine nucléé, le temps nécessaire pour propager les parois sur la surface du spot laser est différent d'un retournement à l'autre. Et comme le champ appliqué augmente linéairement en fonction du temps, cela conduit à différents champs de renversement. Lorsque l'on fait une moyenne de plusieurs cycles, alors la transition apparaît plus penchée qu'elle ne l'est en réalité.

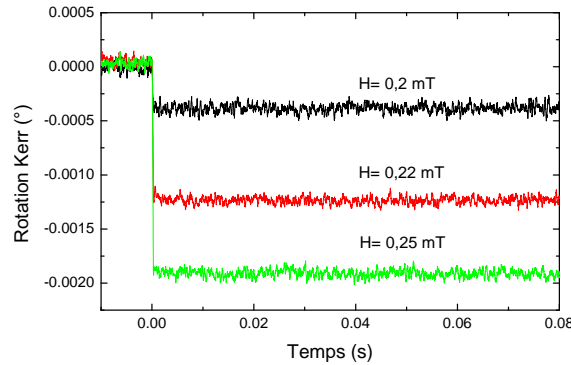
La forme des cycles d'hystérésis donne des indices concernant le processus dominant le renversement de l'aimantation à basse vitesse. Ainsi l'échantillon I semble se renverser principalement par nucléation de domaines, contrairement aux échantillons II et III qui ont un renversement plutôt propagatif à ces échelles de temps.

#### 4.2.2 Relaxation de l'aimantation

En plus de la mesure des cycles d'hystérésis, les mesures de relaxation de l'aimantation sous champ constant permettent de déterminer quels sont les processus responsables du renversement de l'aimantation [92]. Les résultats d'une mesure de relaxation lente (telle que celles présentées dans le chapitre sur les multicouches Co/Pt) sur l'échantillon III sont présentés sur la figure 4.4 pour l'échantillon III. À  $t < 0$ , le champ délivré par l'électroaimant est positif, et les deux couches ferromagnétiques de l'échantillon sont saturées dans la direction du champ. À  $t = 0$ ,



le champ devient négatif avec une amplitude permettant de renverser l'aimantation de la couche de permalloy. Le mesure par effet Kerr est sensible à l'aimantation des deux couches (Co et FeNi), mais nous avons vérifié que seule l'aimantation de la couche de permalloy se renverse au cours de ces mesures.



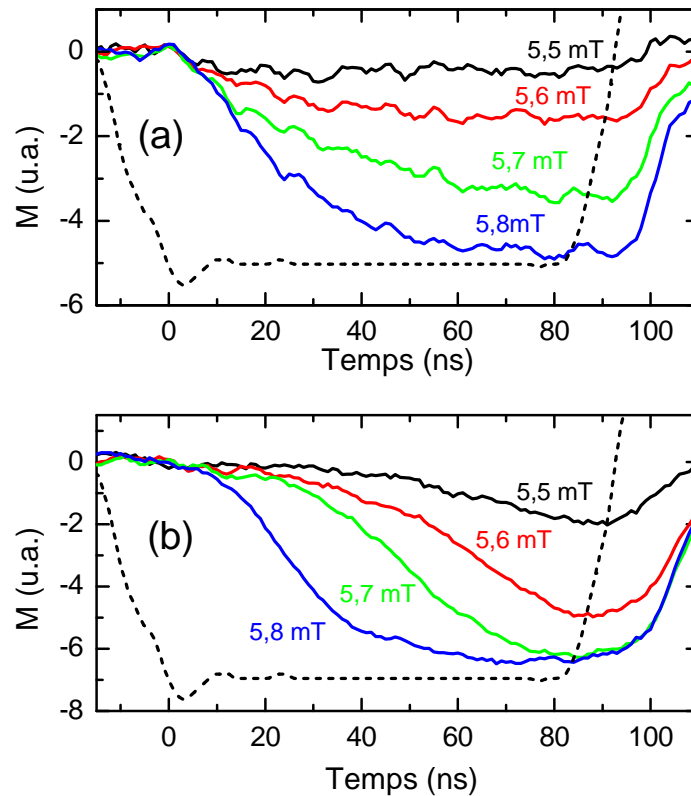
**Figure 4.4** – Relaxation de l'aimantation à basse fréquence d'une jonction tunnel magnétique avec  $8^\circ$  d'angle de désorientation. La couche de cobalt est saturée, et le champ permet de retourner l'aimantation du permalloy dans la direction opposée à celle du cobalt.

On remarque sur la figure 4.4 qu'un renversement partiel de l'aimantation de la couche de permalloy a lieu dès l'application du champ magnétique. Même dans le cas de faibles champs, le système atteint son état d'équilibre très rapidement. Ceci est dû au caractère faiblement piégé de l'aimantation de la couche de permalloy. La relaxation de ces échantillons étant très rapide, il devient nécessaire de mesurer le renversement de l'aimantation à des échelles de temps bien inférieure à la milliseconde. Les résultats de relaxation à des temps de renversement de l'ordre de 10 ns sont présentés sur la figure 4.5 pour les échantillons II et III.

Pour cette mesure de relaxation, les échantillons sont d'abord saturés dans la direction positive  $\uparrow$  à l'aide d'un champ statique appliqué avec un électroaimant. L'échantillon est placé dans une millibobine à champ planaire (*cf* sous-section 1.3.2) qui permet d'appliquer des impulsions de champ magnétique bipolaires. Les impulsions utilisées comportent une impulsion de champ négatif d'une durée de 100 ns suivie d'une impulsion de champ positif de même durée. L'amplitude de la partie négative de ces impulsions est choisie de manière à renverser l'aimantation de la couche de permalloy, sans changer celle du cobalt. Ainsi, à la fin de l'impulsion négative les aimantations des deux couches sont antiparallèles. La partie positive de l'impulsion de champ magnétique permet de renverser une seconde fois l'aimantation du permalloy, et de revenir ainsi à l'état initial avant d'appliquer une seconde impulsion. La mesure est effectuée par une photodiode rapide (avec une bande passante de 100 MHz). Chaque mesure est la moyenne de plusieurs milliers d'impulsions.

Notez que ces mesures présentent un bruit important d'origine électromagnétique. L'utilisation de forts courants électriques à des fréquences élevées (nécessaire pour produire le champ pulsé) entraîne beaucoup de rayonnement électromagnétique. Une partie de ce rayonnement est captée par l'électronique de mesure et est à l'origine du bruit synchrone visible sur la figure 4.5. Le niveau de bruit est tout





**Figure 4.5** – Relaxation de l’aimantation pour les échantillons II (a) et III (b). La forme de l’impulsion de champ magnétique est en pointillé pour une impulsion de 6 mT d’amplitude (seule la première impulsion négative et le début de l’impulsion positive sont représentés). L’aimantation pour différentes valeurs de champ est en traits pleins.

de même suffisamment bas pour étudier la dépendance temporelle de la relaxation de l’aimantation.

Les formes des courbes de relaxation « rapide » pour les échantillons II et III sont très différentes. Pour l’échantillon II, la dépendance temporelle de la relaxation est quasi-exponentielle, tandis que pour l’échantillon III la courbe de relaxation a une forme de S. D’après le modèle de Fatuzzo (cf section 2.2.2), cela indique un renversement plutôt nucléatif pour l’échantillon à  $6^\circ$  et plutôt propagatif pour l’échantillon à  $8^\circ$ .

Pour l’échantillon III, ces résultats sont en accord avec les indications données par la forme des cycles d’hystérésis. Le renversement de l’aimantation du permalloy dans cet échantillon est dominé par la propagation de parois. Pour l’échantillon II, la forme très carré des cycles mineurs du FeNi indique que le renversement se fait principalement par propagation, tandis que la forme de la courbe de relaxation montre un renversement où la nucléation joue un grand rôle. Cette apparente contradiction s’explique par les gammes de temps différentes de ces deux mesures : les cycles d’hystérésis sont mesurés en plusieurs dixièmes de secondes tandis que la relaxation de l’aimantation dure quelques dizaines de nanosecondes. Le mode de renversement dépend de la vitesse du retournement : plutôt propagatif à basse vitesse,

principalement nucléatif à haute vitesse.

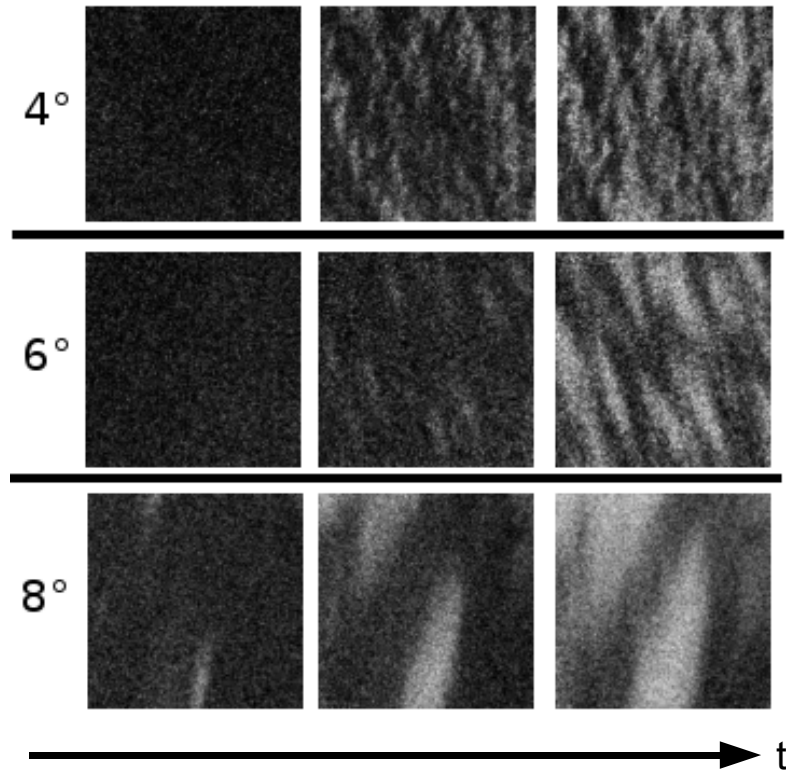
### 4.2.3 Imagerie PEEM résolue en temps

Afin de vérifier les conclusions obtenues par des mesures macroscopiques de renversement de l'aimantation, nous avons mené des expériences d'imagerie résolues en temps à l'aide du microscope PEEM (cf sous-section 1.4.3) [92]. Le but de ces mesures est de visualiser les domaines magnétiques et leur évolution pour chacun des trois échantillons, et de montrer que différents modes de retournement sont induits par les différentes topographies des substrats.

Les échantillons sont montés dans la même milli-bobine planaire que celle utilisée pour la mesure de relaxation par effet Kerr. Le champ magnétique est dirigé selon l'axe de facile aimantation. La forme des impulsions de champ est la même que lors des mesures de relaxation (une impulsion négative suivie d'une impulsion positive). Les rayons X arrivent sur l'échantillon avec un angle de  $60^\circ$  par rapport à la normale au plan de l'échantillon. La composante du vecteur de propagation des rayons X située dans le plan de l'échantillon est parallèle à l'axe facile des échantillons. Ainsi le dichroïsme magnétique circulaire des rayons X permet de maximiser le contraste entre les domaines  $\uparrow$  et  $\downarrow$ .

De la même façon que pour les mesures de relaxation par effet Kerr, l'échantillon est initialement saturé dans une direction avec un électroaimant ; puis les impulsions de champ magnétique sont appliquées. La partie négative de l'impulsion permet de retourner l'aimantation du permalloy dans la direction opposée à celle du cobalt. La partie positive de l'impulsion sature le permalloy dans la même direction que l'aimantation du cobalt (qui demeure inchangée au cours de l'impulsion de champ). Les impulsions de champ sont synchronisées avec les impulsions de photons X, et les images sont obtenues en mode pompe-sonde en moyennant plusieurs millions d'impulsions de photons. Le temps d'acquisition d'une image est d'environ cinq minutes. Les images mesurées pour différentes valeurs de délai entre pompe et sonde sont présentées dans la figure 4.6. L'amplitude des impulsions de champ magnétique sont de 6,5 mT pour les échantillons I et II et de 8,3 mT pour l'échantillon III.

Ces images montrent le renversement de l'aimantation de la couche de permalloy dans la direction opposée à l'aimantation de la couche de cobalt (qui reste saturée au cours des impulsions de champ). Les images pour les échantillons I et II montrent clairement qu'au même champ (6,5 mT), le nombre de domaines nucléés est plus important pour l'échantillon I que pour l'échantillon II. Pour l'échantillon III, très peu de domaines sont nucléés avec un champ de 8,3 mT. C'est la propagation des parois qui est responsable du renversement de l'aimantation. Un bon contraste blanc-noir indique que les centres de nucléation sont bien définis et que la nucléation a lieu toujours aux mêmes endroits. Il faut noter que les limites des domaines apparaissent flous sur les images en particulier sur les images de l'échantillon III. Cela est dû à la non-reproductibilité de la propagation des parois. En effet, d'un renversement à l'autre, la distance parcourue par les parois de domaines n'est pas toujours la même ; ce qui conduit à un dégradé de gris lorsque l'on fait la moyenne de plusieurs millions



**Figure 4.6** – Renversement de l’aimantation du permalloy étudié par imagerie PEEM résolue en temps pour les échantillons I (haut), II (milieu) et III (bas). Les temps de renversement sont de quelques dizaines de nanosecondes. Lors de ces relaxations, la couche de cobalt est saturée. Le champ de vue pour toutes les images est de  $50 \mu\text{m}$ .

de renversements différents.

Ces images permettent de valider les conclusions issues des mesures macroscopiques : la propagation de parois est de plus en plus importante lorsque l’angle de désorientation augmente. Comme les matériaux et les épaisseurs des couches sont les mêmes pour les trois échantillons, les différences de comportement lors du renversement de l’aimantation doivent s’expliquer par les différences de topographie entre les échantillons.

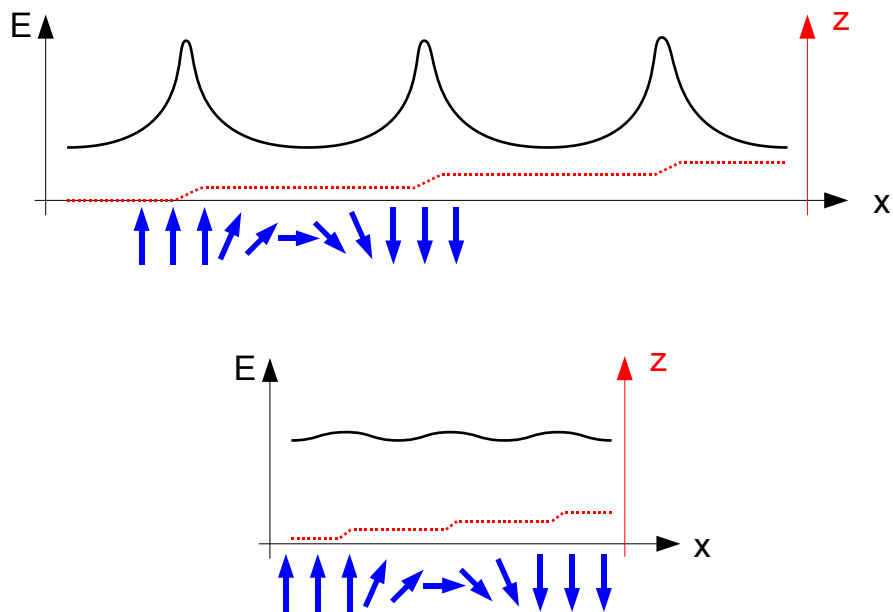
#### 4.2.4 Description de l’influence de la topographie

Les mesures macroscopiques (cycle d’hystérésis et relaxation rapide), ainsi que les mesures d’imagerie PEEM indiquent que, dans l’échantillon I, la nucléation de domaines inverses joue un rôle important dans le renversement de l’aimantation et que la propagation devient de plus en plus importante lorsque l’angle de désorientation augmente (et donc lorsque la taille des terrasses diminue).

Nous pensons que cet effet est dû à la taille relative des terrasses et des parois dans ces échantillons. L’énergie de paroi varie selon que la paroi se trouve sur une terrasse ou sur une marche. Dans ces couches, les parois sont de type Néel. Si elles

sont localisées sur une marche parallèle à l'axe de facile aimantation, l'aimantation au cœur de la paroi est alors perpendiculaire à la marche, donnant ainsi lieu à un fort champ démagnétisant et donc à une énergie de paroi élevée. Il est donc plus favorable énergétiquement que les parois soient situées sur les terrasses. Cela n'est possible que si les terrasses sont suffisamment larges.

Nous comparons donc la largeur des parois avec la taille des terrasses (voir figure 4.7). La largeur de paroi typique dans des couches de permalloy est d'environ 100 nm. Il a été montré que la largeur d'une paroi peut-être réduite (jusqu'à un facteur 3) lorsqu'elle est située sur une marche [93]. Dans l'échantillon I (4° de désorientation), les images AFM ont montré que les terrasses ont une largeur moyenne de 60 nm. Une paroi faiblement comprimée dans l'échantillon I peut donc être comprise entièrement dans une terrasse. L'énergie associée à la création des parois étant faible, la nucléation de domaine est facilitée. Pour qu'une telle paroi se propage, il lui est nécessaire de franchir des marches. Le franchissement des marches est associé à de hautes barrières d'énergies, rendant ainsi les parois peu mobiles. Dans ce cas, le retournement par nucléation de domaines sera plus favorable.



**Figure 4.7** – Influence de la topographie (en traits pointillés) sur le piégeage des parois. Dans un échantillon à faible angle de désorientation (en haut) les terrasses sont assez larges pour qu'une paroi de domaine soit contenue entièrement dans la terrasse. Pour se propager la paroi doit franchir des marches qui sont défavorables énergétiquement. Ainsi le paysage énergétique que voit la paroi comporte de grandes barrières (en traits pleins). Pour un fort angle de désorientation (en bas), les parois contiennent forcément une ou plusieurs marches. Le paysage énergétique est beaucoup plus lisse, et la propagation est facilitée par rapport au cas précédent.

Pour les échantillons II et III, les terrasses ont une largeur d'environ 40 et 20 nm respectivement. Dans ce cas, une paroi ne peut être contenue entièrement sur une terrasse. Une paroi sera donc partiellement localisée sur une ou plusieurs marches.

Ainsi, le coût énergétique lié à la création de parois (et donc à la nucléation de domaines inverses) dans ces échantillons est supérieur à celui dans l'échantillon I. Par contre, la barrière d'énergie associée à la propagation est beaucoup moins importante. De plus, les marches sont moins hautes que dans l'échantillon I. Le « paysage énergétique » vu par la paroi est donc beaucoup moins escarpé. La propagation est alors plus facile que dans l'échantillon I.

La comparaison entre largeurs de parois et taille des terrasses montre donc que la propagation est plus difficile dans l'échantillon I qui présente de grandes terrasses. Ainsi dans cet échantillon, le retournement est dominé par la nucléation de domaines.

Cet effet magnétostatique a pour origine la topographie des couches magnétiques et devrait avoir aussi se retrouver dans le cas d'une couche ferromagnétique simple. La technique d'imagerie PEEM résolue en temps nous a aussi permis de déterminer la vitesse des parois dans la couche de permalloy pour différentes valeurs de champ appliqué. Les résultats sont présentés dans la section suivante.

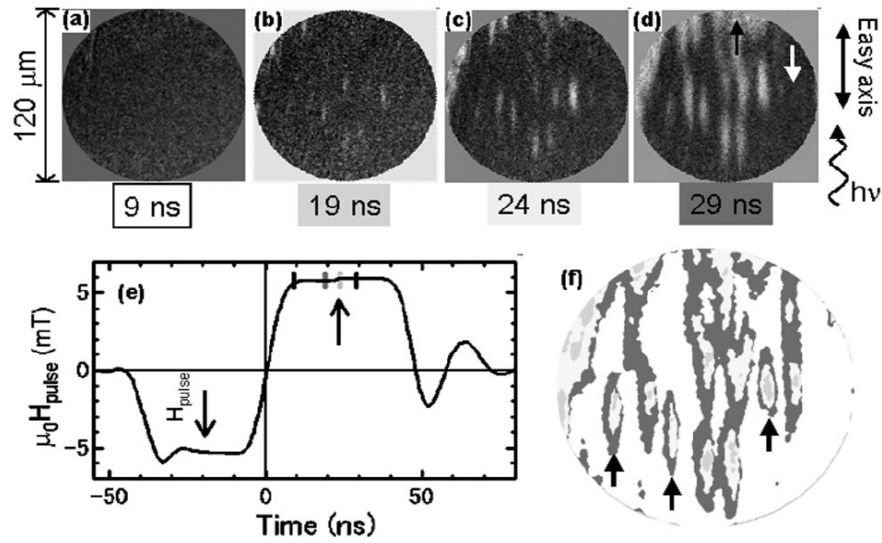
### 4.3 Vitesse de parois en fonction du champ appliqué

Grâce aux résolutions spatiales et temporelles de la microscopie PEEM résolue en temps, nous avons pu mesurer quantitativement la vitesse des parois dans le permalloy en fonction du champ appliqué [94, 95]. Les résultats présentés dans la figure 4.8 concernent l'échantillon II à  $6^\circ$  d'angle de désorientation.

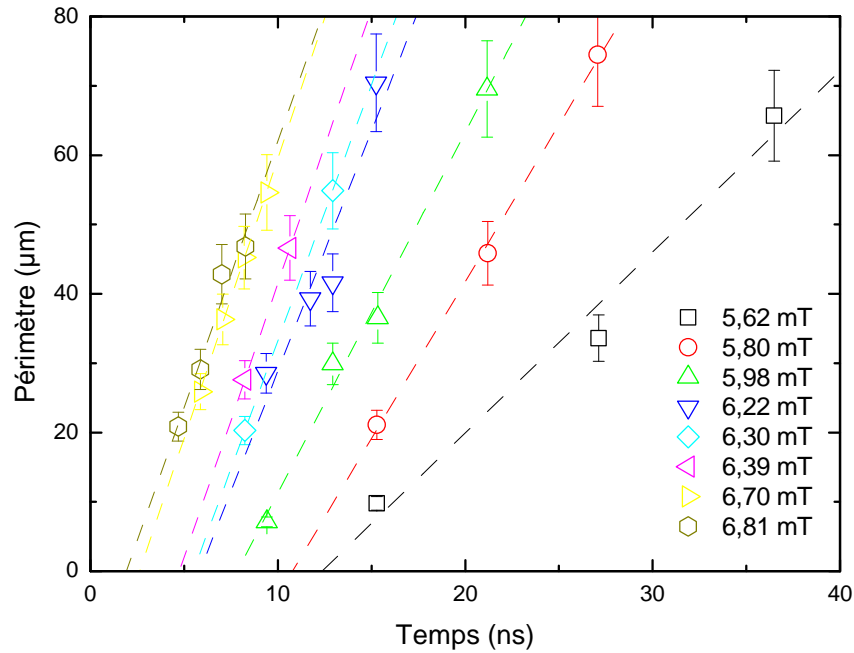
Comme dans la section précédente, la couche de cobalt est saturée puis les impulsions bipolaires sont appliquées. L'impulsion de champ est présentée dans la figure 4.8(e), la partie négative de cette impulsion sert à saturer le permalloy dans la direction de l'aimantation du cobalt. Pour mesurer la vitesse des parois, plusieurs images sont acquises à différents instants après le début de l'impulsion positive (figures 4.8(a) à (d)). Les images des domaines sont « binarisées » par un simple algorithme de seuil : tous les pixels ayant une valeur plus grande que le seuil prennent la valeur 1, les autres pixels (plus sombres que le seuil) prennent la valeur 0. Ces images binaires sont superposées dans la figure 4.8(f) avec un ton de gris différent pour chaque instant après le début de l'impulsion de champ magnétique. Les domaines servant à la détermination de la vitesse de parois sont les domaines les plus isolés, c'est à dire ceux pour lesquels la coalescence intervient le plus tard. Ils sont indiqués par des flèches noires dans la figure 4.8(f).

À partir des images binaires, les domaines sont ajustés par des ellipses, ce qui permet de déterminer le périmètre des domaines avec une erreur relative d'environ 10%. Les valeurs moyenne du périmètre des domaines en fonction du temps sont tracées sur la figure 4.9 pour plusieurs amplitudes du champ appliqué. Notez que ce sont les mêmes domaines qui ont été mesurés pour chaque valeur du champ appliqué.

Dans le cas d'une vitesse de paroi constante, le périmètre des domaines doit augmenter linéairement en fonction du temps. C'est pourquoi les données expéri-



**Figure 4.8** – L’impulsion de champ magnétique (e) permet de retourner l’aimantation du permalloy. La structure en domaines de la couche de permalloy est indiquée de (a) à (d) pour différents temps après le début de l’impulsion de champ positive. La superposition des images binaires obtenues à partir des images (a) à (d) est présentée en (f). Les domaines utilisés pour le calcul des vitesses de parois sont ceux désignés par une flèche.

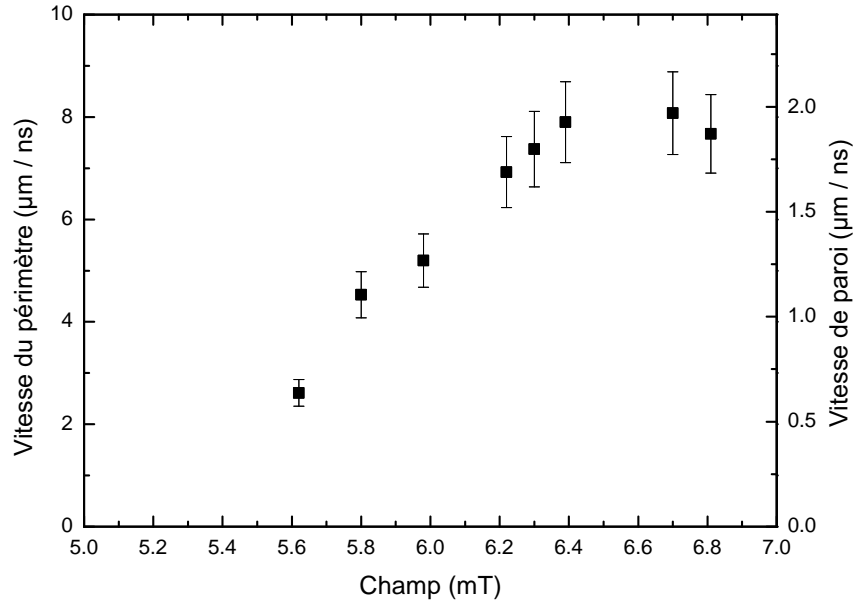


**Figure 4.9** – Périmètre moyen des domaines en fonction du temps après le début de l’impulsion de champ positif. Les lignes sont des ajustements linéaires aux données expérimentales. L’extrapolation de ces droites à taille de domaines nulle indique un retard de la nucléation qui peut être dû à l’énergie de paroi [95]

mentales du périmètre en fonction du temps ont été ajustées par des droites. Les ajustements semblent correct, mais le faible nombre de points de mesure ne permet

pas de conclure de manière définitive sur la dépendance temporelle du périmètre des domaines en fonction du temps.

La pente des droites obtenues par ajustement correspond à la vitesse d'accroissement du périmètre des domaines et est directement proportionnelle à la vitesse de paroi. Le coefficient de proportionnalité n'est qu'un facteur géométrique d'une valeur approximativement égale à 4. Les valeurs de la vitesse d'accroissement du périmètre sont tracées dans la figure 4.10 en fonction du champ appliqué<sup>1</sup>.



**Figure 4.10** – Vitesse d'accroissement du périmètre des domaines en fonction du champ appliqué.

La vitesse de paroi est linéaire en champ jusqu'à environ 6,5 mT puis sature. La partie linéaire de la vitesse de paroi en fonction du champ est révélatrice d'un régime visqueux de propagation de paroi. Le régime thermiquement activé de propagation de parois n'est pas accessible ici car les champs appliqués sont trop élevés. Les valeurs mesurées de vitesse de paroi (jusqu'à 2000 m/s) sont environ un ordre de grandeur plus grandes que les valeurs trouvées dans la littérature [96]. Ceci est dû en partie au fait que nous utilisons des champs plus intenses que ceux que l'on retrouve dans d'autres travaux. Ces valeurs de champ appliqué très supérieures au champ coercitif quasi-statique nous donne donc accès au régime des hautes vitesses.

Nous pensons que la saturation de la vitesse des parois devrait correspondre à la limite de Walker. Le champ  $H_{Walker}$  mesuré expérimentalement est de 5,2 mT. En utilisant la définition de Schryer et Walker [41]  $H_{Walker} = 2\pi\alpha M_s$  avec la valeur de  $\alpha = 0,01$  tirée de la littérature [97, 98], on trouve un champ de Walker théorique d'environ 5 mT en bon accord avec nos mesures.

<sup>1</sup>Pour déterminer l'intensité du champ appliqué, la valeur du courant électrique dans la microbobine est mesurée. La valeur du courant est ensuite multipliée par un facteur de calibration déterminé au préalable par des mesures magnéto-optiques sur un verre paramagnétique de constante de Verdet connue

La microscopie PEEM résolue en temps permet la mesure de vitesse de parois sous des champs forts grâce à sa très bonne résolution temporelle. Cette technique, grâce à la sélectivité chimique, nous a aussi permis d'étudier un effet magnétostatique lié à la présence de deux couches magnétiques en interaction : l'influence du champ de fuite des parois de domaines dans la couche dure sur l'aimantation de la couche douce. Cet effet est décrit dans la section suivante.

## 4.4 Influence des parois de domaines

Dans les multicouches magnétiques, de forts effets magnétostatiques apparaissent quand des parois de domaines sont présentes dans la couche dure. Schäfer *et al* [99] ont montré par des mesures de microscopie Kerr le rôle du champ de fuite des parois de Bloch dans un *whisker* de fer sur l'aimantation d'une couche de fer. Dans des systèmes FM/NM/FM, Thomas *et al* [88] ont montré que le mouvement répété des parois de domaine dans la couche douce peut désaimanter la couche dure, même avec des champs appliqués plus faibles que la coercitivité de la couche dure.

Dans les systèmes Co/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, il est intéressant de pouvoir sonder indépendamment l'aimantation de ces deux couches ferromagnétiques pour comprendre l'influence des parois de domaines dans la couche dure sur le renversement de l'aimantation de la couche douce. Pour cela, nous avons utilisé la sélectivité chimique du microscope PEEM (cf. sous-section 1.2.2) associé au dichroïsme magnétique circulaire des rayons X (cf. section 1.2). Avec cette technique, Kuch *et al* ont pu montrer l'influence du champ de fuite des parois dans une couche sur la configuration en domaines statique de l'autre couche dans des tricouches Co/Cu/Ni [100]. L'utilisation d'une méthode pompe-sonde nous a permis d'étudier l'influence du champ de fuite des parois sur le renversement de l'aimantation. Les mesures résolues en temps ont été effectuées au synchrotron BESSY (Berlin), tandis que des mesures en mode statique avec une meilleure résolution spatiale se sont déroulées à ELETTRA (Trieste). De plus des simulations micromagnétiques ont été effectuées par R. Hertel.

### 4.4.1 Mesures PEEM résolues en temps

La dynamique de l'aimantation de la couche de permalloy lorsque le cobalt présente une structure en domaines a été étudiée par microscopie à électrons photo-émis en mode pompe-sonde pour les trois échantillons à accumulation de marches présentés précédemment [101].

En appliquant un champ magnétique d'environ 3 mT pendant 3 ms à l'aide des électroaimants montés dans l'enceinte du PEEM, nous avons induit une structure en domaines dans la couche de cobalt. La présence ou l'absence de domaines est vérifiée « en direct » grâce au microscope PEEM. Les domaines dans la couche de Co sont imagés en accordant l'énergie des rayons X incident à l'énergie du seuil L<sub>3</sub> du cobalt. Le champ magnétique bipolaire pulsé (généralisé par la milli-bobine plane) est ensuite appliqué à l'échantillon, avec un taux de répétition de 312,5 kHz. L'amplitude de ce champ est choisie de telle sorte qu'elle soit assez grande pour renverser l'aimantation



du permalloy, sans changer la structure en domaines du cobalt. Il faut noter que l'amplitude du champ pulsé est supérieure au champ coercitif statique de la couche de permalloy et de la couche de cobalt. Même avec de tels amplitudes du champ appliqué, l'aimantation du cobalt ne change pas. Cela est dû aux effets dynamiques qui font que la coercitivité dynamique est plus élevée que la coercitivité en mode quasi-statique.

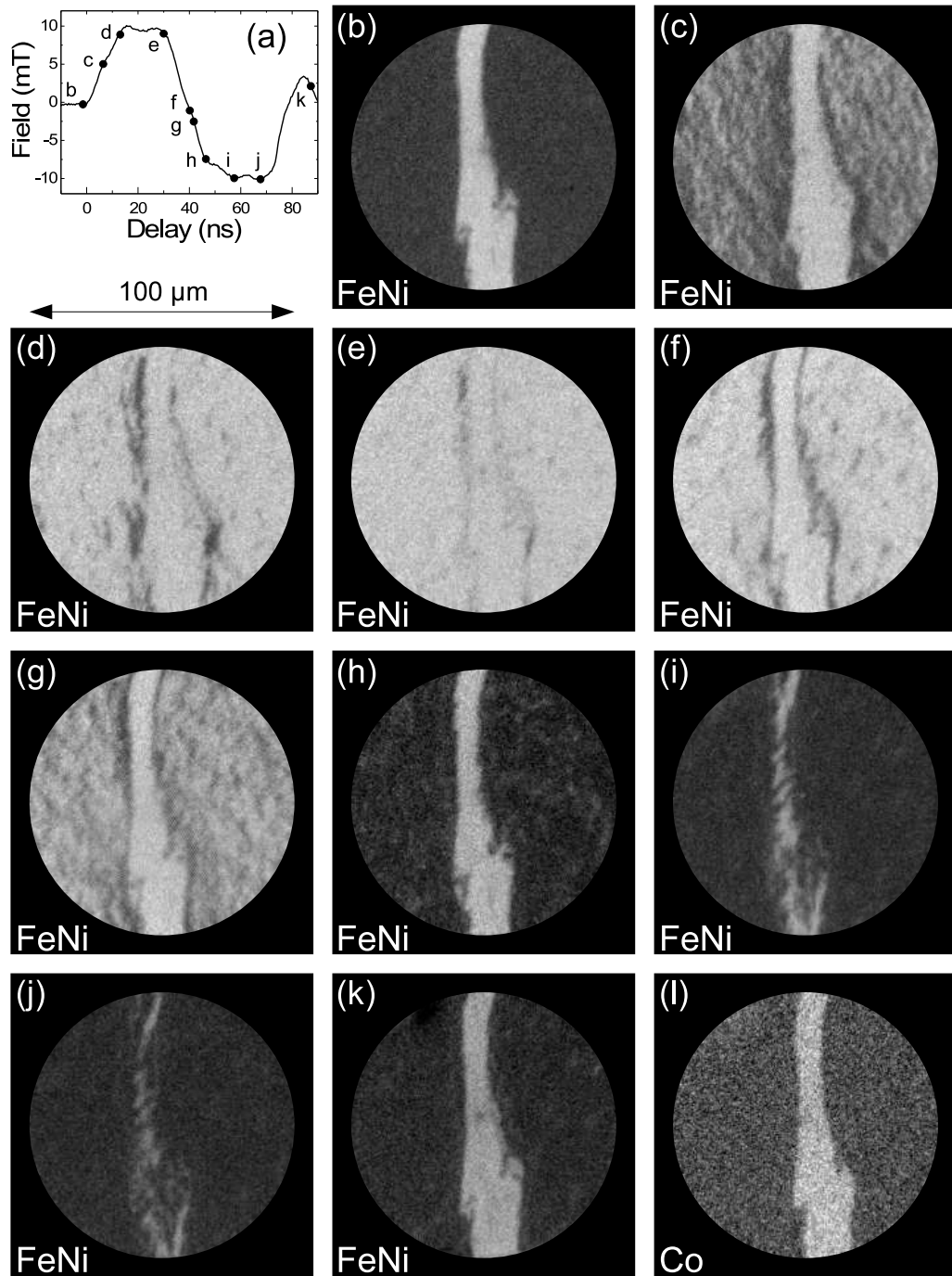
Les images du retournement de l'aimantation de la couche de permalloy, lorsque la couche de cobalt présente une structure en domaines, sont présentées dans les figures 4.11, 4.12, et 4.13 pour les échantillons I, II, et III respectivement. La forme des impulsions de champs magnétiques est tracée dans (a). La direction des rayons X incidents est parallèle à l'axe de facile aimantation des échantillons. La structure en domaines dans la couche de cobalt est présentée en (l).

Dans ces séries d'images, on remarque encore une fois que la densité de nucléation est décroissante lorsque l'angle de désorientation croît : le retournement de l'échantillon à  $4^\circ$  se fait avec beaucoup de petits domaines, tandis que dans les échantillons II et III la propagation est le processus dominant le renversement. Cela confirme bien les conclusions de la section précédente.

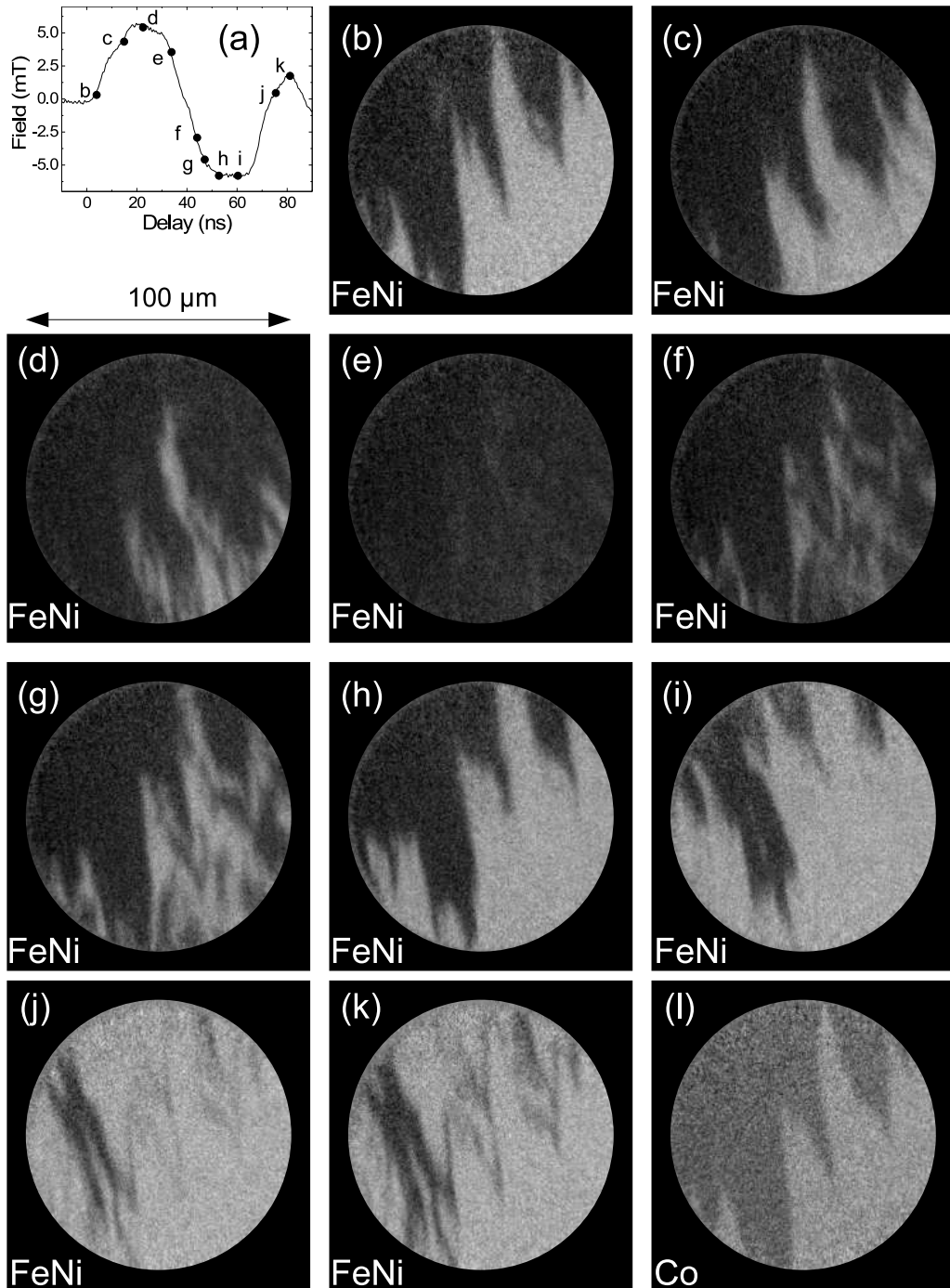
Ces mesures permettent aussi de mettre en avant l'effet des parois de domaines dans la couche de cobalt sur le renversement de l'aimantation de la couche de permalloy. Pour l'échantillon I (figure 4.11), avant l'impulsion de champ magnétique (b) la structure en domaines du permalloy reproduit celle du cobalt. Ceci est dû au couplage peau d'orange qui favorise une aimantation parallèle dans les deux couches. Le début de l'impulsion (champ positif) permet de renverser l'aimantation du permalloy vers une direction donnant une couleur blanche. L'image (c) montre que le retournement s'effectue pour la formation de nombreux petits domaines (nucléation importante). À la fin de l'impulsion de champ positif (e), l'image est presque entièrement blanche : la couche de permalloy est presque saturée. On distingue tout de même deux lignes grisées à la même position que les parois de domaines dans la couche de cobalt. Ainsi ces parois de domaines créent une zone où l'aimantation est plus difficile à renverser. Au début de l'impulsion de champ négatif la partie de la couche de permalloy au dessus des domaines noirs du cobalt se renverse. C'est encore une fois l'effet du couplage peau d'orange qui explique cela : il est plus facile de renverser le permalloy pour qu'il s'aligne avec le cobalt plutôt que de le renverser pour qu'il ait une aimantation antiparallèle à celle du cobalt (voir les deux branches des cycles mineurs du permalloy).

La figure 4.12 présente le renversement de l'aimantation dans l'échantillon II. La structure en domaines du cobalt, présentée dans l'image (l), reste la même tout au long de l'impulsion de champ bipolaire. À la fin des deux impulsions de champ, la couche de permalloy est presque complètement saturée, à l'exception de quelques lignes grisées visibles dans les images (e) et (i). Partant de ces états quasi-saturés, les premières zones de la couche de permalloy dont l'aimantation est renversée, sont les régions au dessus des parois de la couche de cobalt. Ceci est bien visible sur les images (f) et (k).

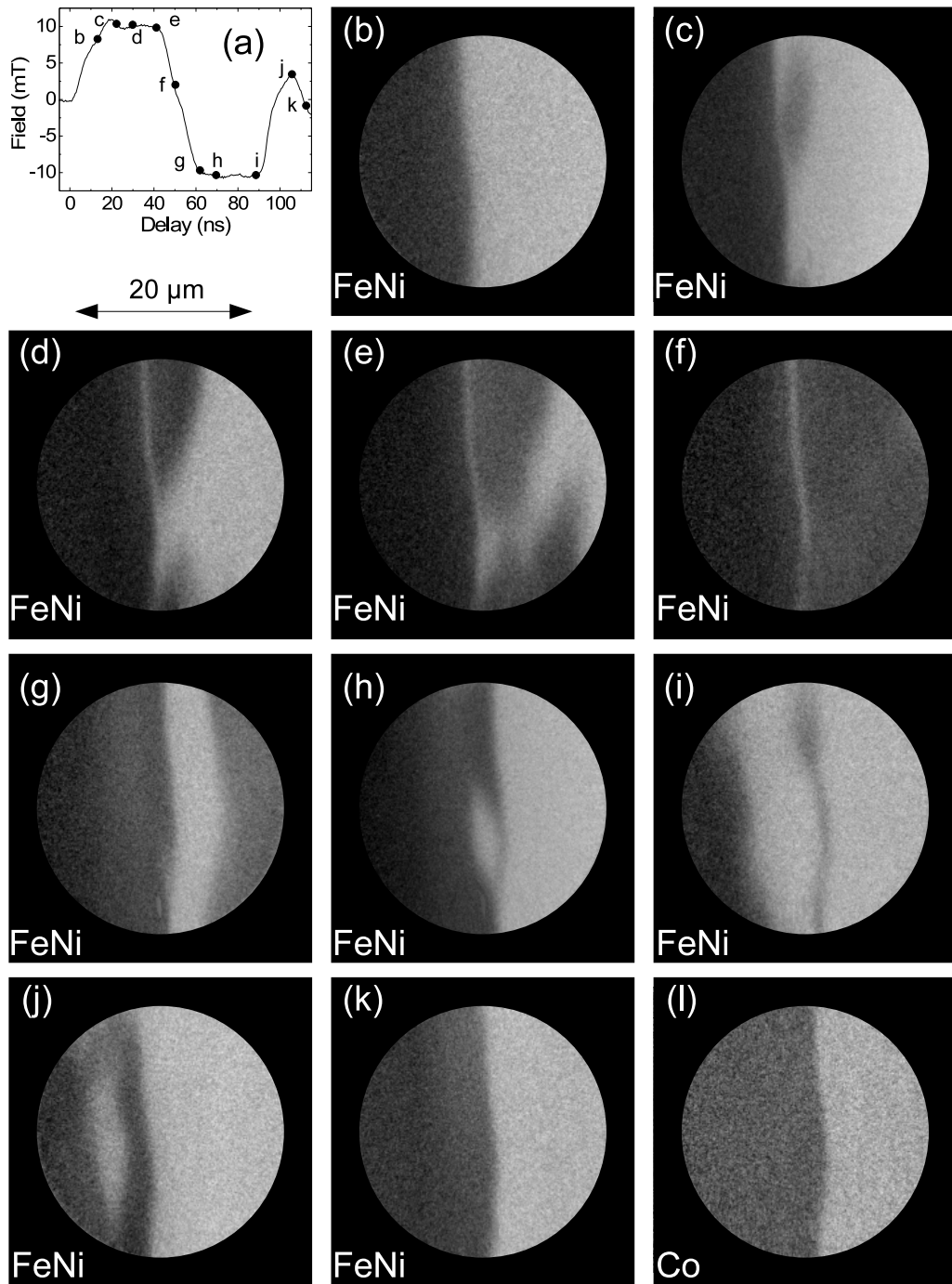
Le renversement de l'aimantation de l'échantillon III est présenté sur la figure 4.13



**Figure 4.11** – Renversement de l'aimantation étudié par imagerie PEEM résolue en temps pour l'échantillon I. La structure en domaines dans la couche de cobalt (l) est obtenue en appliquant un champ d'environ 3 mT pendant 3 ms. L'impulsion de champ magnétique (a) ne change pas cette structure en domaines. Les images de (b) à (k) montrent la structure en domaines dans le permalloy pour différentes valeurs du délai entre pompe et sonde. Le champ de vue pour toutes les images est de 100 μm.



**Figure 4.12** – Renversement de l’aimantation étudié par imagerie PEEM résolue en temps pour l’échantillon II. La structure en domaines dans la couche de cobalt (l) est obtenue en appliquant un champ d’environ 3 mT pendant 3 ms. L’impulsion de champ magnétique (a) ne change pas cette structure en domaines. Les images de (b) à (k) montrent la structure en domaines dans le permalloy pour différentes valeurs du délai entre pompe et sonde. Le champ de vue pour toutes les images est de 100 μm.



**Figure 4.13** – Renversement de l’aimantation étudié par imagerie PEEM résolue en temps pour l’échantillon III. La structure en domaines dans la couche de cobalt (l) est obtenue en appliquant un champ d’environ 3 mT pendant 3 ms. L’impulsion de champ magnétique (a) ne change pas cette structure en domaines. Les images de (b) à (k) montrent la structure en domaines dans le permalloy pour différentes valeurs du délai entre pompe et sonde. Le champ de vue pour toutes les images est de  $30 \mu\text{m}$ .

avec un champ de vue de  $30 \mu\text{m}$  qui est plus petit que celui des images obtenues pour les échantillons II et III. Cette différence vient du fait que l'échantillon III a été mesuré sur une ligne de lumière différente avec un faisceau de photons mieux focalisés que pour les échantillons I et II. Dans la série d'images, il est très clair que la région au dessus des parois dans le cobalt est très difficile à saturer. En particulier, à la fin de l'impulsion de champ positif (image 4.13.(f)), une ligne gris clair se situe à la même position que la paroi dans la couche de cobalt. Ainsi, l'impulsion de champ positif a permis de renverser l'aimantation dans la couche de permalloy sauf au dessus de la paroi du cobalt. Le même phénomène se retrouve à la fin de l'impulsion négative (image 4.13.(i)).

Les trois séries d'images du renversement de l'aimantation du permalloy en présence de parois de domaines dans la couche de cobalt montrent donc que l'aimantation du permalloy est plus difficile à saturer au dessus des parois du cobalt que dans le reste de la couche, et que la nucléation a lieu préférentiellement au dessus des parois dans le cobalt.

#### 4.4.2 Mesures haute résolution en mode statique

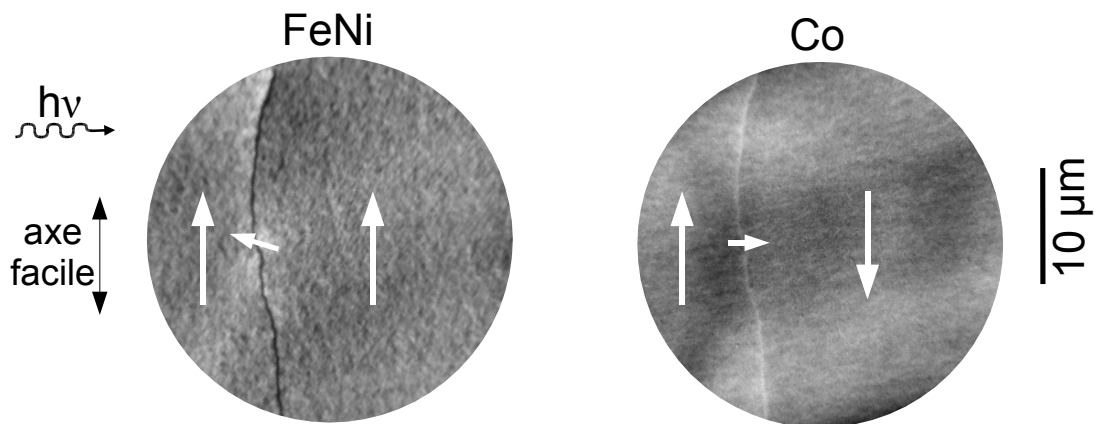
Les mesures PEEM effectués à BESSY ont montré que l'aimantation du permalloy au dessus des parois du cobalt est difficile à saturer, et que la nucléation dans le permalloy a lieu préférentiellement au dessus des parois du cobalt. Pour avoir accès à une meilleure résolution spatiale, nous avons effectué des mesures PEEM à haute résolution au synchrotron ELETTRA (Trieste) en collaboration avec S. Heun et A. Locatelli. L'instrument SPELEEM<sup>2</sup> utilisé sur la ligne de lumière « nanospectroscopy » dispose d'une meilleure résolution spatiale que le PEEM utilisé à BESSY. Néanmoins, avec le montage utilisé, il n'est pas possible d'appliquer de champ magnétique sur les échantillons. C'est pourquoi l'échantillon a dû être désaimanté à l'extérieur de l'instrument. Cette désaimantation se fait par application d'un champ magnétique alternatif d'amplitude exponentiellement décroissante. Après la désaimantation, un champ magnétique statique est appliqué avec une amplitude ajustée de manière à saturer le permalloy, tout en préservant la structure en domaines de la couche de cobalt induite par la désaimantation. Une fois cette procédure effectuée, l'échantillon est introduit dans la chambre du SPELEEM. Les mesures s'effectuent donc dans un état magnétique rémanent.

La figure 4.14 présente les images obtenues pour le cobalt et le permalloy dans l'échantillon II. Dans ces mesures, la direction de propagation des rayons X est perpendiculaire à l'axe de facile aimantation de l'échantillon. Dans cette géométrie, les domaines  $\uparrow$  et  $\downarrow$  ne présentent pas de contraste puisque dans les deux cas, l'aimantation est perpendiculaire à  $\vec{k}$ . Le contraste dû au dichroïsme permet de distinguer les zones d'aimantation  $\leftarrow$  antiparallèle à la direction de  $\vec{k}$  (en noir) des zones d'ai-

<sup>2</sup>Le SPELEEM est une combinaison du PEEM avec un LEEM (microscope à électrons de basse énergie). La partie LEEM permet d'obtenir des informations sur la topographie des échantillons, tandis que le PEEM couplés au XMCD permet d'imager l'aimantation des échantillons. Nous avons surtout utilisé la partie PEEM de l'instrument.

mantation  $\rightarrow$  parallèle à la direction de  $\vec{k}$  (en blanc). On peut ainsi visualiser les parois entre les domaines.

L'image prise au seuil  $L_3$  du cobalt (à droite de la figure 4.14) montre deux domaines séparés par une paroi de Néel. Malgré la même couleur grise des deux domaines, il s'agit bien de deux domaines d'aimantation opposée car l'échantillon a été préalablement désaimanté. La couleur blanche de la paroi indique qu'au cœur de la paroi, l'aimantation pointe vers la droite. Ainsi, le champ de fuite créé par les parois de la couche de cobalt est suffisant pour influencer l'aimantation la couche de permalloy. Il est toutefois difficile de conclure si la région dans la couche de permalloy qui est plus difficile à saturer dans les mesures dynamiques correspond à une quasi-paroi ou bien à une accumulation de parois à  $360^\circ$ .



**Figure 4.14** – Images PEEM en statique aux seuils  $L_3$  du fer (à gauche) et du cobalt (à droite). La direction de propagation des rayons X est perpendiculaire à l'axe de facile aimantation des jonctions tunnel magnétiques, d'où un contraste nul entre domaines d'aimantations  $\uparrow$  et  $\downarrow$ . Les flèches blanches indiquent la direction de l'aimantation dans les domaines, parois et quasiparois.

L'image mesurée au seuil  $L_3$  du fer, à la même position que l'image du cobalt, est présentée à gauche de la figure 4.14. L'aimantation de la couche de permalloy est saturée dans la direction  $\uparrow$ , à l'exception de la région au dessus de la paroi dans la couche de cobalt. En correspondance avec la paroi du cobalt, la couleur noire sur l'image de l'aimantation du permalloy nous indique que l'aimantation dans cette région possède une composante non nulle selon l'axe difficile dans la direction opposée à celle de l'aimantation au cœur de la paroi du cobalt.

Ces mesures à haute résolution permettent d'affirmer qu'une paroi dans la couche de cobalt génère un champ de fuite suffisant pour créer une région dans le permalloy où l'aimantation n'est plus alignée avec l'axe de facile aimantation (une quasi-paroi). Des calculs micromagnétiques ont été menées par R. Hertel afin de simuler l'effet du champ de fuite créé par une paroi dans une couche sur l'aimantation de l'autre couche.

### 4.4.3 Simulations micromagnétiques de l'influence d'une paroi de domaine

L'effet du champ de fuite des parois d'une couche sur l'aimantation de l'autre couche a déjà été traité par plusieurs auteurs [102, 88, 100]. La plupart du temps, la paroi est traitée comme une région d'aimantation homogène avec une direction perpendiculaire à l'axe facile. Pour connaître l'effet du champ de fuite d'une paroi réelle dans le cobalt sur l'aimantation du permalloy, des simulations micromagnétiques ont été effectuées par Riccardo Hertel (MPI-Halle) avec qui nous collaborons. Le code employé utilise la méthode des éléments finis et a été développé dans le but initial d'étudier les interactions magnétostatiques entre nanofils de FeNi [103].

Pour la simulation, les épaisseurs des deux couches sont les mêmes que pour les échantillons étudiés. Les paramètres (polarisation  $J_S = \mu_0 M_S$ , constante d'échange  $A$  et constante d'anisotropie uniaxiale  $K$ ) utilisés dans la simulation sont donnés dans le tableau 4.1. A la différence des échantillons réels, dans les simulations les deux couches sont séparées par du vide, et elles sont considérées comme parfaitement planes.

	$J_S = \mu_0 M_S$	$A$	$K$
FeNi	1 T	13 pJ/m	1720 J/m <sup>3</sup>
Co	1,76 T	30 pJ/m	11200 J/m <sup>3</sup>

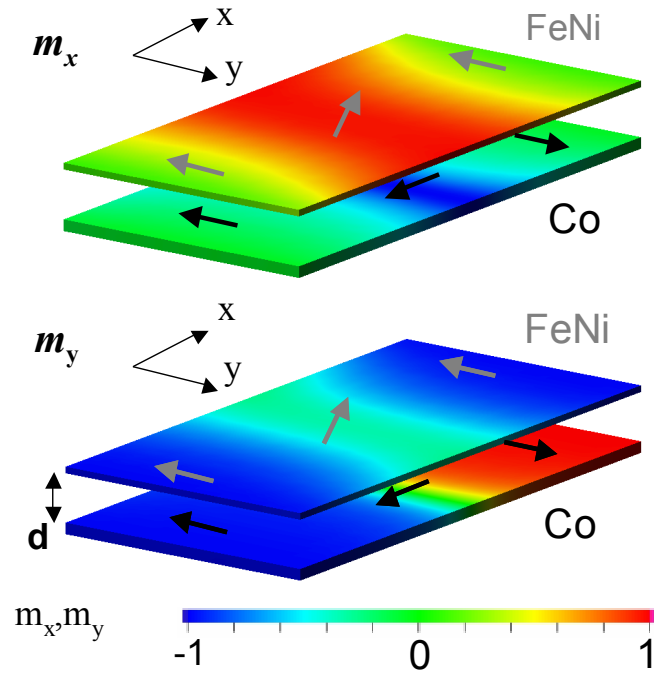
**Table 4.1** – Paramètres utilisés pour les simulations micromagnétiques : polarisation  $J_S = \mu_0 M_S$ , constante d'échange  $A$ , et constante d'anisotropie uniaxiale  $K$ .

Initialement, le permalloy est saturé dans la direction  $-y$  (axe facile). L'aimantation de la couche de cobalt est fixée dans les directions  $+y$  et  $-y$  aux deux bords de l'échantillon et une paroi de Néel sépare les deux domaines. La simulation permet ensuite de faire relaxer le système vers son état de plus basse énergie. La figure 4.15 présente l'état d'équilibre obtenu.

On voit clairement sur cette figure que la présence d'une paroi de Néel dans la couche de cobalt influence localement l'aimantation du permalloy. L'aimantation du permalloy dans la région située au dessus de la paroi est écartée d'un angle important de la direction de facile aimantation. Cette déviation de la direction de l'aimantation du permalloy est due au champ de fuite créé par la paroi de Néel dans la couche de cobalt. La région dans laquelle l'aimantation du permalloy n'est pas alignée avec l'axe facile forme une quasiparoi de domaine.

Nous pouvons maintenant expliquer les résultats des mesures PEEM qui montrent que lors de l'application d'un champ magnétique en présence d'un paroi dans la couche de cobalt, la nucléation dans la couche de cobalt a préférentiellement lieu au dessus de la paroi de la couche de cobalt. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué selon la direction de facile aimantation (comme dans les mesures précédentes), le couple exercé par ce champ sur l'aimantation est proportionnel à  $\vec{H} \cdot \vec{M}$ . Ce couple est donc maximum dans la région de la quasiparoi. Ceci est donc la cause d'une nucléation préférentielle dans la couche de permalloy au dessus des parois du cobalt.





**Figure 4.15** – Résultats de simulation micromagnétique par éléments finis d’une jonction tunnel magnétique avec une distance entre les deux couches de 90 nm. Sur cette image, la couche de FeNi est située au dessus de la couche de cobalt. La composante de l’aimantation selon  $x$  ( $y$ ) est présentée en haut (en bas).

## 4.5 Conclusion

La microscopie PEEM, grâce à la sélectivité chimique, est une technique puissante pour l’étude des hétérostructures magnétiques. Couplée à une méthode de mesure pompe-sonde, cette technique de mesure permet à la fois une bonne résolution spatiale et temporelle.

Dans le cas de tricouches Co/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/FeNi, cette technique de mesure a permis de comprendre le rôle de la topographie sur le retournement de l’aimantation. En particulier la taille relative des parois de domaines et des terrasses semble jouer un rôle important dans les mécanismes du renversement de l’aimantation.

Les résolutions spatiales et temporelles permettent la mesure directes des vitesses de parois dans ces tricouches. Les résultats obtenus pour la couche de FeNi montrent un vitesse de paroi très importante (2000 m.s<sup>-1</sup>) probablement due aux forts champs magnétiques utilisés.

Enfin, la sélectivité chimique nous a permis de corrélérer la structure en domaines de la couche de cobalt avec le renversement de la couche de FeNi. L’imagerie PEEM montre que les parois de domaines dans la couche de Co génèrent un champ de fuite suffisant pour créer des quasi-parois dans la couche de FeNi. Lors du renversement de la couche de FeNi, la nucléation a lieu préférentiellement dans ces quasi-parois. Cet effet se retrouve dans les trois échantillons étudiés, mais il est plus important dans l’échantillon III dans lequel la propagation joue un rôle important et où la



nucléation est plus difficile.

---

## Conclusion

---

Ce travail de thèse porte sur le renversement de l'aimantation dans des systèmes multicouches utiles pour l'enregistrement magnétique. Le renversement de l'aimantation, induit par l'application de champ magnétique (généralisé par des électroaimants ou des microbobines), a été sondé par des méthodes magnéto-optiques : effet Kerr et dichroïsme magnétique circulaire des rayons X. L'effet Kerr dans les géométries polaire et longitudinale a été utilisé pour des mesures macroscopiques et des mesures d'imagerie. Le dichroïsme magnétique circulaire des rayons X, combiné à un microscope à électrons photo-émis nous a permis d'étudier la structure en domaines de jonctions tunnel magnétiques. L'originalité de notre approche a été d'utiliser cette technique dans un mode de mesure pompe-sonde (en synchronisant les impulsions de photons avec des impulsions de champ magnétique). Ceci nous permet d'allier à la sélectivité chimique du XMCD et à la résolution spatiale du PEEM, une résolution temporelle inférieure à la nanoseconde.

Une partie de ce travail a porté sur l'étude de multicouches  $(\text{Co/Pt})_n$  couplées à un antiferromagnétique (FeMn ou IrMn). Les mesures macroscopiques par effet Kerr polaire ont montré que le processus de retournement de l'aimantation dans les multicouches  $(\text{Pt/Co})_5/\text{Pt/FeMn}$  dépend fortement du décalage d'échange. La présence de décalage d'échange, induit par l'interface F/AF, augmente la densité de nucléation dans ces multicouches. De plus, ces mesures ont permis de mettre en évidence une asymétrie du retournement de l'aimantation dans les systèmes à décalage d'échange : la densité de nucléation est plus grande lorsque la direction du champ appliquée est antiparallèle à la direction du décalage d'échange. Des mesures de microscopie Kerr résolue en temps ont permis de confirmer ces conclusions dans des multicouches  $(\text{Co/Pt})_5/\text{Pt/IrMn}$ . De plus, la microscopie Kerr résolue en temps a permis des mesures quantitatives des vitesses de paroi et densités de nucléation en fonction du champ appliqué.

D'autres mesures réalisées au cours de cette thèse portent sur des jonctions tunnel magnétiques FeNi/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co. Le PEEM, associé au XMCD, est d'un grand intérêt pour l'étude de ces systèmes car il permet de mesurer indépendamment les struc-

tures en domaines des deux couches ferromagnétiques. Les tricouches étudiées sont déposées sur des substrats à accumulation de marches et nous avons pu mettre en évidence une forte influence de la topographie des couches sur le renversement de l'aimantation. En particulier, la taille des terrasses comparée à la largeur des parois semble être déterminante sur le processus dominant le renversement : de larges terrasses induisent un retournement par nucléation tandis que des terrasses plus petites favorisent un renversement dominé par la propagation de parois. Les résolutions spatiale et temporelle de l'instrument utilisé nous ont permis de mesurer quantitativement les vitesses de paroi dans la couche de FeNi. Les grandes valeurs du champ appliqué par des milli-bobines, nous donne accès au régime visqueux de propagation de parois ainsi qu'à un régime où la vitesse de paroi semble saturer. La sélectivité chimique du XMCD-PEEM nous a permis de mettre en évidence l'effet du champ de fuite des parois de la couche de cobalt sur l'aimantation du FeNi. Ce champ de fuite est suffisamment intense pour créer des quasi-parois dans la couche de FeNi. Nous avons montré que la nucléation a lieu préférentiellement dans ces quasi-parois.

Les techniques expérimentales utilisées au cours de cette thèse sont très efficaces pour étudier le renversement de l'aimantation de systèmes en couches minces. Ces techniques seront prochainement utilisées pour étudier la dynamique de parois de domaines induite par un courant polarisé dans des fils magnétiques. Ce sujet est actuellement très étudié, mais il n'existe que très peu de mesures directes du déplacement de parois sous l'effet d'un courant électrique. L'utilisation du PEEM résolu en temps devrait permettre d'imager ce déplacement. Une des difficultés de cette mesure est la non-reproductibilité des déplacements de parois. Pour utiliser la méthode pompe-sonde, il sera nécessaire d'appliquer un champ magnétique entre les impulsions de courant pour créer un état initial bien défini avant l'impulsion de courant. L'utilisation de nanoconstrictions ou de coudes de la couche magnétique permettra de confiner la paroi afin que son déplacement soit reproductible.

Les couches ferromagnétiques couplées à un antiferromagnétique continueront d'être étudiées au sein du groupe. En particulier la dynamique rapide (autour de la nanoseconde) de l'aimantation induite par les microbobines n'est pas encore bien comprise. Des mesures complémentaires à celle de cette thèse seront effectuées pour comprendre le rôle du décalage d'échange sur le renversement à des échelles de temps de l'ordre de la nanoseconde. Les effets de taille finie dans ces systèmes seront aussi étudiés dans deux géométries différentes : des plots ferromagnétiques déposés sur une couche antiferromagnétique ou bien des plots F/AF. Ces deux approches devraient permettre de mettre en évidence le rôle des domaines dans l'AF sur les propriétés magnétiques de ces systèmes (décalage d'échange et dynamique du renversement de l'aimantation).

---

## Bibliographie

---

- [1] J. STÖHR, H. PADMORE, S. ANDERS *et al.*, « Principles of x-ray magnetic dichroism spectromicroscopy », *Surf. Rev. Lett.*, vol. 5, p. 1297, 1998.
- [2] V. BALTZ, *Effets de taille finie sur les couplages magnétostatiques et l'anisotropie d'échange dans le domaine de l'enregistrement magnétique*. Thèse doctorat, Université Joseph Fourier, 2005.
- [3] S. LANDIS, B. RODMACQ et B. DIENY, « Magnetic properties of Co/Pt multilayers deposited on silicon dot arrays », *Phys. Rev. B*, vol. 62, p. 12271, 2000.
- [4] J. MORITZ, *Enregistrement ultra-haute densité sur réseaux de plots magnétiques nanométriques à aimantation perpendiculaire au plan*. Thèse doctorat, Université Joseph Fourier, 2003.
- [5] J. I. MARTIN, J. NOGUÉS, K. LIU *et al.*, « Ordered magnetic nanostructures : fabrication and properties », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 256, p. 449, 2003.
- [6] M. N. BAIBICH, J. M. BROTO, A. FERT *et al.*, « Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, p. 2472, 1988.
- [7] G. BINASCH, P. GRÜNBERG, F. SAURENBACH *et al.*, « Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange », *Phys. Rev. B*, vol. 39, no. 7, p. 4828, 1989.
- [8] B. DIENY, V. S. SPERIOSU, S. S. P. PARKIN *et al.*, « Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers », *Phys. Rev. B*, vol. 43, no. 1, p. 1297, 1991.
- [9] B. DIENY, *Magnetoelectronics*, chap. Spin valves. Elsevier, 2004.
- [10] J. S. MOODERA, L. R. KINDER, T. M. WONG *et al.*, « Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, p. 3273, 1995.
- [11] J. C. SLONCZEWSKI, « Current-driven excitation of magnetic multilayers », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 159, p. L1, 1996.
- [12] M. KLÄUI, P.-O. JUBERT, R. ALLENSPACH *et al.*, « Direct observation of domain-wall configurations transformed by spin currents », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, p. 026601, 2005.

- 
- [13] M. LAUFENBERG, W. BÜHRER, D. BEDAU *et al.*, « Temperature dependence of the spin torque effect in current-induced domain wall motion », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 046602, 2006.
- [14] J. KERR, « On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet », *Phil. Mag.*, vol. 3, no. 19, p. 321, 1877.
- [15] Y. PENNEC, *Dynamique de l'aimantation : d'un film simple aux systèmes couplés*. Thèse doctorat, Université Joseph Fourier (Grenoble), 2003.
- [16] A. HUBERT et R. SCHÄFER, *Magnetic Domains : The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer-Verlag, 1998.
- [17] J. L. ERSKINE et E. A. STERN, « Calculation of the  $M_{23}$  magneto-optical absorption spectrum of ferromagnetic nickel », *Phys. Rev. B*, vol. 12, no. 11, p. 5016, 1975.
- [18] B. T. THOLE, P. CARRA, F. SETTE *et al.*, « X-ray circular dichroism as a probe of orbital magnetization », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 68, no. 12, p. 1943, 1992.
- [19] P. CARRA, B. T. THOLE, M. ALTARELLI *et al.*, « X-ray circular dichroism and local magnetic fields », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 70, no. 5, p. 694, 1993.
- [20] W. KUCH, R. FRÖMTER, J. GILLES *et al.*, « Element-selective magnetic imaging in exchange-coupled systems by magnetic photoemission microscopy », *Surf. Rev. Lett.*, vol. 5, p. 1241, 1998.
- [21] S. EISEBITT, J. LÜNING, W. F. SCHLOTTER *et al.*, « Lensless imaging of magnetic nanostructures by x-ray spectro-holography », *Nature*, vol. 432, p. 885, 2004.
- [22] P. FISCHER, T. EIMÜLLER, G. SCHÜTZ *et al.*, « Imaging of magnetic domains by transmission x-ray microscopy », *J. of Phys. D*, vol. 31, p. 649, 1998.
- [23] P. FISCHER, T. EIMÜLLER, G. SCHÜTZ *et al.*, « Element-specific imaging of magnetic domains at 25 nm spatial resolution using soft x-ray microscopy », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 72, p. 2322, 2001.
- [24] K. MACKAY, M. BONFIM, D. GIVORD *et al.*, « 50 t pulsed magnetic fields in micro-coils », *J. Appl. Phys.*, vol. 87, p. 1996, 2000.
- [25] M. BONFIM, *Micro bobines à champ pulsé : applications aux champs forts et à la dynamique de renversement de l'aimantation à l'échelle de la nanoseconde par effet Kerr et Dichroïsme Circulaire Magnétique de rayons X*. Thèse doctorat, Université Joseph Fourier, 2001.
- [26] M. BONFIM, G. GHIRINGHELLI, F. MONTAIGNE *et al.*, « Element-selective nanosecond magnetization dynamics in magnetic heterostructures », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, no. 16, p. 3646, 2001.
- [27] J. VOGEL, W. KUCH, M. BONFIM *et al.*, « Time-resolved magnetic domain imaging by x-ray photoemission electron microscopy », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, p. 2299, 2003.
- [28] J. VOGEL, W. KUCH, J. CAMARERO *et al.*, « Time and layer resolved magnetic domain imaging of feni/cu/co trilayers using x-ray photoelectron emission microscopy (invited) », *J. Appl. Phys.*, vol. 95, p. 6533, 2004.
- [29] W. KUCH, L. I. CHELARU, F. OFFI *et al.*, « Magnetic dichroisms in absorption and photoemission for magnetic characterization in x-ray photoelectron emission microscopy », *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 20, p. 2543, 2002.

- 
- [30] W. K. HIEBERT, G. E. BALLENTINE et M. R. FREEMAN, « Comparison of experimental and numerical micromagnetic dynamics in coherent precessional switching and modal oscillations », *Phys. Rev. B*, vol. 65, p. 140404, 2002.
- [31] L. LANDAU et E. LIFSHITZ, « Theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies », *Phys. Z. Sowietunion*, vol. 8, p. 153, 1953.
- [32] T. GILBERT, « A lagrangian formulation of gyromagnetic equation of the magnetization field », *Phys. Rev.*, vol. 100, p. 1243, 1955.
- [33] W. WERNSDORFER, E. B. OROZCO, K. HASSELBACH *et al.*, « Experimental evidence of the néel-brown model of magnetization reversal », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, no. 9, p. 1791, 1997.
- [34] C. THIRION, W. WERNSDORFER et D. MAILLY, « Switching of magnetization by nonlinear resonance studied in single nanoparticles », *Nature Mat.*, vol. 2, p. 524, 2003.
- [35] H. W. SCHUMACHER, C. CHAPPERT, R. C. SOUSA *et al.*, « Quasiballistic magnetization reversal », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, no. 1, p. 17204, 2003.
- [36] B. BARBARA, « Magnetization processes in high anisotropy systems », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 129, p. 79, 1994.
- [37] J. MORITZ, B. DIENY, J. P. NOZIÈRES *et al.*, « Experimental evidence of a  $1/h$  activation law in nanostructures with perpendicular magnetic anisotropy », *Phys. Rev. B*, vol. 71, p. 100402(R), 2005.
- [38] A. THIELE, « The theory of cylindrical magnetic domains », *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, p. 3287, 1969.
- [39] E. STONER et E. WOHLFARTH, « A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys », *Phil. Trans. R. Soc. London*, vol. 240, p. 599, 1948.
- [40] S. LEMERLE, J. FERRÉ, C. CHAPPERT *et al.*, « Domain wall creep in an ising ultrathin magnetic film », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, p. 849, 1998.
- [41] N. SCHRYER et L. WALKER, « The motion of  $180^\circ$  domain walls in uniform dc magnetic fields », *J. Appl. Phys.*, vol. 45, p. 5406, 1974.
- [42] P. BRUNO, G. BAYREUTHER, P. BEAUVILLAIN *et al.*, « Hysteresis properties of ultrathin ferromagnetic films », *J. Appl. Phys.*, vol. 68, p. 5759, 1990.
- [43] J. CAMARERO, Y. PENNEC, J. VOGEL *et al.*, « Dynamical properties of magnetization reversal in exchange-coupled NiO/Co bilayers », *Phys. Rev. B*, vol. 64, p. 172402, 2001.
- [44] B. BARBARA et M. UEHARA, « Anisotropy and coercivity in  $\text{SmCo}_5$ -based compounds », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 12, p. 997, 1976.
- [45] B. RAQUET, M. ORTEGA, M. GOIRAN *et al.*, « Dynamical properties of magnetization reversal in an ultrathin Au/Co film », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 150, p. L5, 1995.
- [46] J. FERRÉ, *Spin Dynamics in confined Magnetic Structures I*, p. 127. Springer, Berlin, 2002.
- [47] E. FATUZZO, « Theoretical considerations on the switching transient in ferroelectrics », *Phys. Rev.*, vol. 127, p. 1999, 1962.

- 
- [48] M. LABRUNE, S. ANDRIEU, F. RIO *et al.*, « Time dependence of the magnetization process of RE-TM alloys », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 80, p. 211, 1989.
- [49] M. AVRAMI, « Kinetics of phase change. I general theory », *J. Chem. Phys.*, vol. 7, p. 1103, 1939.
- [50] B. RAQUET, R. MAMY et J. C. OUSSET, « Magnetization reversal dynamics in ultrathin magnetic layers », *Phys. Rev. B*, vol. 54, no. 6, p. 4128, 1996.
- [51] W. H. MEIKLEJOHN et C. P. BEAN, « New magnetic anisotropy », *Phys. Rev.*, vol. 102, p. 1413, 1956.
- [52] J. NOGUÉS et I. K. SCHULLER, « Exchange bias (review) », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 192, p. 203, 1999.
- [53] A. E. BERKOWITZ et K. TAKANO, « Exchange anisotropy - a review », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 200, p. 552, 1999.
- [54] R. L. STAMPS, « Mechanisms for exchange bias », *J. Phys. D*, vol. 35, p. R247, 2000.
- [55] D. MAURI, H. C. SIEGMANN, P. S. BAGUS *et al.*, « Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate », *J. Appl. Phys.*, vol. 62, no. 7, p. 3047, 1987.
- [56] C. TSANG, N. HEIMAN et K. LEE, « Exchange induced unidirectional anisotropy at FeMn-Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> interfaces », *J. Appl. Phys.*, vol. 52, p. 2471, 1981.
- [57] A. P. MALOZEMOFF, « Random-field model of exchange anisotropy at rough F/AF interfaces », *Phys. Rev. B*, vol. 35, no. 7, p. 3679, 1987.
- [58] A. P. MALOZEMOFF, « Heisenberg-to-Ising crossover in a random-field model with uniaxial anisotropy », *Phys. Rev. B*, vol. 37, p. 7673, 1988.
- [59] A. P. MALOZEMOFF, « Mechanisms of exchange anisotropy (invited) », *J. Appl. Phys.*, vol. 63, p. 3874, 1988.
- [60] Y. IMRY et S. MA, « Random-field instability of the ordered state of continuous symmetry », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 35, p. 1399, 1975.
- [61] U. NOWAK, K. D. USADEL, J. KELLER *et al.*, « Domain state model for exchange bias. I. Theory », *Phys. Rev. B*, vol. 66, p. 014430, 2002.
- [62] H. OHLDA, A. SCHOLL, F. NOLTING *et al.*, « Correlation between exchange bias and pinned interfacial spins », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, no. 1, p. 017203, 2003.
- [63] L. NÉEL, « Sur un nouveau mode de couplage entre les aimantations de deux couches minces ferromagnétiques », *C. R. Hebd. Seances Acad. Sci.*, vol. 255, p. 1676, 1962.
- [64] B. D. SCHRAG, A. ANGUELOUCH, S. INGVARSSON *et al.*, « Néel "orange-peel" coupling in magnetic tunneling junction devices », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 15, p. 2373, 2000.
- [65] F. GARCIA, J. MORITZ, F. ERNULT *et al.*, « Exchange bias with perpendicular anisotropy in (Pt/Co)<sub>n</sub>/FeMn multilayers », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 38, p. 2730, 2002.
- [66] F. GARCIA, F. FETTAR, S. AUFFRET *et al.*, « Exchange-biased spin valves with perpendicular magnetic anisotropy based on (Co/Pt) multilayers », *J. Appl. Phys.*, vol. 93, p. 8397, 2003.
- [67] J. SORT, B. DIENY, M. FRAUNE *et al.*, « Perpendicular exchange bias in antiferromagnetic-ferromagnetic nanostructures », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, p. 3696, 2004.

- 
- [68] J. SORT, V. BALTZ, F. GARCIA *et al.*, « Tailoring perpendicular exchange bias in [Pt/Co]-IrMn multilayers », *Phys. Rev. B*, vol. 71, p. 054411, 2005.
- [69] S. LANDIS, *Réseaux de plots sub-microniques réalisés à partir de substrats pré-gravés*. Thèse doctorat, Université Joseph Fourier, 2001.
- [70] J. MORITZ, F. GARCIA, J. C. TOUSSAINT *et al.*, « Orange peel coupling in multilayers with perpendicular magnetic anisotropy : Application to (Co/Pt)-based exchange-biased spin-valves », *Europhys. Lett.*, vol. 65, p. 123, 2003.
- [71] J. YU, A. KENT et S. PARKIN, « Exchange biasing in polycrystalline thin film microstructures », *J. Appl. Phys.*, vol. 87, p. 5049, 2000.
- [72] H. D. CHOPRA, D. X. YANG, P. J. CHAN *et al.*, « Nature of magnetization reversal in exchange-coupled polycrystalline NiO-Co bilayers », *Phys. Rev. B*, vol. 61, p. 15312, 2000.
- [73] W. KUCH, F. OFFI, L. I. CHELARU *et al.*, « Magnetic interface coupling in single-crystalline Co/FeMn bilayers », *Phys. Rev. B*, vol. 65, p. 140408, 2002.
- [74] F. NOLTING, A. SCHOLL, J. STÖHR *et al.*, « Direct observation of the alignment of ferromagnetic spins by antiferromagnetic spins », *Nature*, vol. 405, p. 767, 2000.
- [75] V. I. NIKITENKO, V. S. GORNAKOV, A. J. SHAPIRO *et al.*, « Asymmetry in elementary events of magnetization reversal in a ferromagnetic/antiferromagnetic bilayer », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 4, p. 765, 2000.
- [76] Étienne Du Trémolet de LACHEISSERIE, *Magnétisme I - Fondements*. EDP Sciences, 1999.
- [77] V. MATHET, T. DEVOLDER, C. CHAPPERT *et al.*, « Morphology and magnetic properties of Pt/Co/Pt sandwiches grown by argon sputter deposition », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 260, p. 295, 2003.
- [78] F. GARCIA, J. SORT, B. RODMACQ *et al.*, « Large anomalous enhancement of perpendicular exchange bias by introduction of a nonmagnetic spacer between the ferromagnetic and antiferromagnetic layers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, p. 3537, 2003.
- [79] J. NOGUÉS, T. J. MORAN, D. LEDERMAN *et al.*, « Role of interfacial structure on exchange-biased FeF<sub>2</sub>-Fe », *Phys. Rev. B*, vol. 59, p. 6984, 1999.
- [80] C. CHRISTIDES, N. MOUTIS, P. KOMNINOU *et al.*, « Dependence of exchange bias energy on spin projections at (La,Ca)MnO<sub>3</sub> ferromagnetic/antiferromagnetic interfaces », *J. Appl. Phys.*, vol. 92, p. 397, 2002.
- [81] F. ROMANENS, « Caractérisation magnétique de multicouches (Pt/Co) à anisotropie perpendiculaire avec couplage d'échange », Mém. D.E.A., Université Joseph Fourier, 2003.
- [82] F. ROMANENS, S. PIZZINI, J. SORT *et al.*, « Magnetic relaxation measurements of exchange biased (Pt/Co) multilayers with perpendicular anisotropy », *Eur. Phys. J. B*, vol. 45, no. 2, p. 185, 2005.
- [83] J. POMMIER, P. MEYER, G. PÉNISSARD *et al.*, « Magnetization reversal in ultrathin ferromagnetic films with perpendicular anisotropy : Domain observations », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, p. 2054, 1990.
- [84] F. ROMANENS, S. PIZZINI, F. YOKAICHIYA *et al.*, « Magnetic relaxation of exchange biased Pt/Co multilayers studied by time-resolved Kerr microscopy », *Phys. Rev. B*, vol. 72, p. 134410, 2005.



- 
- [85] A. LYBERATOS et J. FERRÉ, « Domain wall velocity in ultra-thin magnetic films with perpendicular anisotropy », *J. Phys. D*, vol. 33, p. 1060–1069, 2000.
- [86] J. VOGEL, W. KUCH, J. CAMARERO *et al.*, « Interplay between magnetic anisotropy and interlayer coupling in nanosecond magnetization reversal of spin-valve trilayers », *Phys. Rev. B*, vol. 71, p. 060404(R), 2005.
- [87] L. THOMAS, J. LÜNING, A. SCHOLL *et al.*, « Oscillatory decay of magnetization induced by domain-wall stray fields », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, p. 3462, 2000.
- [88] L. THOMAS, M. G. SAMANT et S. S. P. PARKIN, « Domain-wall induced coupling between ferromagnetic layers », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, p. 1816, 2000.
- [89] W. S. LEW, S. P. LI, L. LOPEZ-DIAZ *et al.*, « Mirror domain structures induced by interlayer magneticwall coupling », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, p. 217201, 2003.
- [90] Y. PENNEC, J. CAMARERO, J. C. TOUSSAINT *et al.*, « Switching-mode-dependent magnetic interlayer coupling strength in spin valves and magnetic tunnel junctions », *Phys. Rev. B*, vol. 69, p. 180402, 2004.
- [91] M. SUSSIAU, *Films minces magnétiques à topologie modulée*. Thèse doctorat, Université Paris Sud, 1997.
- [92] F. ROMANENS, J. VOGEL, W. KUCH *et al.*, « Role of topography and Co domain walls on the magnetization reversal of the FeNi layer in FeNi/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co magnetic tunnel junctions ». Accepté dans *Phys. Rev. B*.
- [93] S. BODEA, W. WULFHEKEL et J. KIRSCHNER, « Influence of step edges and strain on the domain wall width », *Phys. Rev. B*, vol. 72, p. 100403(R), 2005.
- [94] K. FUKUMOTO, W. KUCH, J. VOGEL *et al.*, « Mobility of domain wall motion in the permalloy layer of a spin-valve-like Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>/Cu/Co trilayer », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 293, p. 863, 2004.
- [95] K. FUKUMOTO, W. KUCH, J. VOGEL *et al.*, « Dynamics of magnetic domain wall motion after nucleation : Dependence on the wall energy », *Phys. Rev. Lett.*, p. 097204, 2006.
- [96] M. REDJDAL, J. GIUSTI, M. RUANE *et al.*, « Thickness dependent wall mobility in thin permalloy films », *J. Appl. Phys.*, vol. 91, p. 7547, 2002.
- [97] S. INGVARSSON, L. RITCHIE, X. LIU *et al.*, « Role of electron scattering in the magnetization relaxation of thin Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> films », *Phys. Rev. B*, vol. 66, p. 214416, 2002.
- [98] J. NIBARGER, R. LOPUSNIK, Z. CELINSKI *et al.*, « Variation of magnetization and the Landé g factor with thickness in Ni-Fe films », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, p. 93, 2003.
- [99] R. SCHÄFER, R. URBAN, D. ULLMANN *et al.*, « Domain wall induced switching of whisker-based tunnel junctions », *Phys. Rev. B*, vol. 65, p. 144405, 2002.
- [100] W. KUCH, L. I. CHELARU, K. FUKUMOTO *et al.*, « Layer-resolved imaging of magnetic interlayer coupling by domain-wall stray fields », *Phys. Rev. B*, vol. 67, p. 214403, 2003.
- [101] J. VOGEL, W. KUCH, R. HERTEL *et al.*, « Influence of domain wall interactions on nanosecond switching in magnetic tunnel junctions », *Phys. Rev. B*, vol. 72, p. 220402(R), 2005.

- [102] H. W. FULLER et D. L. SULLIVAN, « Magnetostatic interactions between thin magnetic films », *J. Appl. Phys.*, vol. 33, p. 1063, 1962.
- [103] R. HERTEL, « Micromagnetic simulations of magnetostatically coupled Nickel nanowires », *J. Appl. Phys.*, vol. 90, no. 11, p. 5752, 2001.



**Résumé :**

Ce travail de thèse porte sur l'étude de la dynamique du retournement de l'aimantation de multicouches magnétiques par des effets magnéto-optiques : l'effet Kerr et le dichroïsme magnétique circulaire des rayons X (XMCD). Une partie de ce travail a porté sur l'étude de multicouches  $(\text{Pt}/\text{Co})_n$  à anisotropie perpendiculaire couplées par échange à un antiferromagnétique. Des mesures de microscopie Kerr résolues en temps ont permis de montrer que les processus de retournement de l'aimantation dépendent fortement de la force du couplage d'échange. La présence de frustrations magnétiques à l'interface induit une augmentation de la densité de domaines inverses. De plus la densité de nucléation est plus importante lorsque le champ appliqué s'oppose au champ d'échange, cet effet est attribué à l'inhomogénéité du couplage. La seconde partie de ce travail consiste en l'étude du renversement de l'aimantation de jonctions tunnel magnétiques  $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{FeNi}$  déposées sur des substrat à accumulation de marches. L'évolution temporelle de la structure en domaines magnétiques est étudiée avec une technique originale, la microscopie à électrons photo-émis couplée au XMCD. Dans ces systèmes, nous avons démontré que la topographie de la tricouche joue un rôle important sur le renversement de l'aimantation. Grâce à la sélectivité chimique du XMCD, l'effet du champ de fuite des parois de domaine dans la couche de cobalt sur l'aimantation de la couche de permalloy a aussi été étudié. Nous avons montré que ce champ de fuite est suffisant pour générer des quasi-parois dans la couche de permalloy, ce qui permet un retournement de l'aimantation localement plus rapide.

**Mots clés :**

magnétisme, effet Kerr, dichroïsme magnétique circulaire des rayons X (XMCD), magnéto-optique, domaines magnétiques.

---

MAGNETIZATION REVERSAL DYNAMICS IN SYSTEMS FOR MAGNETIC RECORDING

**Abstract :**

In this thesis, magnetisation reversal dynamics in magnetic multilayers has been studied by magneto-optical effects : Kerr effect and x-ray magnetic circular dichroism (XMCD). Magnetisation reversal of  $(\text{Pt}/\text{Co})_n$  multilayers with perpendicular magnetic anisotropy exchange biased with an antiferromagnetic thin film has been studied by time-resolved Kerr microscopy. We have shown that the magnetisation reversal strongly depends on the strength of the exchange bias. Due to magnetic frustrations at the F/AF interface, the nucleation density strongly increases, with respect to that of the free multilayer. Moreover, the nucleation density is larger when the field is applied antiparallel to the exchange bias direction. Systems with in-plane magnetisation have also been investigated. The magnetisation reversal of magnetic tunnel junctions  $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{FeNi}$  has been studied by photoelectron emission microscopy coupled with XMCD. In these systems, we have shown that the topography of the trilayer has a strong impact on the reversal processes. Thanks to the element selectivity of XMCD, the effect of the presence of a domain wall in the cobalt layer on the reversal of the permalloy magnetisation could be studied. We have shown that the stray field of the cobalt domain walls is strong enough to create quasi-walls in the permalloy layer. These quasi-walls locally increase the reversal speed.

**Keywords :**

magnetism, Kerr effect, x-ray magnetic circular dichroism (XMCD), magneto-optical effects, magnetic domains.