



**HAL**  
open science

# Renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin

Julie Grollier

► **To cite this version:**

Julie Grollier. Renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin. Matière Condensée [cond-mat]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT: . tel-00003941

**HAL Id: tel-00003941**

**<https://theses.hal.science/tel-00003941v1>**

Submitted on 10 Dec 2003

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

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

**THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS 6**

Spécialité

**Sciences des Matériaux**

présentée par

**Julie Grollier**

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR de L'UNIVERSITE PARIS 6**

Sujet de la thèse :

**Renversement d'aimantation par injection d'un  
courant polarisé en spin**

soutenue le 15 octobre 2003

devant le jury composé de :

**Vincent Cros**

**Albert Fert**

**Paolo Freitas**

**François Gautier**

**Jacques Miltat**

**William Sacks**

**directeur de thèse**

**rapporteur**

**rapporteur**

**président du jury**

# Remerciements

## UN GRAND MERCI A :

- Paolo Freitas, Francois Gautier, Jacques Miltat et William Sacks, qui ont accepté de participer à mon jury de thèse.
- Alain Friederich qui m’a accueilli à l’Unité Mixte de Physique CNRS-Thales le temps de ma thèse.
- Albert Fert, qui a dirigé ma thèse, qui m’a énormément appris, et dont l’enthousiasme était plus que motivant.
- Vincent Cros, mon autre directeur de thèse, avec qui travailler a été un grand plaisir. Merci pour les discussions, la disponibilité, les coups de main, la voiture, tout quoi !
- Giancarlo Faini, qui m’a enseigné la lithographie, et encore plus important (étonnant ?), qu’il est possible de faire de la techno dans la joie et la bonne humeur. Merci également à toutes les personnes du L.P.N. qui m’ont aidé lors de la fabrication des échantillons.
- Henri Jaffres et Jean-Marie George, qui se sont investis dans le sujet et m’ont prodigué d’excellents conseils, de l’aide et une oreille attentive.
- Amir Hamzic, compagnon de mesure, qui m’a grandement aidé à scruter l’écran (ah, la résistance augmente, c’est bon, ouiiii, ah non. Bon, la prochaine mesure sera la bonne!) Merci également pour ton grand soutien moral pendant les conférences !
- Tous les permanents du labo, je cite : Agnès Barthélémy, Karim Bouzehouane, Jean-Luc Maurice, Frédéric Pétroff, Frédéric Nguyen Van Dau, pour leur bonne humeur, les discussions à la salle café etc.
- Annie Vaures, qui m’a montré comment fonctionnait la pulvé, et a déposé la plupart de mes échantillons. Merci pour ta gentillesse, et pour avoir souvent fait passer mes dépôts avant tout le monde, sous le fallacieux prétexte que c’était urgent...
- Josette Humbert, pour les dépôts d’isolant, sa patience face à cette machine capricieuse, les évaps et parfois la R.I.E.
- Claude Grattepain, qui m’a appris à me servir du M.E.B., tous ses bons conseils et sa disponibilité, P. Etienne pour la F.I.B., Frédéric Widzick pour l’Auger, et Didier Adam pour la litho électronique, qui

m'a considérablement dépannée lors du déménagement du L.P.N., Yves Lemaître qui prête son bâti de gravure à la floppée de thésards que nous sommes.

- Toute l'équipe supra, chez qui j'ai effectué un stage quand j'étais petite, stage qui m'a fait découvrir toutes les joies de la recherche, et m'a incité à continuer dans cette voie.
- Toute l'équipe de Louvain la Neuve pour leur collaboration en ce qui concerne l'électrodéposition, et tout particulièrement Laurent Vila, avec qui j'ai eu le plaisir de faire mon DEA, et de nombreuses fêtes.
- Carole Vouille, pour les images M.F.M., j'espère que ça va marcher !
- Chee Lim, Thibaut Devolder et Claude Chappert pour leur aimable collaboration en ce qui concerne la mesure HF des échantillons " parois ".
- Nelly Duverne, sans qui le labo ne serait rien. Merci pour les pique-niques, les repas de Noël, l'organisation du pot de thèse, ton aide pour tous les ordres de mission, les problèmes divers de billets de train...
- Tous les thésards du labo, collègues et amis, pour le boulot et l'après boulot. Merci donc à Julian Carrey (roi du sitar), Daniel Lacour (fêtard devant l'éternel et travailleur fou), Martin Bowen (avec qui j'ai arpenté tout Paris à roller), Martin Gajack (que je n'ai pas eu le temps de bien connaître, mais qui m'a l'air de s'intégrer parfaitement), Nathalie Lidgi (toujours prête à rigoler), Manuel Bibes (merci pour ton soutien dans certains moments difficiles!), Madjid Anane (avec qui j'ai parcouru le globe et escaladé des falaises à pic. Oui je te classe parmi les thésards, c'est la vie), Guillemain Rodary (qui m'a forcé à escalader des falaises toujours à pic, et partage avec moi un certain enthousiasme à se tortiller sur des musiques étranges), Karsten Rode (merci pour le snuss), Richard Mattana (qui nous a entraîné à pas mal de concerts de musique française, ce que je ne regrette pas), Pierre Seneor (qui ne boit pas, ne fume pas mais s'amuse quand même, quel est son secret ?), Rozenn Bernard (bons souvenirs de Rome), Rose Lyonnet (qui a été là de A à Z, merci!).
- Tous les stagiaires qui ont contribué également à la super ambiance du labo, et tout particulièrement Pierre Boulenc et Olivier Boule.
- Le Trésor Public, enfin sa faction dansante, je cite Marion, Yves, George, Frédéric, Pierre, JC, Séverine, Benoît, les Impots (DJ Thomas), l'unique lapin de l'Ursaff (Julia), et Tybo, même s'il n'est pas fonctionnaire.
- Aude et David, toujours prêts à me dévoyer lors de ma rédaction de thèse,
- Toute ma famille.



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Injection de spin dans des piliers magnétiques</b>	<b>13</b>
<b>1</b>	<b>Notions sur les effets magnétorésistifs</b>	<b>15</b>
1.1	La Magnétorésistance Géante (GMR) . . . . .	15
1.2	Accumulation et relaxation de spin (GMR CPP) . . . . .	19
<b>2</b>	<b>Etat de l'art</b>	<b>23</b>
2.1	Transfert de spin : théorie . . . . .	23
2.1.1	Les précurseurs . . . . .	23
2.1.1.1	Modèle de transfert de spin . . . . .	23
2.1.1.2	Le SWASER ("Spin Wave Amplification by Stimulated Emission of Radiation") . . . . .	29
2.1.2	Les autres modèles . . . . .	30
2.1.2.1	Modèle d'interaction effective (Heide) . . . . .	30
2.1.2.2	Mécanisme de transfert de la composante transverse du courant de spin . . . . .	32
2.1.2.3	Longueurs d'échelle . . . . .	33
2.1.2.4	Transfert de spin : balistique vs diffusif . . . . .	34
2.1.3	Modèle pour le calcul du couple et des courants critiques	35
2.2	Etat de l'art expérimental . . . . .	41
<b>3</b>	<b>Fabrication des échantillons</b>	<b>45</b>
3.1	Techniques de dépôt . . . . .	46
3.1.1	Dépôt par pulvérisation cathodique . . . . .	46
3.1.2	Dépôt par évaporation . . . . .	47
3.2	Techniques de lithographie . . . . .	47
3.2.1	Lithographie optique . . . . .	47
3.2.2	Lithographie électronique . . . . .	49
3.3	Techniques de gravure . . . . .	50
3.3.1	Gravure ionique . . . . .	50
3.3.2	Gravure ionique reactive . . . . .	50
3.4	Elaboration des piliers magnétiques . . . . .	50

3.4.1	Méthode par gravure . . . . .	50
3.4.1.1	Présentation de la méthode . . . . .	50
3.4.1.2	Alternative : la méthode " croix " . . . . .	52
3.4.2	Méthode "auto-alignée" . . . . .	53
3.4.2.1	Présentation de la méthode . . . . .	53
3.4.2.2	Alternatives . . . . .	54
<b>4</b>	<b>Résultats expérimentaux</b>	<b>59</b>
4.1	Courbes R(H) à faible courant (GMR) . . . . .	59
4.2	Courbes R(I) . . . . .	60
4.2.1	A champ nul . . . . .	60
4.2.2	En présence d'un champ magnétique . . . . .	63
4.3	Courbes R(H) . . . . .	65
4.4	Courant critique en fonction du champ . . . . .	67
4.5	Courant critique en fonction de la température . . . . .	68
4.6	Méthode "croix" : résultats . . . . .	69
<b>5</b>	<b>Calcul des courants critiques, discussion</b>	<b>71</b>
<b>II</b>	<b>Déplacement de paroi par injection de courant</b>	<b>87</b>
<b>6</b>	<b>Etat de l'art</b>	<b>89</b>
6.1	Théorie . . . . .	89
6.1.1	Lien avec les modèles de transfert de spin . . . . .	89
6.1.2	Modèle de Berger . . . . .	91
6.1.3	Modèle de Waintal et Viret . . . . .	98
6.2	Etat de l'art expérimental . . . . .	100
6.3	Motivations . . . . .	102
6.3.1	But . . . . .	102
6.3.2	Réalisation . . . . .	103
<b>7</b>	<b>Mesures dc</b>	<b>105</b>
7.1	Fabrication des barreaux magnétiques . . . . .	105
7.2	Résultats expérimentaux . . . . .	107
7.2.1	Résultats concernant les barreaux avec encoches . . . . .	108
7.2.2	Résultats concernant les barreaux sans encoches . . . . .	115
7.2.3	Origines possibles de l'effet et conclusion . . . . .	121

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	7
<b>III Conclusion et perspectives</b>	<b>125</b>
<b>A Cas des champs négatifs</b>	<b>131</b>
<b>B Cas des échantillons à encoches verticales</b>	<b>135</b>
B.1 Fabrication des échantillons : F.I.B. . . . . .	136
B.2 Résultats . . . . .	136





**Introduction sur le transfert de  
spin (ou comment orienter une  
aimantation sans champ  
magnétique)**



L'aimantation d'un matériau ferromagnétique est en général orientée par application d'un champ magnétique dans la direction désirée. Ainsi le champ magnétique produit par une tête d'écriture inscrit l'information magnétique sur un disque dur, et le champ magnétique créé par des lignes de courant commute la configuration d'une MRAM.

En 1996, un théoricien d'IBM, John Slonczewski, a prédit qu'il devait être possible de renverser ou d'orienter l'aimantation d'un matériau ferromagnétique sans champ appliqué, mais seulement par injection d'un courant polarisé en spin et transfert de spin vers le matériau considéré [1]. Dans la même publication, Slonczewski montre tout l'intérêt d'une commutation de micro-dispositifs magnétiques par transfert de spin : moins d'énergie dissipée qu'en appliquant un champ magnétique à l'extérieur du dispositif, et meilleure localisation de l'effet sur l'élément à commuter.

J'ai commencé ma thèse au moment où la première démonstration réellement convaincante de renversement d'aimantation par transfert de spin venait d'être publiée par un groupe de Cornell University [2]. Les expériences étaient réalisées sur des tricouches Co / Cu / Co. L'une des couche de cobalt, plus épaisse que l'autre, sert à polariser le courant électrique injecté dans l'autre couche de cobalt, dont l'aimantation est renversée par transfert de spin. La densité de courant nécessaire au renversement étant importante, de l'ordre de  $10^7$  A.cm<sup>-2</sup>, la tricouche de l'équipe de Cornell était découpée en forme de pilier de section sub-micronique, ce qui permet de limiter l'intensité du courant à quelques dizaines de mA. J'ai démarré ma thèse par des mesures électriques sur des piliers semblables, et la première partie de mon manuscrit est dédiée à ce type d'étude.

La deuxième partie de ma thèse a été consacrée à un autre type d'expériences de transfert de spin, où la modification d'aimantation est due au déplacement de paroi magnétique induit par transfert de spin à partir d'un courant polarisé en spin. En fait, ce type d'effet avait déjà été prédit par un physicien de Pittsburg, L. Berger, dans les années 80 [3]. Certaines observations expérimentales avaient confirmé l'effet, mais les méthodes d'investigation de l'époque n'avaient pas permis d'aboutir à des résultats très quantitatifs, et l'étude de déplacement de paroi par un courant n'avait pas continué [4, 5]. Les études concernant le déplacement de paroi induit par un courant ont repris ces deux ou trois dernières années. Durant ma thèse, j'ai mis en évidence le déplacement de paroi dans des barreaux sub-microniques découpés dans une tricouche vanne de spin Co / Cu / Py. La position d'une paroi dans la couche de Permalloy contrôle l'effet de magnétorésistance géante de la vanne de spin, et j'ai pu mettre en évidence très clairement le déplacement de paroi par injection de courant. D'autres études ont été publiées en 2000 par une équipe américaine qui a détecté le déplacement de

paroi par imagerie M.F.M. ("Magnetic Force Microscope") [6]. Mes publications de 2001 à 2003 sont par contre les premières à mettre en évidence l'effet par un signal électrique (commutation de la vanne de spin).

## Première partie

# Injection de spin dans des piliers magnétiques



# Chapitre 1

## Notions sur les effets magnétorésistifs

*When you're feeling down and your resistance is low*

*Light another cigarette and let yourself go*

**Queen**, Album : The Game (1980), Song : Play The Game

Ce chapitre préliminaire est consacré à la description des effets de magnétorésistance géante. Cet effet sera en effet utilisé tout au long de cette thèse, à la fois expérimentalement et théoriquement. Du point de vue de la mesure, la détection du phénomène de renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin se fera par l'effet de magnétorésistance géante. Du point de vue théorique, les mécanismes microscopiques mis en jeu par l'injection de courant polarisé en spin dans des multicouches magnétiques sont bien souvent les mêmes que ceux intervenant dans le phénomène de magnétorésistance géante, en particulier en géométrie CPP ("Current Perpendicular to Plane") où le courant est injecté perpendiculairement au plan des couches.

### 1.1 La Magnétorésistance Géante (GMR)

A l'origine de l'effet de Magnétorésistance Géante (GMR pour "Giant Magneto-Resistance"), se trouve la différence de conductivité des spins "up" ( $\uparrow$ ) et "down" ( $\downarrow$ ) dans les métaux ferromagnétiques [7, 8, 9, 10]. En effet, du fait du décalage entre les bandes  $d$  "up" et "down", la densité d'état au niveau de Fermi est majoritairement "up" ou "down" suivant les cas. En ce qui concerne le cobalt par exemple, la densité d'état au niveau de Fermi est



majoritairement "down" [10]. La conduction étant assurée par les électrons  $s$ , les chocs conservant le spin affecteront donc plus les électrons de conduction "down" que les électrons de conduction "up". Ce processus est schématisé sur la figure 1.1 dans le cas d'un ferromagnétique fort. Pour le cobalt, le coefficient  $\alpha = \rho_{\uparrow}/\rho_{\downarrow}$  est donc inférieur à 1. C'est le contraire pour le fer par exemple.

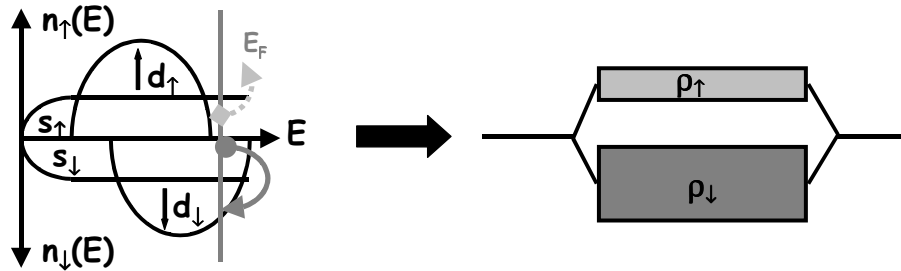


FIG. 1.1 – Schéma de la densité d'état d'un métal ferromagnétique fort. La densité d'état des électrons  $d_{\uparrow}$  étant nulle au niveau de Fermi dans ce cas extrême, les spins  $\uparrow$  n'interviendront pas dans les processus de chocs dépendant du spin. La résistivité des électrons de spin  $\uparrow$  sera donc moindre que celle des électrons de spin  $\downarrow$ .

Il existe d'autres origines "extrinsèques" à la différence de conductivité entre les électrons "up" et "down", telles que la présence d'impuretés qui jouent le rôle de potentiel diffuseur dépendant du spin [10].

A basse température, les processus de renversement de spin dus aux magnons sont négligeables, et les électrons de conduction suivent deux canaux indépendants. La résistivité du matériau ferromagnétique est donc :  $\rho = \rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}/(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})$ . A température non nulle, il faut tenir compte du passage possible d'un canal de conduction à l'autre et la résistivité devient dans ce cas :  $\rho = (\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})) / (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow})$  [9].

Ce modèle à deux courants permet d'établir une image très simple de la GMR.

Considérons comme sur la figure 1.2 une tricouche constituée d'un métal normal pris en sandwich entre deux couches ferromagnétiques identiques. Lorsque la configuration des aimantations des couches est parallèle, les électrons traversent des couches ferromagnétiques dont l'aimantation est dans la même direction que leur spin pour les spins "up", et opposée pour les spins "down". Notons  $r$  la résistance de la couche ferromagnétique pour le canal de spin de même direction que l'aimantation locale, et  $R$  pour le canal de spin de direction opposée. Le cas illustré sur la figure 1.2 est celui où  $\alpha = \rho_{\uparrow}/\rho_{\downarrow} < 1$ , et donc  $r < R$ . La résistance totale de la tricouche dans la

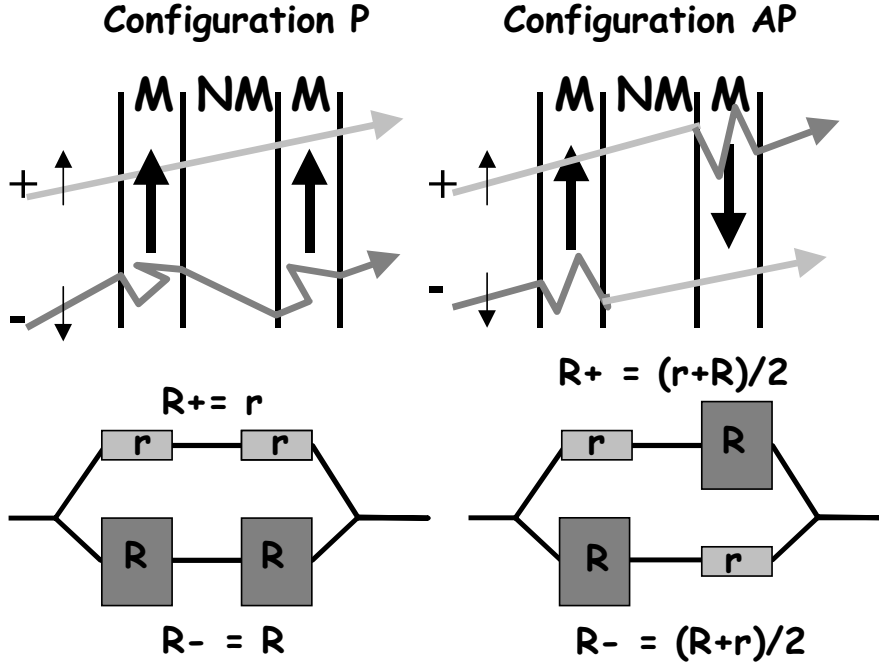


FIG. 1.2 – Illustration du modèle à deux courants [7].  $r$  est la résistance de la couche ferromagnétique pour le canal de spin de même direction que l'aimantation locale, et  $R$  du canal de spin de direction opposée.

configuration parallèle des aimantations est donc, en négligeant la contribution du métal normal :  $R_P = (2r)/(2R)$ , et donc si  $r \ll R$  :  $R_P = 2r$ . Si par contre la configuration des aimantations est antiparallèle, alors les électrons de conduction de spin "up" comme de spin "down" rencontrent des couches ferromagnétiques dont l'aimantation est alternativement dans la même direction que leur spin ou opposée. La résistance totale dans le cas antiparallèle est donc :  $R_{AP} = \frac{1}{2}(r + R)$  ou encore, si  $r \ll R$  :  $R_{AP} = R/2$ . Le raisonnement s'étend facilement au cas de multicouches. On appelle GMR le rapport  $\frac{R_{AP}-R_P}{R_P}$ .

Ce modèle à deux courants permet ainsi de montrer simplement que  $R_{AP} > R_P$  dans le cas où  $\alpha < 1$  (et  $R_{AP} < R_P$  si  $\alpha > 1$ ), et donc de rendre compte de l'effet de magnétorésistance géante. Il est valable que le courant soit appliqué perpendiculairement aux couches : géométrie CPP (Current Perpendicular to Plane), ou dans le plan des couches : géométrie CIP (Current In Plane). Néanmoins les longueurs d'échelle qui gouvernent les deux géométries sont très différentes. Dans la géométrie CIP, la longueur d'échelle est le libre parcours moyen. En effet, si les épaisseurs respectives des couches

sont supérieures à leur libre parcours moyen  $\lambda$  (notamment les couches non magnétiques intermédiaires), alors les électrons ne voient qu'une seule couche, et l'image précédente n'est plus valable. Par contre, en géométrie CPP, dans laquelle les électrons traversent chacune des couches, la longueur d'échelle à considérer est la longueur de diffusion de spin :  $l_{sf}$ , qui est en général bien supérieure à  $\lambda$ . Nous reviendrons ultérieurement sur la notion de longueur de diffusion de spin.

De nombreux modèles théoriques ont été développés pour rendre compte au niveau microscopique du phénomène de magnétorésistance géante, considérant soit les chocs dépendant du spin, soit le paysage de potentiel dû à la configuration magnétique, ou les deux, suivant le formalisme adopté : approche semi-classique [11, 12, 13], approche quantique [14], ab-initio [15] ou mésoscopique [16].

Le paysage de potentiel vu par les électrons de conduction peut être séparé en deux parties : le potentiel intrinsèque dû à la structure périodique de la multicouche, et le potentiel extrinsèque provenant des défauts, comme les impuretés paramagnétiques par exemple. Ceci est illustré sur la figure 1.3. La différence des hauteurs de marche sur la figure 1.3 provient de la dépendance en spin du niveau de Fermi dans les couches ferromagnétiques. Il apparaît ainsi que les états de Bloch générés par le super-réseau sont différents dans les cas des configurations magnétiques parallèles et antiparallèles, ce qui donne lieu à de la GMR, même si seuls les chocs indépendants du spin sont considérés.

La contribution extrinsèque peut être encore séparée en deux parties, suivant que l'on considère les défauts volumiques ou les défauts aux interfaces. La diffusion sur ces défauts dépend elle aussi du spin, comme signalé par la hauteur des potentiels diffuseurs sur la figure 1.3 [9]. Les modèles de GMR basés sur les chocs dépendant du spin se comprennent ainsi simplement. Il est clair sur la figure 1.3 que la résistance dans l'état parallèle des aimantations est bien inférieure à la résistance dans l'état antiparallèle (cas  $\alpha < 1$ ).

Ainsi, ces deux contributions interviennent dans l'effet de GMR, aussi bien dans la géométrie CIP que CPP (bien que dans des proportions différentes). Dans la suite, nous nous concentrerons sur les modèles de GMR CPP, puisque ce sont ceux là même qui interviendront dans les modèles de transfert de spin.

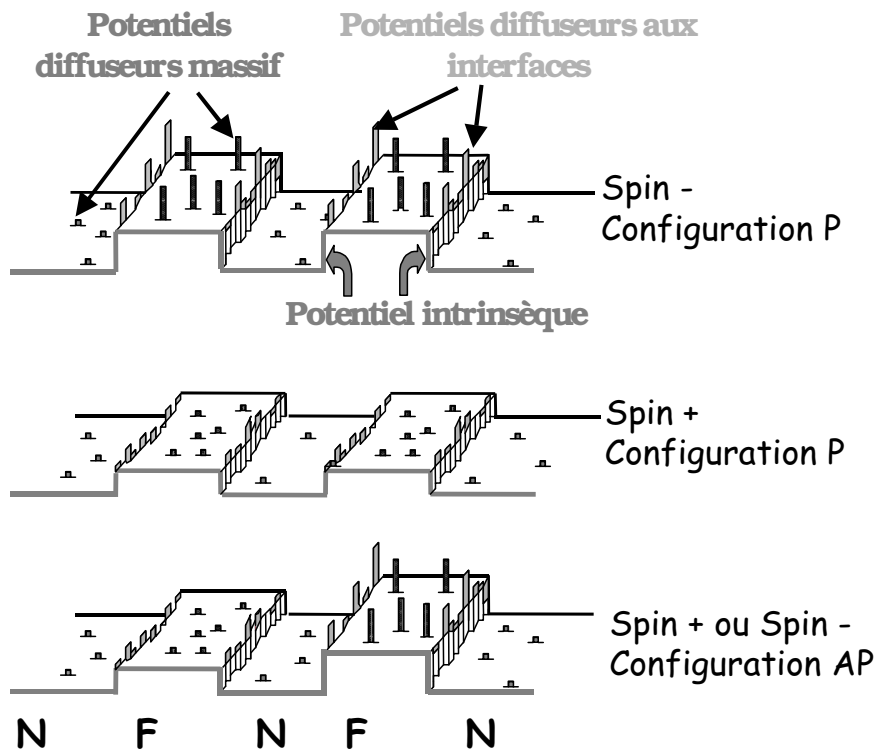


FIG. 1.3 – Schéma du profil de potentiel vu par les électrons de conduction (cas  $\alpha < 1$ ). Trois contributions sont représentées : celle du potentiel intrinsèque (périodique par définition) de la multicouche, et celles des potentiels diffuseurs (par des impuretés) massifs et aux interfaces. Dans la configuration P, les profils vus par les électrons de spin  $\uparrow$  et  $\downarrow$  sont très différents, alors qu'ils sont équivalents dans la configuration AP.

## 1.2 Accumulation et relaxation de spin (GMR CPP)

La Magnétorésistance Géante en géométrie CPP est basée sur un équilibre entre des phénomènes de relaxation [17] et d'accumulation de spin [18]. Considérons en effet le cas simple de deux couches consécutives, la première constituée d'un métal ferromagnétique et la deuxième d'un métal normal, comme illustré figure 1.4 dans le cas du Co/Cu.

Loin de l'interface, dans la couche ferromagnétique, les deux canaux de spin sont dissymétriques, du fait des conductivités différentes des spins "up" et "down". Par exemple, figure 1.4, le canal de spin "up" est majoritaire dans la couche de Co, loin de l'interface Co/Cu. Au contraire, loin de l'inter-

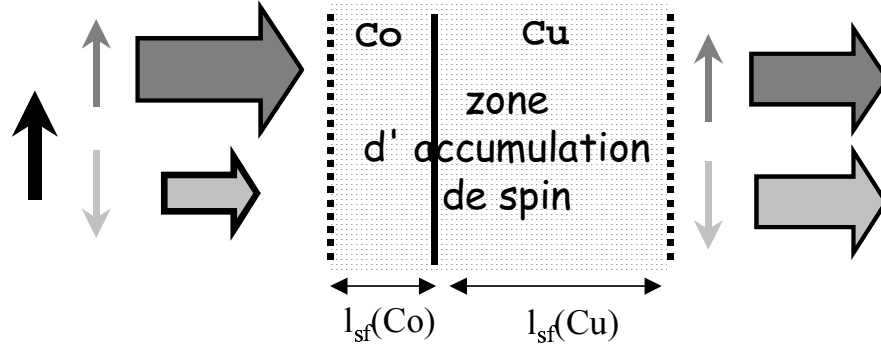


FIG. 1.4 – Schéma des canaux de spin dans le cas d’une bicouche Co/Cu. Le déséquilibre entre les canaux de spin dans le cobalt et le cuivre entraîne l’existence d’une zone d’accumulation de spin autour de l’interface.

face dans la couche non magnétique, les deux canaux de spin sont équilibrés. Ces conditions aux limites impliquent un transfert d’électrons entre le canal de spin ”up” vers le canal de spin ”down”. Le temps de vie de spin étant bien supérieur au temps de collision moyen, ce renversement de spin ne peut s’effectuer avant une longueur caractéristique que l’on nomme  $l_{sf}$ , longueur de diffusion de spin, avec  $l_{sf} > \lambda$ . Cette longueur peut s’exprimer de la façon suivante :  $l_{sf} = v_F(\tau \cdot \tau_{sf})^{1/2}$ , où  $v_F$  est la vitesse de Fermi,  $\tau$  le temps moyen entre deux collisions, et  $\tau_{sf}$  le temps moyen entre deux collisions dépendant du spin. Il va donc y avoir de part et d’autre de l’interface ferromagnétique/non magnétique l’existence d’une zone où les électrons de spins ”up” s’accumulent et où les électrons de spin ”down” sont en déficit par rapport à la situation d’équilibre, d’où le nom de ”zone d’accumulation de spin” comme indiqué figure 1.4. Les longueurs de diffusion de spin sont différentes dans le métal ferromagnétique et dans le métal non magnétique. Ce dernier faisant intervenir moins de processus de chocs dépendant du spin, sa longueur de diffusion de spin est plus élevée. On a par exemple  $l_{sf} \approx 60$  nm dans le cobalt pour approximativement  $0.5 \mu\text{m}$  dans le cuivre. Cette plus forte densité d’électrons de spin ”up” à l’interface, ainsi que la déplétion en spin ”down” entraîne une levée de dégénérescence des potentiels chimiques entre ”up” et ”down” : dans la zone d’accumulation de spin,  $\mu_{\uparrow} \neq \mu_{\downarrow}$ . Ce phénomène est illustré dans la partie supérieure de la figure 1.5.

La levée de dégénérescence des potentiels chimiques entraîne l’établissement de courants de diffusion de spin (gradients du potentiel chimique) de signes opposés  $j_{\uparrow}$  et  $j_{\downarrow}$ . A partir de ces courants, on peut établir l’expression de la polarisation en spin  $P = \frac{j_{\uparrow} - j_{\downarrow}}{j_{\uparrow} + j_{\downarrow}}$ . La polarisation en

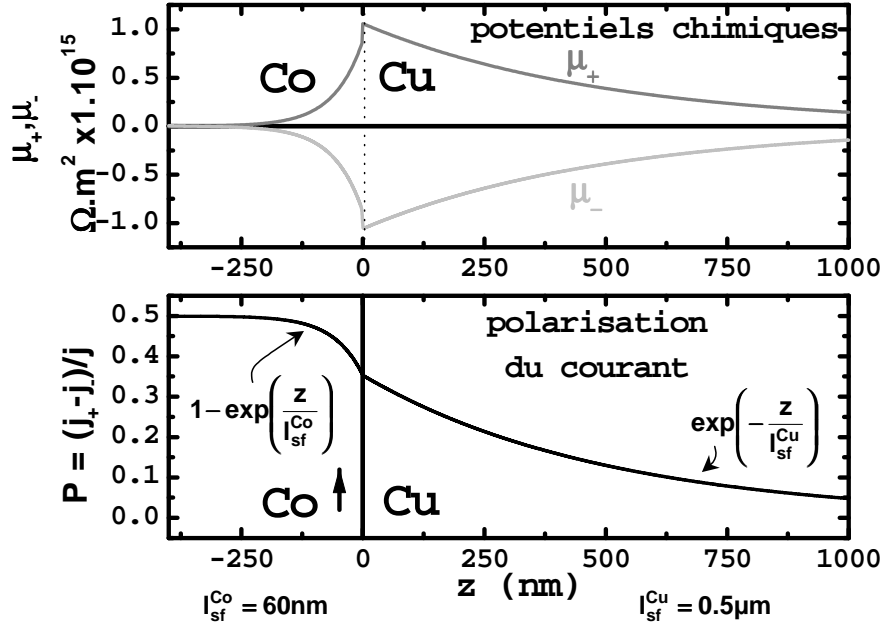


FIG. 1.5 – Profils d’accumulation de spin (partie haute) et de polarisation en spin (partie basse) dans le cas d’une bicouche Co/Cu.

spin est tracée dans la partie basse de la figure 1.5.

Valet et Fert ont développé en 1993 un modèle prenant en compte les effets de relaxation et d’accumulation de spin [18]. Il est fondé sur la théorie de Boltzmann, en intégrant dans l’équation le temps de renversement de spin et les potentiels chimiques dépendant du spin résultant de l’accumulation. Les contributions du potentiel intrinsèque et des interfaces sont pris en compte par l’introduction de résistances d’interface dépendant du spin. Les notations utilisées sont les suivantes. Un coefficient d’assymétrie de spin volumique  $\beta$  est introduit et ainsi la résistivité s’écrit dans les couches ferromagnétiques :

$$\rho_{\uparrow(\downarrow)} = 2\rho_F^*[1 - (+)\beta] \quad (1.1)$$

Dans les couches non magnétiques, le coefficient  $\beta$  est nul, d’où  $\rho_{\uparrow(\downarrow)} = 2\rho_N^*$ . Aux interfaces, les courants dépendant du spin sont supposés continus (la relaxation de spin est négligée aux interfaces). Si l’interface est située en  $z = z_0$  par exemple, on a :

$$j_{\uparrow(\downarrow)}(z = z_0^+) - j_{\uparrow(\downarrow)}(z = z_0^-) = 0 \quad (1.2)$$

Les conditions aux limites pour les potentiels chimiques font intervenir comme mentionné précédemment une résistance d’interface dépendant du spin  $r_{\uparrow(\downarrow)}$ , d’où :

$$\mu_{\uparrow(\downarrow)}(z = z_0^+) - \mu_{\uparrow(\downarrow)}(z = z_0^-) = r_{\uparrow(\downarrow)}[j_{\uparrow(\downarrow)}(z = z_0) \times e], \quad (1.3)$$

avec  $r_{\uparrow(\downarrow)} = 2r_b^*[1 - (+)\gamma]$ .

$\gamma$  est le coefficient d'assymétrie en spin de l'interface. Il est de plus à prendre en compte qu' en  $z$  égal à  $+\infty$  et  $-\infty$  :  $\Delta\mu = \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$  est nul, et  $j_{\uparrow}$  ainsi que  $j_{\downarrow}$  ont leurs valeurs du volume. A partir de ces équations, il est alors possible de connaître les valeurs des potentiels chimiques et des courants dépendant du spin à tout endroit de la multicouche. Il est à noter que ce modèle se restreint au cas où les aimantations des couches sont strictement parallèles ou antiparallèles, ce qui sera important pour la suite. Lorsque les aimantations des couches ne sont pas colinéaires, interviennent en effet des termes non diagonaux dans les tenseurs représentant le spin, dont le comportement n'a pas été étudié.

Nous allons maintenant présenter les principaux modèles de renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin. Nous verrons qu'ils font intervenir des grandeurs liées au phénomène de GMR-CPP : essentiellement polarisation du courant de spin, et accumulation de spin.

# Chapitre 2

## Etat de l'art

*I'm through with the past  
Ain't no point in looking back  
The future will be  
And did I forget to mention  
that I found a new direction  
And it leads back to me ?*

*I'm spinning around  
Move out of my way  
Kylie Minogue "Spinning Around"*

### 2.1 La théorie du renversement d'aimantation par transfert de spin

#### 2.1.1 Les précurseurs

##### 2.1.1.1 Modèle de transfert de spin

#### PRINCIPE

En 1996, J. Slonczewski introduit pour la première fois le modèle de transfert de spin [1]. Considérant la structure métal ferromagnétique 1 / métal normal / métal ferromagnétique 2 schématisée figure 2.1, il montre qu'un courant polarisé en spin peut renverser une aimantation.



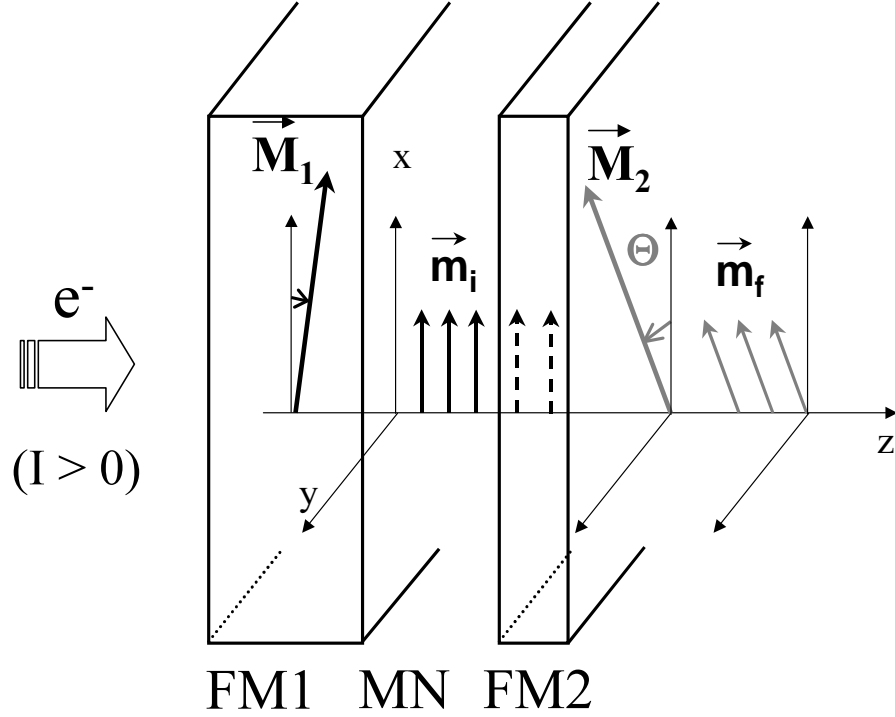


FIG. 2.1 – Schéma de la structure tricouche proposée par Slonczewski pour le transfert de spin

Les électrons sont injectés perpendiculairement au plan des couches. La première couche ferromagnétique (FM1) est supposée épaisse pour deux raisons : elle peut ainsi servir de polariseur de spin et son aimantation peut de plus être considérée fixe. La seconde couche ferromagnétique (FM2) est au contraire fine, de manière à ce que son aimantation soit libre de se mouvoir sous l'action du courant de spin. Un métal normal (NM) découple les deux couches ferromagnétiques. Les aimantations  $\mathbf{M}_1$  et  $\mathbf{M}_2$  de FM1 et FM2 respectivement (assimilées à des macrospins) sont de plus supposées légèrement désorientées,  $\theta$  étant l'angle qui les sépare.

La polarisation de spin du courant dans la couche de cuivre dépend de l'orientation de  $\mathbf{M}_1$  et  $\mathbf{M}_2$  et, en fait, va être dans une orientation intermédiaire et faire ainsi un angle avec  $\mathbf{M}_2$ . La polarisation de spin du courant injecté a donc une composante transverse par rapport au moment  $\mathbf{M}_2$ . C'est cette composante transverse qui va pouvoir être transférée. En s'alignant avec  $\mathbf{M}_2$  lors de la traversée de la couche fine, la polarisation du courant perd sa composante transverse, qui est donc absorbée et transférée à  $\mathbf{M}_2$ . L'interaction entre le spin des électrons et le spin total de la couche conservant le spin

(interaction d'échange  $s-d$ ), toute la composante transverse du courant est transmise à l'aimantation  $\mathbf{M}_2$ .

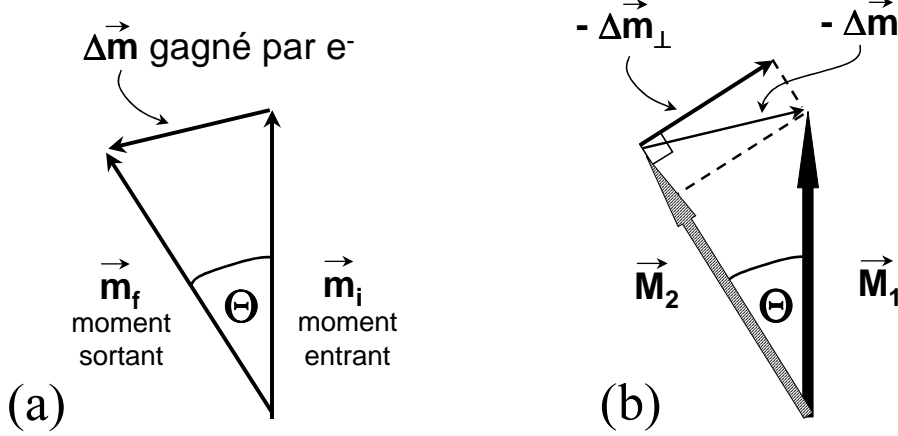


FIG. 2.2 – (a) transfert de spin lors du passage des électrons de conduction à travers la couche ferromagnétique fine ( $I > 0$ ). (b) couple exercé sur l'aimantation de la couche fine (cas d'une couche polarisatrice parfaite et  $I > 0$ )

Comme illustré sur la figure 2.2 (a), lors de son passage à travers la couche ferromagnétique fine, chaque électron de conduction a donc gagné  $\Delta\mathbf{m}$ . Par conservation globale du moment cinétique (proportionnel au moment magnétique), chaque électron de conduction transfère donc  $-\Delta\mathbf{m}$  à l'aimantation de la couche fine (voir figure 2.2 (b)). Cette contribution à la variation de moment cinétique est équivalente à l'existence d'un couple exercé sur l'aimantation de FM2. Seule la composante de ce couple perpendiculaire à  $\mathbf{M}_2$  est apte à faire tourner  $\mathbf{M}_2$ . Cette composante transverse est notée  $-\Delta\mathbf{m}_\perp$  figure 2.2 (b). Un courant positif dans notre convention tend à aligner  $\mathbf{M}_2$  vers  $\mathbf{M}_1$ , et donc à favoriser la configuration parallèle des aimantations. Un courant négatif au contraire favorise l'état antiparallèle.

En ce qui concerne l'expression du couple de transfert de spin exercé sur  $\mathbf{M}_2$ , on a :  $\|-\Delta\mathbf{m}_\perp\| = P_i g \mu_B \sin\theta$ , où  $P_i$  est la polarisation du courant à l'interface MN / FM2 (rapport du courant de spin au courant de charge divisé par  $e$ ),  $g$  le facteur de Landé (égal à 2 pour un spin),  $\mu_B$  le magnéton de Bohr ( $\|\mathbf{m}_i\| = g \mu_B P_i$ ). Or, pendant le temps  $dt$ , il y a  $N = \frac{I dt}{e}$  électrons de conduction qui traversent la couche fine. Pendant  $dt$ , la variation de moment cinétique totale est donc  $\|-\Delta\sigma\| = \frac{1}{\gamma_0} \frac{I dt}{e} P_i g \mu_B \sin\theta$ ,  $\gamma_0$  étant le rapport gyromagnétique. On obtient ainsi l'expression du couple  $\mathbf{\Gamma} = -\frac{\Delta\sigma}{dt}$  exercé sur la couche fine :  $\mathbf{\Gamma} = -\frac{1}{\gamma_0} \frac{I P_i g \mu_B}{e} (\mathbf{m}_2 \times (\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1))$ , avec  $\mathbf{m}_1$  et  $\mathbf{m}_2$  les

vecteurs unitaires le long de  $\mathbf{M}_1$  et  $\mathbf{M}_2$  respectivement. L'expression finale de la variation de l'aimantation de la couche fine due au transfert de spin est donc :

$$\frac{d\mathbf{M}_2}{dt} = -\frac{IP_i g \mu_B}{e} (\mathbf{m}_2 \times (\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1)) \quad (2.1)$$

Le couple ainsi obtenu est donc :

- proportionnel au courant : plus le courant est élevé, plus son action est efficace ;
- de signe associé au signe du courant ;
- proportionnel à la composante transverse du courant de spin à l'interface NM/FM2 : plus le polariseur (couche épaisse FM1) est efficace, plus la polarisation a de composante transmise, et plus le couple est élevé.

Ce couple doit être ajouté aux autres couples dans l'équation de Landau-Lischnitz-Gilbert (LLG) décrivant le mouvement d'un moment magnétique sous l'action d'un champ magnétique  $\mathbf{H}$  :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \alpha \frac{\mathbf{M}}{\|\mathbf{M}\|} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (2.2)$$

Le premier terme de l'équation 2.2 décrit la précession du moment magnétique autour du champ effectif (somme du champ magnétique appliqué, ainsi que des termes d'anisotropie, de couplage etc.). Le deuxième terme fait intervenir le facteur phénoménologique  $\alpha$  qui décrit l'amortissement du mouvement du moment magnétique vers la direction du champ magnétique. On obtient alors, en injectant dans l'équation 2.2 le nouveau terme de transfert de spin, et en normalisant par  $\|\mathbf{M}_2\| = M_s t \Sigma$ , où  $M_s$  est l'aimantation à saturation,  $t$  l'épaisseur et  $\Sigma$  la section de FM2, l'équation de Landau-Lischnitz-Gilbert modifiée :

$$\frac{d\mathbf{m}_2}{dt} = -\gamma_0 \mathbf{m}_2 \times \mathbf{H} + \alpha \mathbf{m}_2 \times \frac{d\mathbf{m}_2}{dt} - \frac{IP_i g \mu_B}{et \Sigma M_s} (\mathbf{m}_2 \times (\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1)) \quad (2.3)$$

Avec des valeurs raisonnables en ce qui concerne le champ magnétique appliqué, l'épaisseur des couches magnétiques et la polarisation des électrons de conduction [1], Slonczewski déduit de cette équation un ordre de grandeur de la densité de courant critique  $j = \frac{I}{\Sigma}$  nécessaire au renversement de l'aimantation de la couche fine :  $j \approx 10^7$  A.  $\text{cm}^{-2}$ .

Notons pour simplifier G le facteur  $\frac{P_i g \mu_B}{et M_s}$ . Si l'on fait l'hypothèse supplémentaire que  $\mathbf{m}_1$  et  $\mathbf{H}$  sont alignés, l'équation 2.3 peut également se mettre sous la forme suivante :

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\mathbf{m}_2}{dt} = -(\gamma_0 H - \alpha G j) \mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1 - (\alpha \gamma_0 H + G j) (\mathbf{m}_2 \times (\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1)) \quad (2.4)$$

Ceci revient à écrire :

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\mathbf{m}_2}{dt} = -\gamma_0 H_1 \mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1 - \alpha_1 \gamma_0 H_1 (\mathbf{m}_2 \times (\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1)) \quad (2.5)$$

avec :

$$\begin{aligned} H_1 &= H - \frac{\alpha}{\gamma_0} G j \\ \alpha_1 &= \alpha + (1 + \alpha^2) \frac{G j}{\gamma_0} \frac{1}{H - \frac{\alpha}{\gamma_0} G j} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Comparons l'importance relative des deux termes  $H$  et  $\frac{\alpha G j}{\gamma_0}$ . Le rapport gyromagnétique  $\gamma_0$  est égal à  $\frac{g \mu_0 \mu_B}{\hbar}$ , d'où  $\frac{\alpha G j}{\gamma_0} = \frac{\alpha j P_i \hbar}{\mu_0 e t M_s} \approx 48 A.m^{-1}$ , avec les valeurs typiques du cobalt :  $\alpha = 0.007$  [19],  $M_s = 1.42 \cdot 10^6 A.m^{-1}$ ,  $t = 2.5$  nm [2], et d'autre part  $P_i = 0.5$ ,  $\hbar$  (constante de Planck) =  $1.05 \cdot 10^{-34}$  J.s,  $\mu_0$  (perméabilité du vide) =  $4 \pi \cdot 10^{-7}$  (S.I.), et  $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$  C. Cette valeur de  $48 A.m^{-1}$  est très inférieure aux valeurs de champs d'anisotropie usuelles  $H \approx 10^5 A.m^{-1}$  : on en déduit que  $\frac{\alpha G j}{\gamma_0} \ll H$ .

Dans ces conditions, les équations 2.6 deviennent :

$$\begin{aligned} H_1 &\approx H \\ \alpha_1 &\approx \alpha + (1 + \alpha^2) \frac{G j}{\gamma_0 H} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Le couple dû au courant de spin a donc, dans le modèle de transfert de spin, essentiellement la forme du couple dû à l'amortissement, à ceci près qu'il peut dissiper ou bien fournir de l'énergie suivant le signe du courant. On peut alors illustrer comme sur la figure 2.3 l'ensemble des forces s'exerçant sur l'aimantation de la couche fine.

## CALCUL DE LA POLARISATION

Slonczewski [1, 20] effectue le calcul de la polarisation des électrons de conduction dans un cadre balistique. Il suppose des bandes d'énergie paraboliques pour chaque métal, et calcule en utilisant le formalisme WKB pour les

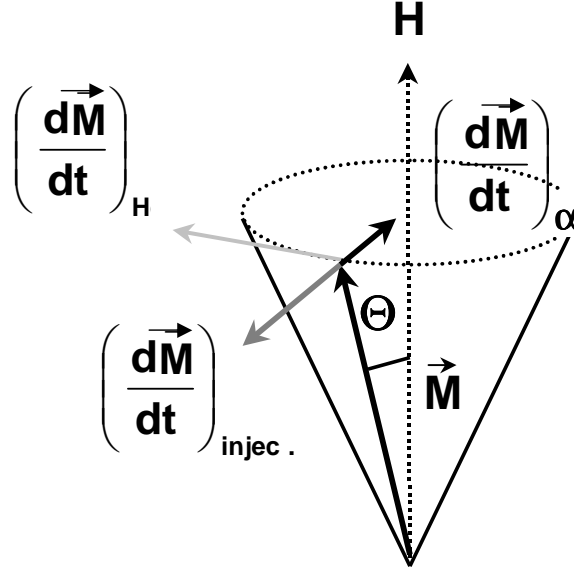


FIG. 2.3 – Couples exercés sur l'aimantation de la couche fine. Le couple exercé par le champ magnétique entraîne une précession de l'aimantation autour de la direction du champ effectif. Le couple dû à l'amortissement tend à faire relaxer l'aimantation vers sa direction moyenne. Le couple de transfert de spin s'ajoute ou s'oppose au couple d'amortissement.

fonctions d'onde les coefficients de transmission et de réflexion des électrons de spin up et down vers la couche ferromagnétique fine [21]. Ce calcul des courants de spin amène à l'expression de la polarisation  $P_i$  des électrons de conduction à l'interface NM/FM2 :

$$P_i = \frac{1}{-4 + (1 + P)^3(3 + \cos(\theta))/4P^{\frac{3}{2}}} \quad (2.8)$$

où  $P$  est la polarisation en spin de chacune des couches ferromagnétiques (supposées de même nature) au sens de la densité d'état :  $P = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}$ ,  $n_{\pm}$  étant les densités d'état au niveau de Fermi des spins majoritaires/minoritaires.

Dans le modèle de Slonczewski, la polarisation  $P_i$  des électrons de conduction dépend donc de l'angle  $\theta$  entre les aimantations des deux couches ferromagnétiques, et prévoit :  $P_i(\theta = 0) < P_i(\theta = \pi)$ . Un couple plus fort est donc attendu dans la configuration AP que dans la configuration P.

### 2.1.1.2 Le SWASER ("Spin Wave Amplification by Stimulated Emission of Radiation")

Indépendamment du modèle de Slonczewski, L. Berger a proposé en 1996 un modèle balistique montrant dans un premier temps que le facteur d'amortissement de Gilbert est fortement augmenté au voisinage des interfaces ferromagnétique/métal normal d'une multicouche magnétique [22, 23]. Par une analogie avec le fonctionnement du laser, il montre dans un deuxième temps que, si son signe est adéquat, un courant traversant la multicouche peut exciter des ondes de spin.

Il considère comme Slonczewski une structure ferromagnétique F1 / métal normal N / ferromagnétique F2, avec les aimantations des deux couches ferromagnétiques désorientées d'un angle  $\theta$ , comme représenté figure 2.4.

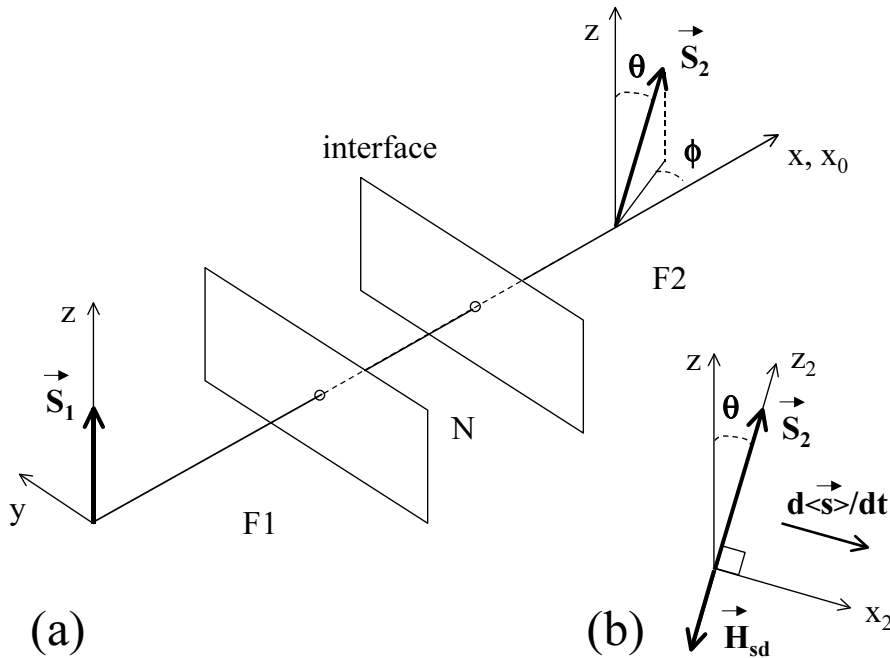


FIG. 2.4 – Modèle de Berger. (a) : schéma de la structure étudiée, semblable à celle proposée par Slonczewski. Les spins  $\mathbf{S}_1$  et  $\mathbf{S}_2$  représentent les spins locaux des couches ferromagnétiques F1 et F2. (b) : La relaxation due au champ d'échange  $s$ - $d$  entraîne une variation  $\frac{d\langle \mathbf{s} \rangle}{dt}$  du spin des électrons de conduction.

F1 est supposée d'épaisseur plus élevée que la longueur de diffusion de spin : les spins incidents sur F2 sont donc alignés sur le spin local  $\mathbf{S}_1$  (cf. section 1.2). Lorsque les électrons se propagent dans F2 après avoir traversé

l'interface N / F2, leur spin précesse autour du champ d'échange  $s$ - $d$  local  $H_{sd}$  généré par les spins localisés  $\mathbf{S}_2$  dans F2. Un facteur d'amortissement est introduit phénoménologiquement pour tenir compte de la décohérence due à la diffusion dépendant du spin dans F2. Tout comme dans le modèle de Slonczewski [1], les spins entrent dans F2 alignés sur  $\mathbf{S}_1$  et en sortent alignés sur  $\mathbf{S}_2$ . Si l'on considère l'axe de quantification  $z$ , cette relaxation due à l'échange  $s$ - $d$  peut être vue comme une variation de  $\langle s_z \rangle$ , ce qui permet d'introduire un taux de retournement de spin de up vers down  $\frac{dn_{\uparrow\downarrow}}{dt}$ .

A courant nul, cette variation de  $\langle s_z \rangle$  introduit d'après Berger un décalage artificiel des bandes de conduction up et down :  $\epsilon_{\downarrow} > \epsilon_{\uparrow}$ . A chaque fois qu'un spin se retourne de up vers down, un magnon est annihilé, de pulsation  $\omega$  donnée par :  $\epsilon_{\downarrow} - \epsilon_{\uparrow} = \hbar\omega$ . Cette absorption d'onde de spin peut être vue comme une augmentation du facteur d'amortissement de Gilbert au voisinage de l'interface. Cette prédiction constitue la différence principale entre les modèles de Slonczewski et de Berger <sup>1</sup>.

Lorsqu'un courant est injecté dans la structure, il faut de plus prendre en compte le décalage des bandes de conduction dû à ce courant polarisé en spin :  $\Delta\mu_{\uparrow}$  et  $\Delta\mu_{\downarrow}$ , proportionnels respectivement à  $j_x^{\uparrow}$  et  $j_x^{\downarrow}$ . Si  $\Delta\mu = \Delta\mu_{\uparrow} - \Delta\mu_{\downarrow}$  est inférieur à  $-\hbar\omega$ , alors au lieu d'une absorption massive de magnons à l'interface, on a contraire génération entretenue d'ondes de spin. Le principe est semblable à celui du laser, le courant polarisé en spin servant ici à inverser les populations de spin, d'où l'appellation de SWASER ("Spin Wave Amplification by Stimulated Emission of Radiation") à la structure F1/N/F2. La condition  $\Delta\mu < -\hbar\omega$  correspond à des densités de courant de l'ordre de  $10^7$  A.cm<sup>-2</sup> et des électrons allant de F2 vers F1, ce qui est en accord avec les prédictions du modèle de transfert de spin.

## 2.1.2 Les autres modèles

### 2.1.2.1 Modèle d'interaction effective (Heide)

Parallèlement à ces modèles, Heide a proposé un calcul basé sur une interaction effective hors équilibre entre les aimantations des deux couches ferromagnétiques, médiée par le courant polarisé en spin [24, 25, 26, 27] et nommée NEXI ("Nonequilibrium EXchange Interaction").

Le principe de ce modèle peut être schématisé comme sur la figure 2.5. Lorsque les électrons de conduction traversent la structure tricouche, une

---

<sup>1</sup>Il nous semble néanmoins qu'à courant nul, lorsque qu'un électron traverse l'interface N/F2 de la gauche vers la droite perdant  $\Delta\mathbf{s}$ , un autre électron traverse la même interface de la droite vers la gauche tout en gagnant  $\Delta\mathbf{s}$ , ce qui invalide tout phénomène de transfert de spin à courant nul, et en particulier toute augmentation du facteur de Gilbert à  $j = 0$ .

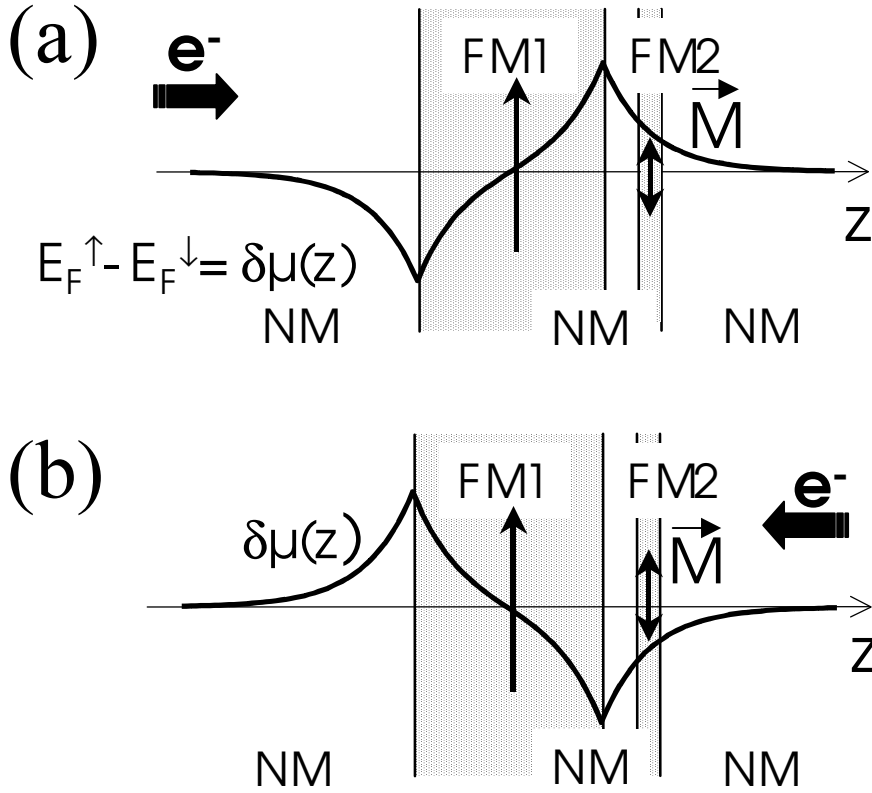


FIG. 2.5 – Schéma du profil d'accumulation de spin dans la structure tricouche métal ferromagnétique / métal normal / métal ferromagnétique dans le cas où les épaisseurs des couches sont très différentes (a) pour un courant positif, (b) pour un courant négatif

accumulation de spin  $\delta\mu(z)$  est créée. Du fait de la forte dissymétrie entre les couches ferromagnétiques, le profil d'accumulation de spin est essentiellement gouverné par la couche épaisse. On aura ainsi, pour des courants positifs, une accumulation de spin positive au niveau de la couche fine FM2 pour des courants positifs (figure 2.5 (a)), et négative pour des courants négatifs (figure 2.5 (b)), et ce, quelque soit la direction de l'aimantation de la couche fine. L'énergie d'interaction  $s$ - $d$  entre ces électrons accumulés dans la couche fine et les moments locaux s'écrit  $E_{int} = -J_{s-d}\delta\mu.\mathbf{M}$ . Considérons par exemple l'état parallèle des aimantations. Alors  $E_{int}$  est négative (resp. positive) pour un courant positif (resp. négatif). Un courant positif favorise donc dans cette approche la configuration parallèle des aimantations, et on peut montrer de la même manière qu'un courant négatif favorise l'état antiparallèle. De plus, le calcul de l'ordre de grandeur des densités de courant nécessaires



au renversement de l'aimantation de la couche fine donne  $j \approx 10^7$  A.cm<sup>-2</sup>. Ces conclusions sont donc en accord avec le modèle de transfert de spin. La différence majeure entre les deux modèles réside dans le fait que, dans le cas du modèle de transfert de spin, c'est la composante transverse du courant de spin par rapport aux moments locaux qui va intervenir dans le processus de retournement de l'aimantation, tandis que dans le cas du modèle d'interaction effective, c'est la composante longitudinale de ce même courant de spin qui est impliquée. D'un autre point de vue, plus macroscopique, on peut dire que dans le cas du modèle de transfert de spin, le couple exercé par le courant polarisé en spin sur l'aimantation de la couche fine est similaire au couple d'amortissement de Gilbert, tandis que dans le cas de l'interaction NEXI, il est équivalent au couple exercé par un champ magnétique.

Nous verrons outefois que ce modèle ne s'applique pas aux résultats expérimentaux obtenus, aussi bien les nôtres [28] que ceux obtenus par d'autres équipes [29]. Un des problèmes, en effet, soulevé par le modèle d'interaction effective, est que l'accumulation de spin constitue une petite déviation à l'état d'équilibre de Stoner. Or, toute variation à partir d'un état d'équilibre est un terme quadratique, donc, dans le cas qui nous concerne, en  $\delta\mu^2$ , ou encore en  $j^2$ , et non pas en  $j$  comme le laisse supposer l'image simple de l'interaction NEXI que nous avons proposé plus haut.

### 2.1.2.2 Mécanisme de transfert de la composante transverse du courant de spin

Deux mécanismes contribuent principalement au transfert de la composante transverse du courant de spin à une couche ferromagnétique [30]. Tout d'abord, du fait de la dépendance en spin des processus de transmission/réflexion à l'interface avec un métal ferromagnétique, la composante transverse est réduite en amplitude, et sa partie transmise a subit une rotation par rapport à la partie incidente. Comme nous le discuterons dans le paragraphe suivant traitant des longueurs d'échelle, ce qui reste de la composante transverse disparaît ensuite par précession incohérente du spin des électrons dans le champ d'échange du métal ferromagnétique, cette absorption de la composante transverse du courant de spin s'effectuant sur une longueur  $l_{decoh}$  de l'ordre du nm à partir de l'interface. Dans ces conditions, le transfert de spin est un effet quasi-interfacial, et est traité dans le modèle de Fert *et al.* développé au laboratoire de façon balistique par des conditions aux interfaces [31]. D'un autre côté, la composante longitudinale du courant de spin varie sur la longueur d'échelle  $l_{sf}$ , et peut donc être calculée en utilisant les équations de transport diffusif pour toute la structure, comme dans la théorie de la GMR-CPP [18].

### 2.1.2.3 Longueurs d'échelle

D'après les modèles présentés plus haut : transfert de spin [1], modèles de Berger [22] et de Heide [24], le renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin est gouverné, suivant les modèles, par l'une ou l'autre des deux composantes du courant de spin : longitudinale ou transverse. Or ces deux composantes ont des longueurs d'échelle bien différentes.

Nous avons vu lors du chapitre d'introduction sur la GMR-CPP, que la relaxation de la composante longitudinale du courant polarisé en spin s'effectue par couplage spin-orbite sur une longueur d'échelle égale à la longueur de diffusion de spin  $l_{sf}$  (cf. figure 2.6), bien supérieure comme nous l'avons précisé dans la section 1.2 au libre parcours moyen. D'après les résultats expérimentaux de GMR-CPP [32, 33], on a par exemple :  $l_{sf}(\text{Co}) = 60 \text{ nm}$  et  $l_{sf}(\text{Cu}) = 0.5 - 1 \mu\text{m}$ .

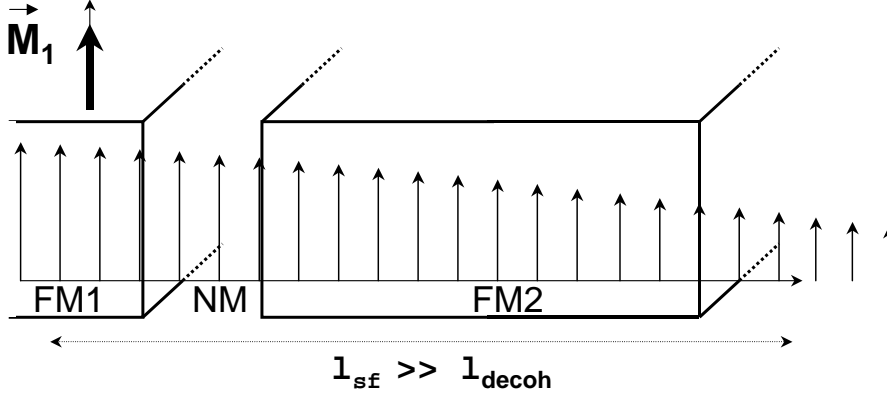


FIG. 2.6 – Illustration de l'évolution de la composante longitudinale du courant de spin

La longueur d'échelle de la composante transverse de la polarisation de spin, donnée par la longueur de décohérence, est elle beaucoup plus petite. Elle est due principalement à la précession des spins de conduction autour du champ d'échange  $s-d$ , qui résulte en une perte de cohérence de la composante transverse du courant de spin après que les spins aient effectué approximativement une rotation complète autour du moment local. Ce phénomène est illustré figure 2.7.

Si  $l_{decoh}$  est inférieure au libre parcours moyen  $\lambda$ , la décohérence par précession s'installe pendant une propagation balistique des électrons à partir de l'interface, et  $l_{decoh} \approx v_F \tau_{prec}$ , avec  $v_F$  la vitesse de Fermi et  $\tau_{prec}$  le temps de précession égal à  $\frac{2\pi}{\gamma B_{ech}}$ . Si au contraire  $l_{decoh}$  est supérieure à  $\lambda$ , alors la propagation n'est pas balistique mais diffusive pendant la propagation, et

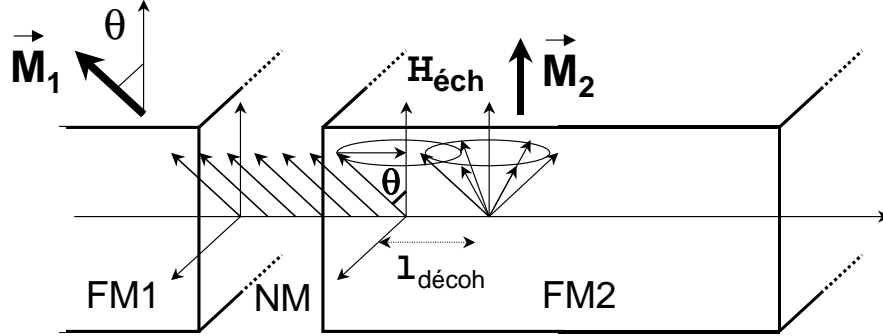


FIG. 2.7 – Illustration du phénomène de décohérence par précession autour du champ d'échange de la composante transverse du courant de spin

$l_{decoh} \approx v_F(\tau\tau_{prec})^{1/2}$ ,  $\tau$  étant le temps moyen de collision.

Des calculs ab-initiaux [34, 30] montrent que, pour des métaux de transition comme le cobalt, on est dans le premier cas de figure, avec  $l_{decoh} \approx 1 - 2$  nm. Les résultats expérimentaux [35] confirment bien que le couple de transfert de spin est un terme d'interface. Cette précession des électrons de conduction autour des moments locaux a déjà été observée [36, 37], par injection directe d'un faisceau d'électrons chauds (plus de 10 eV au dessus du niveau de Fermi) polarisés dans des couches métalliques de Fe, Ni et Co.

Il est à noter que, outre l'existence de deux échelles spatiales, il existe deux échelles de temps. En effet, les spins des électrons de conduction précessent extrêmement rapidement autour du spin local ( $\mu_0 Hsd \approx 1000$  T), alors que le spin local précesse lentement autour du champ magnétique H ( $H \approx 1$  T pour les valeurs expérimentales classiques). Il est donc possible de découpler le mouvement des spins des électrons de conduction de celui des moments locaux, et de les traiter séparément.

#### 2.1.2.4 Transfert de spin : balistique vs diffusif

Nous avons vu au paragraphe précédent que les effets de relaxation de spin (qui gouvernent la variation spatiale des courants de spin) conduisent à des longueurs d'échelle très différentes pour les composantes longitudinales et transverses. La relaxation de la composante longitudinale est très lente, la longueur d'échelle correspondante étant la longueur de diffusion de spin, bien supérieure au libre parcours moyen. Les composantes longitudinales des courants de spin doivent donc être calculées dans un modèle de transport diffusif (comme pour décrire le transport de spin à l'intérieur des couches dans la théorie de la CPP-GMR).

Par contre la relaxation des composantes transverses par précession est très rapide, la longueur d'échelle associée est très courte (1-2 nm), ce qui correspond à une précession pendant le parcours balistique des électrons. Le problème est semblable à celui de la diffusion d'interfaces en CPP-GMR, calculée dans un modèle balistique (Landauer), et exprimée par les résistances d'interface introduites dans les conditions aux limites couplant les solutions à l'intérieur des couches. La difficulté du problème de transfert de spin est donc de traiter à la fois les aspects balistiques et diffusifs du transfert, par ailleurs automatiquement couplés car ce qui est longitudinal dans le repère d'une couche devient partiellement transverse dans celui de l'autre couche. Il faut dire que les premiers modèles ont toujours privilégié un traitement par rapport à l'autre, traitement purement balistique dans les calculs initiaux de Slonczewski [1], Waintal *et al.* [38], Bazaliy *et al.* [39], Berger [22, 23], purement diffusif dans le modèle de Zhang *et al.* [40]. Les derniers développements, en particulier par Stiles *et al.* [30, 34], Bauer *et al.* [41, 42, 43] ou Fert *et al.* [31] convergent tous vers un traitement diffusif à l'intérieur des couches et balistique pour les effets d'interface et de précession.

### 2.1.3 Modèle pour le calcul du couple et des courants critiques

Les calculs de Stiles *et al.* [30, 34] pour le cas général d'angles quelconques entre les aimantations des couches magnétiques et de Fert *et al.* [31] pour la limite de petits angles, suivis du calcul des courants d'instabilité des configurations P et AP, permettent une évaluation quantitative des courants critiques. Nous exposons ici les calculs de Fert *et al.*

Pour calculer les courants critiques correspondant à l'instabilité des configurations P et AP, il suffit de calculer le couple de transfert de spin dans la limite simple où l'angle entre les aimantations des couches magnétiques est faible ou proche de  $\pi$  ( $\theta$  ou  $\pi - \theta$ , avec  $\theta$  petit). La première étape, avant d'introduire l'angle  $\theta$ , est le calcul de la composante longitudinale du courant de spin  $j_{mz}$  et de l'accumulation de spin  $m_z$  dans la configuration colinéaire ( $\theta = 0$ ). Ceci est fait en utilisant les équations classiques du transport diffusif employées dans la théorie de la GMR-CPP avec des paramètres (résistances d'interface dépendant du spin, coefficient de perte de mémoire de spin à l'interface, longueurs de spin, etc) obtenus à partir des expériences de GMR-CPP [32, 33]. Les profils d'accumulation de spin et de polarisation en courant d'une tricouche Cu ( $\infty$ ) / Co (25 Å) / Cu (100 Å) / Co ( $\infty$ ) sont présentés sur la figure 2.8.

L'étape suivante consiste à introduire l'angle  $\theta$  de désorientation entre

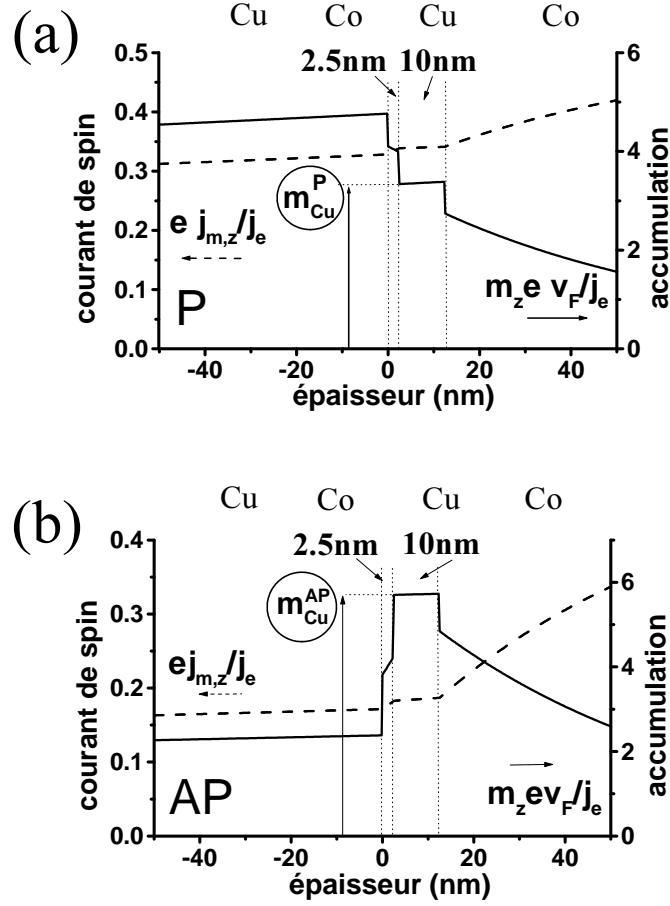


FIG. 2.8 – profils d’accumulation de spin et de polarisation du courant pour les configurations P et AP d’une tricouche Cu ( $\infty$ ) /Co (25 Å) /Cu (100 Å) /Co ( $\infty$ ) dans les configurations (a) parallèle (b) antiparallèle.

les aimantations  $\mathbf{M}_1$  et  $\mathbf{M}_2$  des couches épaisse et fine respectivement. Les vecteurs représentant le courant polarisé en spin  $\mathbf{j}_m$  et l’accumulation de spin  $\mathbf{m}$  sont constants dans la couche non magnétique comprise entre les deux couches ferromagnétiques (en général,  $t_{Cu} \ll l_{sf}(Cu)$ ), comme schématisé figure 2.9 pour une configuration proche de l’état parallèle.

Prenons l’exemple d’un angle  $\theta$  petit. L’amplitude de  $\mathbf{m}$  et  $\mathbf{j}_m$  a subi une variation du second ordre en  $\theta$  par rapport à la configuration parallèle ( $\theta = 0$ ), comme on le vérifie à postériori. Cette variation peut être négligée lors d’un calcul du couple au premier ordre en  $\theta$ . Il est donc supposé que  $|\mathbf{m}| = m_{Cu}^P$  et  $|\mathbf{j}_m| = j_{mCu}^P$ , où  $m_{Cu}^P$  et  $j_{mCu}^P$  sont l’accumulation en spin et la polarisation en spin dans l’état parallèle des aimantations.

De plus, ni  $\mathbf{m}$  ni  $\mathbf{j}_m$  ne peuvent être colinéaires à la fois à  $z_1$  et à  $z_2$  : ils

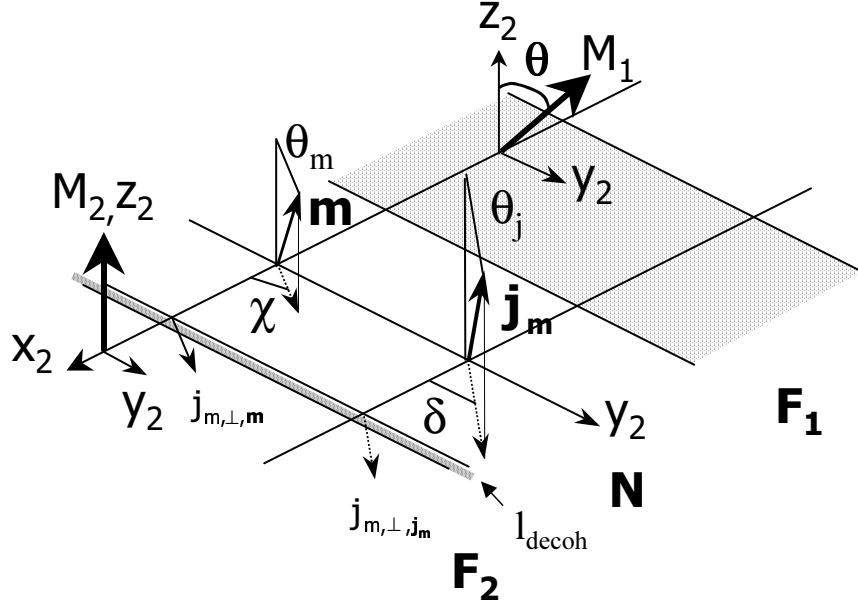


FIG. 2.9 – Vecteurs accumulation de spin  $\mathbf{m}$  et polarisation en courant  $\mathbf{j}_m$ . La figure illustre le cas d'un petit angle  $\theta$  entre les aimantations des couches ferromagnétiques  $F_1$  et  $F_2$ .  $j_{m,\perp,m}$  est la contribution au courant de spin transverse due à l'accumulation de spin.  $j_{m,\perp,j_m}$  est la contribution au courant de spin transverse due au courant de diffusion de spin

sont caractérisés par les angles  $\theta_m$ ,  $\chi$  d'une part, et  $\theta_j$ ,  $\delta$  d'autre part (cf. figure 2.9 pour les notations), inconnues qui seront déterminées en utilisant la condition de conservation du courant de spin.

Or le couple de transfert de spin est égal au courant de spin transverse absorbé lors du passage à travers la couche fine  $F_2$ , multiplié par  $\hbar$ . Dans les calculs initiaux [1], la seule contribution prise en compte est celle du courant de spin longitudinal  $j_m$  calculé dans la configuration colinéaire des aimantations, puis projeté sur la direction transverse :  $\theta_j j_m$ .

Or un autre terme doit être pris en compte, c'est celui dû à l'accumulation de spin transverse. En effet, si dans le métal normal l'accumulation de spin transverse  $m_\perp$  n'est pas nulle, au bout d'une longueur  $l_{decoh}$  dans la couche ferromagnétique fine,  $m_\perp$  est nulle puisque absorbée (cf. figure 2.10). Cette variation de  $m_\perp$  est synonyme de forts gradients d'accumulation de spin, et donc de forts courants locaux de diffusion de spin transverses. Pour des raisons d'ordre de grandeur que nous discuterons plus bas, seule cette contribution au courant de spin transverse est prise en compte dans la suite des calculs présentés.

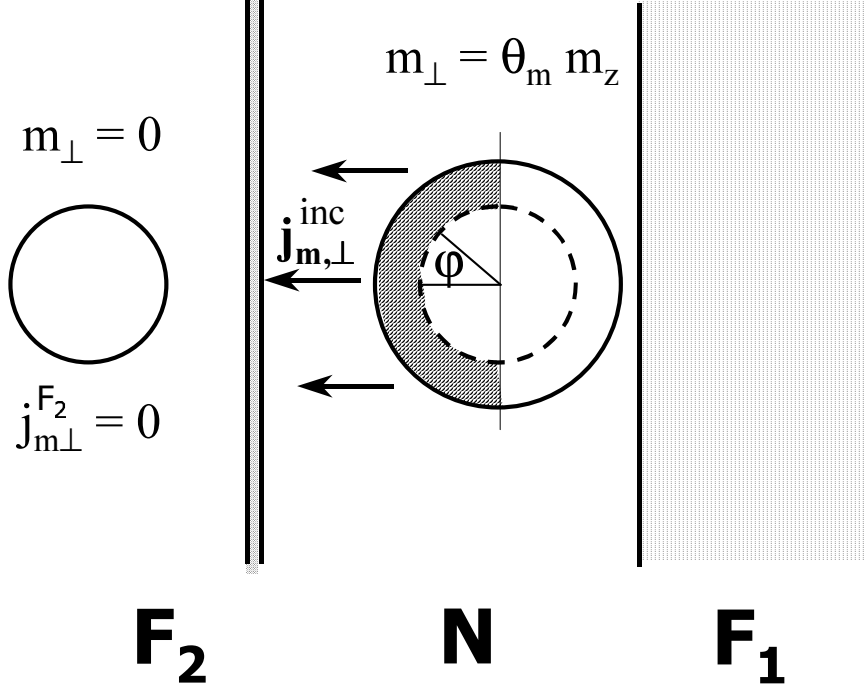


FIG. 2.10 – Illustration du phénomène de dilatation de la sphère de Fermi, due à l'accumulation de spin. Dans la couche de métal normal, le terme d'accumulation de spin transverse  $n'$  est pas nul, mais le devient de l'autre côté de l'interface  $N/F_2$ . Cette variation entraîne l'existence de courants de spin transverse vers la couche magnétique fine.

Calculons ces courants de diffusion de spin transverses. La fonction de distribution des électrons dans l'angle solide  $\sin \varphi d\varphi$  s'écrit :

$$g_{\perp}(\varphi) = \frac{1}{2} \theta_m e^{i\chi} m \quad (2.9)$$

Le flux de spin transverse arrivant à l'interface depuis le métal normal vers  $F_2$  provient des électrons avec  $\varphi < \frac{\pi}{2}$ , et s'écrit :

$$\begin{aligned} j_{m,\perp}^{inc} &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} g_{\perp}(\varphi) v_F \cos(\varphi) \sin(\varphi) d\varphi \\ &= \frac{1}{4} \theta_m e^{i\chi} m v_F \end{aligned} \quad (2.10)$$

Le flux de spin transverse provenant de la gauche de l'interface (de  $F_2$  vers  $N$ ) est quant à lui nul puisque la distribution de spin transverse est à

l'équilibre lorsque la distance à l'interface est supérieure à  $l_{decoh}$ .

Une partie du flux arrivant sur l'interface N /  $F_2$  est réfléchiée vers le métal normal. La partie restante absorbée dans la zone de précession d'interface peut être écrite :

$$j_{m,\perp}^{abs} = t e^{i\epsilon} j_{m,\perp}^{inc}, \quad (2.11)$$

où le coefficient  $t$  et l'angle de rotation  $\epsilon$  ont été calculés pour de nombreuses interfaces [30]. Ces calculs ab-initiaux démontrent néanmoins que dans la plupart des cas,  $t$  est toujours proche de 1 et  $\epsilon$  petit ( $t \approx 0.92$  et  $\epsilon$  inférieur à  $3 \cdot 10^{-2}$  pour une interface Cu(111)/Co).

L'ordre de grandeur du couple de transfert de spin est alors donné par le produit  $mv_F$  (où  $m$  est contrôlée par la relaxation de spin dans le système). Le terme  $mv_F$  est de l'ordre de  $\frac{j_e}{e} \langle \frac{l_{sf}}{\lambda} \rangle$ , où  $\langle \frac{l_{sf}}{\lambda} \rangle$  est la valeur moyenne du rapport entre la longueur de diffusion de spin et le libre parcours moyen dans la structure. Ce rapport peut prendre des valeurs bien supérieures à 1. Pour un métal comme le cuivre par exemple,  $\frac{l_{sf}}{\lambda}$  est de l'ordre de 10. Le produit  $mv_F$  peut donc être très supérieur au courant de spin  $j_m$ , qui ne représente lui qu'une fraction du courant de charge  $\frac{j_e}{e}$ , comme on le constate figure 2.8. Ceci justifie que l'on ait négligé la contribution de  $j_m$  dans les calculs précédents du courant de spin transverse.

Le calcul du couple total nécessite enfin la détermination des angles  $\theta_m$  et  $\chi$ . Elle se fait en utilisant la conservation de la composante transverse des courants de spin dans la couche non magnétique. Le résultat en ce qui concerne  $\theta_m$  est illustré figure 2.11 dans le cas des configurations parallèles et antiparallèles.

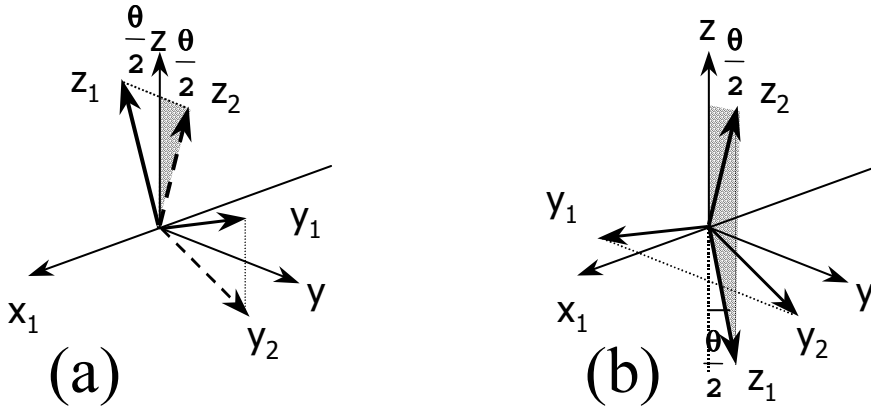


FIG. 2.11 – Valeur de  $\theta_m$  (en gris) pour les configurations P et AP. (a) Configuration P :  $\theta_m = \theta/2$  (b) Configuration AP :  $\theta_m = \pi - \theta/2$ .



Dans le cas de la configuration parallèle, on a par exemple  $\theta_m = \frac{\theta}{2}$  et  $\chi = \frac{\pi}{2}$ , d'où l'expression finale du couple de transfert de spin :

$$\Gamma = \frac{1}{8} \hbar v_F m^P(Cu) \mathbf{M}_2 \times (\mathbf{M}_2 \times \mathbf{M}_1) \quad (2.12)$$

Il s'agit d'une expression partielle du couple de transfert de spin, la contribution de  $j_m$  ayant été négligée, ainsi que les termes d'accumulation de spin et de courant de spin dus à la couche de Co elle-même.

D'après les calculs d'accumulation de spin présentés sur la figure 2.8, la valeur de l'accumulation de spin juste avant l'interface Cu / Co fin est plus grande dans l'état antiparallèle que dans l'état parallèle. Tout comme dans le modèle de Slonczewski [1], un couple plus fort est attendu dans la configuration AP que dans la configuration P.

Nous avons dans ce chapitre présenté différents modèles ayant trait au renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin dans des piliers magnétiques. Ces modèles ont des conclusions communes : le couple exercé par le courant polarisé en spin est proportionnel au courant, de signe associé au courant, et un renversement d'aimantation requiert des densités de courant de l'ordre de  $10^7$  A.cm<sup>-2</sup>. En ce qui concerne les modèles de type "transfert de spin", dans la lignée de celui proposé originellement par Slonczewski, ce couple est lié à la composante transverse du courant de spin, qui est transmise à l'aimantation. Deux longueurs d'échelles interviennent dans le phénomène de transfert de spin : la longueur de diffusion de spin,  $l_{sf}$ , qui régit l'amplitude de la composante longitudinale du courant de spin, et la longueur de décohérence  $l_{decoh}$ , bien plus faible que  $l_{sf}$ , qui correspond à la relaxation de la composante transverse par précession. La composante longitudinale dans le repère de l'une des couches ferromagnétiques devenant partiellement transverse dans le repère lié à l'autre couche ferromagnétique, la difficulté du modèle de transfert de spin est de découpler les deux phénomènes de relaxation, l'un devant être traité de façon diffusive, et l'autre balistique. Les calculs de Fert *et al.* par exemple, prennent en considération ces deux aspects, et permettent d'obtenir une expression du couple de transfert de spin. Dans le but de tester ces modèles théoriques, diverses études expérimentales ont été réalisées. Nous allons consacrer le prochain paragraphe à l'état de l'art expérimental tel qu'il existait au début de cette thèse, avant de présenter nos propres résultats expérimentaux.

## 2.2 Etat de l'art expérimental

Les premières expériences concernant le renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin ont été menées sur deux types de structures : des contacts ponctuels ("point contact") [44, 45, 46], et des nanofils magnétiques [47]. Ces géométries ont en commun leurs dimensions latérales réduites, qui permettent d'une part l'injection de fortes densités de courant (les effets du courant sont attendus pour des densités de l'ordre de  $10^7$  A.cm<sup>-2</sup> comme l'avons vu dans dans la partie théorique) en limitant l'échauffement de l'échantillon et d'autre part de minimiser les effets du champ créé par le courant.

La détection des changements de configuration magnétique induits par le courant s'effectue par des mesures de GMR lorsque les échantillons sont constituées de multicouches ou de tricouches magnétiques (et c'est en général le cas), ou par des mesures d'AMR lorsqu'un seul matériau magnétique est étudié [47].

Tsoi *et al.* ont mené des mesures de contacts ponctuels réalisés en approchant une pointe en argent d'une multicouche magnétique Co/Cu [44, 45]. Un fort champ ( $\gtrsim 1$  T) est appliqué perpendiculairement aux couches. Des pics (dépendants du champ) dans les courbes R(I) de résistance en fonction du courant injecté sont attribués à l'excitation d'ondes de spin par transfert de spin. Ces pics n'apparaissent que pour un des deux signes de courant, et pour des densités de courant de l'ordre de  $10^8$  A.cm<sup>-2</sup>.

Des contacts ponctuels ont également été réalisés par Myers *et al.* sur des tricouches Co/Cu/Co, l'une des couches de Co étant en contact ponctuel avec le Cu intermédiaire. En plus des pics à fort champ observés par Tsoi *et al.*, des irréversibilités sont obtenues à faible champ dans les courbes R(I). Ces irréversibilités (correspondant à des densités de courant d'environ  $10^7$  A.cm<sup>-2</sup>) sont attribuées au renversement par transfert de spin d'un domaine magnétique situé sous le contact ponctuel [46].

D'autre part, Wegrowe *et al.* [47] ont montré que le champ de renversement de l'aimantation d'un nanofil magnétique de Ni est modifié lorsque des courants de densité de l'ordre de  $10^7$  A.cm<sup>-2</sup> sont injectés dans le nanofil.

Il faut ajouter à ces premières études celles réalisées par Sun [48] sur des jonctions tunnel à base de manganites, dont la configuration magnétique est modifiée par injection d'un fort courant polarisé en spin.

Les premières expériences convaincantes de renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin ont été réalisées par une équipe de Cornell University sur des tricouches lithographiées sous forme de piliers magnétiques [2, 49]. Un schéma des piliers réalisés à Cornell University est présenté sur la figure 2.12.

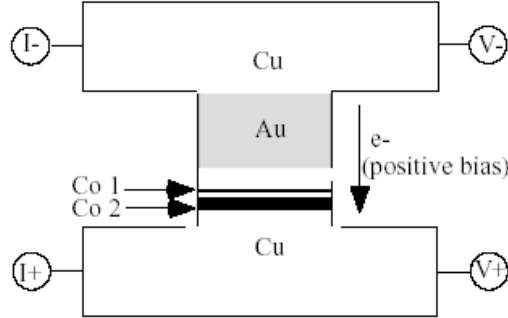


FIG. 2.12 – Schéma des piliers magnétiques réalisés par Katine *et al.* (figure extraite de la ref. [2]).

La section des piliers est d'environ  $100 \times 100 \text{ nm}^2$ . Ces piliers sont constituées de tricouches magnétiques : F1 / NM / F2, selon la géométrie proposée initialement par Slonczewski [1]. F1 est une couche ferromagnétique épaisse, de manière à ce que son aimantation demeure fixe. F2 est une couche ferromagnétique fine, sensible aux effets du courant. NM est un métal non magnétique qui découple les deux couches ferromagnétiques. Le courant est injecté perpendiculairement aux couches, et c'est ici le phénomène de GMR-CPP qui permet de déterminer la configuration magnétique à partir de la valeur de la résistance de l'échantillon. La courbe de GMR-CPP obtenue par Katine *et al.* est montrée figure 2.13.

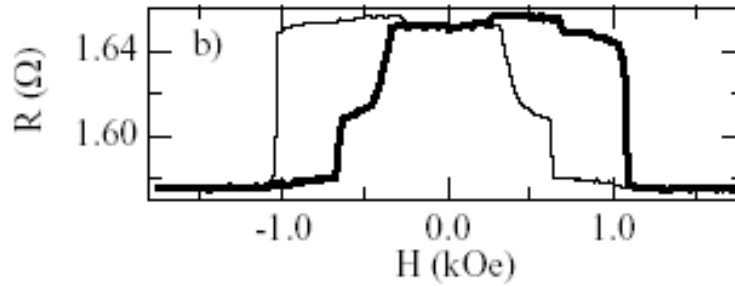


FIG. 2.13 – Courbe de GMR-CPP obtenue par Katine *et al.* sur un pilier Co/Cu/Co (figure extraite de la ref. [2]).

La façon la plus directe d'étudier les effets du courant polarisé en spin sur la direction de l'aimantation est donc de mesurer la résistance de l'échantillon pendant qu'un courant est injecté, c'est à dire de tracer les courbes  $R(I)$  (cf. figure 2.14).

Les conclusions principales de cette étude à faible champ sont les sui-

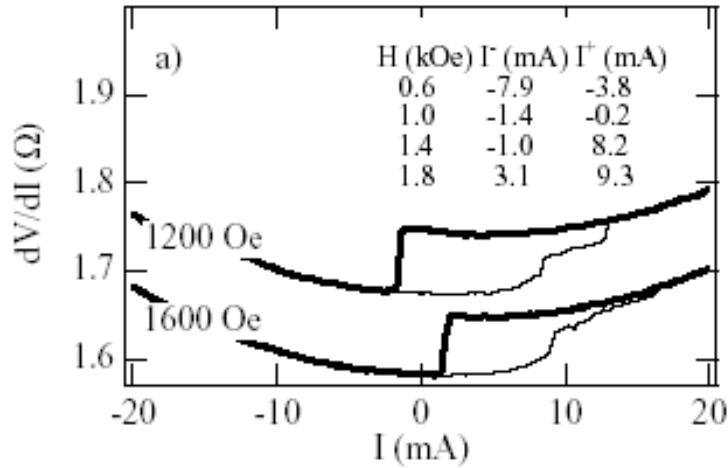


FIG. 2.14 – Courbe de résistance en fonction du courant obtenue par Katine *et al.* sur un pilier Co/Cu/Co (figure extraite de la ref. [2]).

vantes. Elle montre en premier lieu qu'un courant polarisé en spin peut renverser l'aimantation d'une couche entière (F2), ou d'un domaine magnétique situé sous un point contact. Les densités de courant critiques nécessaires à ces renversements sont de l'ordre de  $10^7$  A.cm<sup>-2</sup>. De plus, un courant tel que les électrons traversent la structure de la couche épaisse F1 vers la couche fine F2 va favoriser l'état parallèle des aimantations de F1 et F2, tandis qu'un courant de signe opposé favorisera la configuration antiparallèle. Ces observations sont en accord avec les prédictions des modèles de transfert de spin. Les renversements sont immédiats en ce sens que, pour des mesures statiques, le renversement advient et est complet dès lors que le courant appliqué est supérieur au courant critique. Ceci se traduit par un comportement cyclique, et des sauts de résistance abrupts sur les courbes de résistance en fonction du courant appliqué.

Ces expériences ont ouvert la voie à l'étude du transfert de spin dans des piliers magnétiques, tout d'abord dans notre laboratoire, l'UMP CNRS-Thales [50] et plus récemment à I.B.M. [51, 52] et au Michigan State Institute [53, 54].

Nous allons par la suite présenter les méthodes de fabrication des piliers magnétiques, et en particulier celles que nous avons adoptées, avant de présenter en détail notre contribution à l'ensemble de ces résultats expérimentaux.



# Chapitre 3

## Techniques de fabrication des échantillons

*It's all part of the process*

*We all love looking down*

*All we want is some success*

*But the chance is never around*

**Morcheeba** Big Calm (1998) Part Of The Process

D'après les modèles présentés dans le chapitre précédent, observer expérimentalement l'effet de renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin requiert deux conditions. La première est due à la longueur d'échelle mise en jeu : la composante transverse du courant de pin s'annule après une dizaine d'ångströms dans la couche fine, suivant la nature du matériau utilisé. Il faut donc être capable de déposer des couches minces, c'est ce dont il sera question dans la section techniques de dépôt. La deuxième condition provient de la nécessité d'injecter à travers la structure des densités de courant de l'ordre de  $10^7$  A.cm<sup>-2</sup>. Pour éviter toute surchauffe excessive, il faut réduire les dimensions latérales du système à la centaine de nanomètres.

Les techniques de dépôt de couches minces sont existantes au laboratoire depuis plusieurs années, et je ne les présenterai que brièvement. La difficulté sera ici plutôt d'atteindre des dimensions latérales submicroniques. Ce dernier point n'a rien de classique en ce qui concerne les piliers magnétiques, aussi une importante partie de cette thèse a été consacrée à la mise au point de techniques de fabrication de tels échantillons. Nous présenterons dans un premier temps les techniques de dépôt et de lithographie utilisées dans les processus de fabrication des piliers magnétiques et des barreaux de tricouches

magnétiques (cf. deuxième partie de cette thèse). Dans un deuxième temps seront détaillées les techniques de fabrication adoptées en ce qui concerne les piliers magnétiques, ainsi que leurs avantages et inconvénients respectives.

## 3.1 Atteindre des longueurs transversales nanométriques : techniques de dépôt

### 3.1.1 Dépôt par pulvérisation cathodique

Le principe du dépôt par pulvérisation cathodique est le suivant. Un gaz, souvent de l'argon, est introduit dans l'enceinte. Une cible du matériau que l'on veut déposer est reliée à un potentiel négatif (cathode), tandis que le substrat est lui porté à un potentiel positif. Une décharge permet de créer un plasma entre les électrodes. Les ions d'argon vont venir bombarder la cible, et en extraire ainsi le matériau à déposer sur le substrat. Les dépôts de métaux ont été effectués au laboratoire en mode magnétron. Les magnétrons sont des aimants placés à proximité des cibles, de façon à donner aux ions une trajectoire hélicoïdale, ce qui augmente leur taux de collision, et réduit donc leur libre parcours moyen. Une meilleure efficacité en terme de bombardement ionique de la cible est ainsi obtenue, ce qui peut permettre par exemple d'abaisser la pression de travail. Deux modes de dépôt sont possibles en pulvérisation cathodique : le mode DC, ou le mode RF.

En mode DC, une tension continue est appliquée entre les électrodes. Ce procédé ne peut être utilisé si la cible n'évacue pas les charges : la cible étant bombardée par des cations elle se charge positivement. Après un certain temps, cette charge de surface repousse les ions incidents, empêchant ainsi le dépôt. Le mode DC n'est donc applicable qu'aux métaux et aux semi-conducteurs. Les vitesses typiques de dépôt des métaux utilisées sont indiquées dans le tableau ci-dessous.

NiFe	$1 \text{ \AA.s}^{-1}$
Au	$8 \text{ \AA.s}^{-1}$
Cu	$3.5 \text{ \AA.s}^{-1}$
Ti	$9 \text{ \AA.s}^{-1}$
Co	$8.5 \text{ \AA.s}^{-1}$

Pour déposer des isolants en pulvérisation cathodique, le mode RF est utilisé, ce qui permet l'évacuation des charges surfaciques. C'est alors une tension alternative qui est appliquée entre les électrodes. Les cations d'argon étant beaucoup moins mobiles que les électrons, la fréquence peut être choisie

de façon à ce que les électrons oscillent près de la cible, neutralisant ainsi la charge surfacique.

Il est important de noter qu'un plasma étant à l'origine du dépôt, ce dernier est très peu directionnel. C'est un point qu'il faut considérer lorsque l'on envisage de déposer des matériaux dans des trous ayant un facteur de forme important.

### 3.1.2 Dépôt par évaporation

Le dépôt par évaporation consiste à chauffer un métal contenu dans un creuset. Cet échauffement peut être obtenu soit simplement par effet joule, soit grâce à un faisceau d'électrons (évaporation par canon à électrons). C'est une méthode de dépôt beaucoup plus directionnelle que la pulvérisation cathodique.

Les dépôts de multicouches métalliques sont effectués au laboratoire par pulvérisation cathodique. Les vitesses de dépôt sont en effet beaucoup plus élevées que par évaporation simple ou par M.B.E. (Molecular Beam Epitaxy) ce qui facilite l'obtention de couches planes.

Les électrodes métalliques (souvent en Ti/Au) seront par contre en général déposées par évaporation : la directionnalité du dépôt permet d'éviter des problèmes éventuels de collerettes sur la résine et par conséquence de possibles court-circuits.

## 3.2 Atteindre des longueurs latérales nanométriques : techniques de lithographie

### 3.2.1 Lithographie optique

La lithographie optique consiste à insoler localement une photo-résine par une lampe UV. Cette résine est un polymère, dont les molécules sont fragmentées là où elles ont été exposées à la lumière. Il est alors possible d'utiliser un développeur, qui va dissoudre la partie de la résine fragilisée par l'exposition et laisser intacte la partie cachée. La réussite de cette manipulation dépend bien sûr de nombreux paramètres, tels que le temps d'exposition à la lumière, la puissance de la lampe, le choix du développeur ainsi que de la résine, et le temps de développement. Un des facteurs déterminants est la longueur d'onde de la lampe (365 nm au laboratoire) qui va déterminer la limite la plus basse de précision du procédé. Pour donner un exemple, au laboratoire, la lithographie optique permet de définir au mieux des jonctions de  $1 \mu m^2$ . Pour insoler certaines zones de l'échantillon sans modifier les autres,



on utilise un masque (souvent réalisé en lithographie électronique, cf. section suivante) constitué de zones transparentes et de zones sombres (recouvertes de Cr).

Si l'on souhaite par exemple réaliser un plot métallique (qu'il s'agisse d'un simple plot de Ti/Au réalisé par évaporation, ou d'une multicouche déposée par pulvérisation cathodique), plusieurs méthodes sont possibles, parmi lesquelles les suivantes.

La première méthode, illustrée figure 3.1 consiste à insoler à travers le masque, à développer, puis à effectuer le dépôt métallique. Ceci est suivi d'un "lift-off", c'est à dire que l'ensemble est plongé dans le solvant de la résine de façon à enlever la résine et par suite, l'excédent de dépôt.

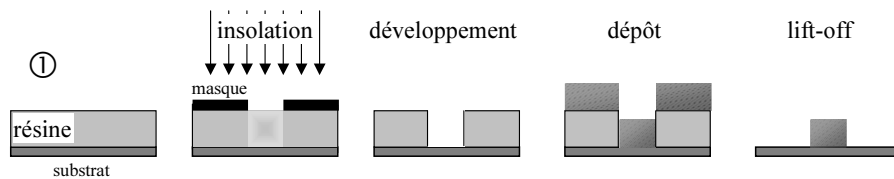


FIG. 3.1 – Schéma de la technique de lift-off classique

La deuxième méthode (figure 3.2) est similaire, excepté l'utilisation du masque inverse. On utilise alors ce que l'on appelle une résine négative : c'est la partie insolée qui résistera au développeur.

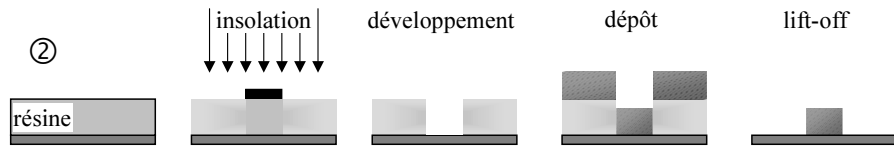


FIG. 3.2 – Schéma de la technique de lift-off avec utilisation d'une résine négative

La troisième méthode consiste quant à elle à effectuer le dépôt avant la lithographie. La couche métallique est alors recouverte de photo-résine, qui est insolée et développée comme dans le premier cas. Un dépôt est ensuite effectué d'un matériau plus résistant à la gravure ionique (I.B.E. : "Ion Beam Etching") que le premier, et que l'on appelle également masque (de gravure). L'ensemble de la surface de l'échantillon est ensuite gravé par I.B.E. Ce procédé est schématisé figure 3.3.

Enfin, la quatrième méthode (figure 3.4) commence également par le dépôt métallique, puis un plot de résine est défini par dessus, qui sert de masque de gravure. La résine est ensuite ôtée dans son solvant.

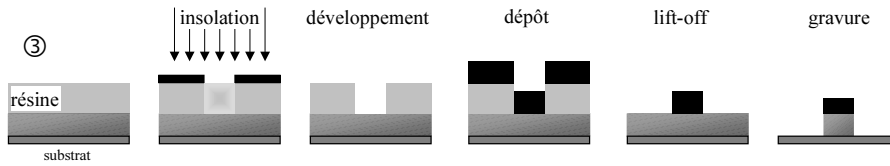


FIG. 3.3 – Schéma de la technique de gravure ionique avec utilisation d'un masque métallique

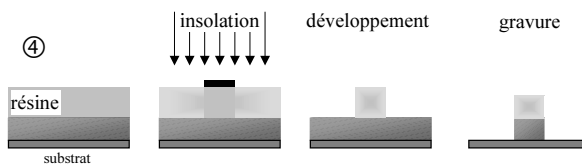


FIG. 3.4 – Schéma de la technique de gravure avec utilisation d'un masque en résine

Cette liste non exhaustive d'utilisation de la lithographie constitue en quelque sorte les quatre briques élémentaires qui permettent, en les utilisant judicieusement, de parvenir à la fabrication d'un échantillon. Nous discuterons ultérieurement des avantages et inconvénients de chacune, qui dépendent souvent de la méthode de dépôt qui leur est associée.

### 3.2.2 Lithographie électronique

La lithographie électronique est semblable dans le principe à la lithographie optique à l'exception près qu'il s'agit maintenant d'un faisceau d'électrons focalisé qui vient insoler la résine (Poly-Méthyl-MéthAcrylate i.e. PMMA dans notre cas). La longueur d'onde électronique étant bien inférieure aux longueurs d'ondes optiques, le grand avantage de la lithographie électronique est sa précision, de l'ordre de la vingtaine de nanomètres. La méthode est relativement lente et coûteuse, aussi l'insolation de grandes surfaces est exclue. La quatrième méthode décrite dans la section précédente n'est donc pas, par exemple, envisageable. Les résines négatives existent en lithographie électronique, mais sont peu utilisées, car plus délicates à manipuler. La méthode 2 ne sera donc pas utilisée. Les échantillons étudiés dans cette thèse, c'est à dire aussi bien les piliers que les barreaux magnétiques, seront fabriqués en utilisant les deux méthodes restantes.

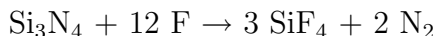
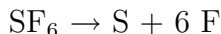
## 3.3 Techniques de gravure

### 3.3.1 Gravure ionique

La gravure ionique, ou I.B.E. ("Ion Beam Etching") est très utilisée pour graver les métaux. Un plasma d'ions (dans notre cas des ions  $\text{Ar}^+$ ) est généré. Ces ions sont ensuite accélérés et focalisés par une optique d'extraction vers la cible où est placé l'échantillon. Les tensions d'accélération utilisées pour la fabrication de nos échantillons étaient comprises entre 200 et 500 V. Les ions d'Argon viennent ainsi bombarder la surface de l'échantillon et arracher des atomes, gravant la surface.

### 3.3.2 Gravure ionique reactive

La gravure ionique convient mal à la gravure des isolants. Les ions de charge positive s'accumulent en surface, et un phénomène de répulsion se produit. Les isolants utilisés pendant cette thèse ont été gravés par R.I.E. ("Reactive Ion Etching"). La méthode est très semblable dans le principe à celui de la gravure ionique : un plasma est créé, et les ions vont ainsi interagir avec la surface de l'échantillon. Les ions sont par contre très peu énergétiques, et c'est par réaction chimique que l'échantillon va être gravé. Pour graver des isolants tels que le  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , le gaz utilisé est le  $\text{SF}_6$ . Les radicaux présents dans le plasma vont réagir avec le nitrure de silicium pour donner du silane et du diazote. Les réactions mises en jeu peuvent s'écrire de manière simplifiée :



Les deux produits de réaction sont volatils et s'évacuent donc facilement de la surface.

## 3.4 Elaboration des piliers magnétiques

Cette section est consacrée à la présentation des méthodes possibles de fabrication des piliers magnétiques, à partir des techniques de dépôt et lithographie décrites plus haut.

### 3.4.1 Méthode par gravure

#### 3.4.1.1 Présentation de la méthode

Une première possibilité en ce qui concerne la fabrication des échantillons est de procéder par gravure. C'est la technique utilisée par l'équipe de Cor-

nell [2, 49]. La tricouche est alors déposée dans un premier temps sur toute la surface du substrat (dépôt "pleine plaque"). Un masque est défini par lithographie électronique au dessus de la tricouche. Les piliers sont ensuite obtenus par gravure ionique. Les différentes étapes de fabrication des piliers par cette technique sont illustrées figure 3.5.

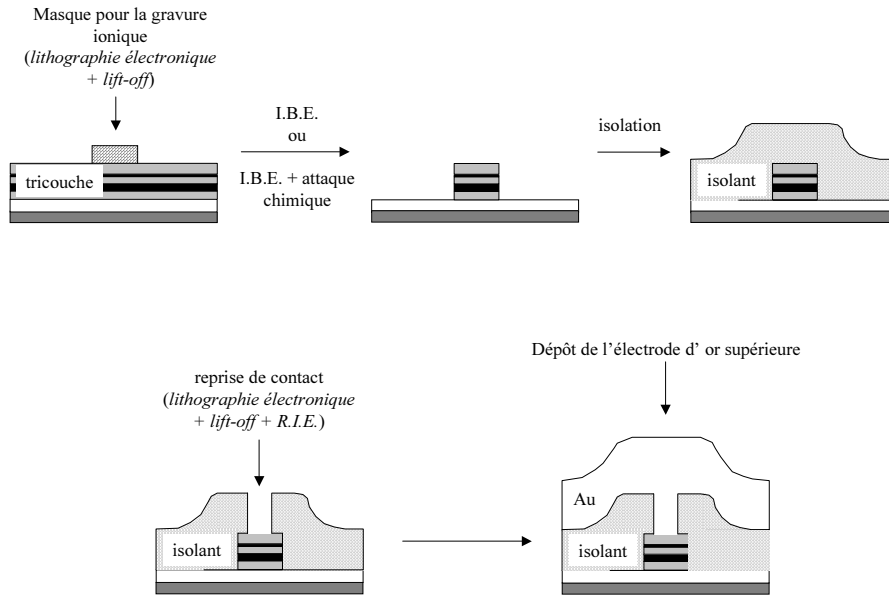


FIG. 3.5 – Illustration des diverses étapes de lithographie nécessaires à la fabrication de piliers magnétiques par la méthode "de gravure".

L'avantage majeur de cette méthode est qu'elle permet un dépôt de bonne qualité, avec des interfaces planes, et des épaisseurs de couches bien contrôlées (le dépôt étant effectué avant toute lithographie, il peut en effet être réalisé sur une surface parfaitement plane et propre). Elle présente néanmoins de nombreux inconvénients.

En effet, pour obtenir des piliers de section constante par gravure, il est préférable que le masque soit d'épaisseur bien plus faible que le pilier lui-même. Ceci implique le recours à des isolants tels que l'alumine par exemple, qui se gravent beaucoup moins vite par I.B.E. que les métaux, ou encore à des métaux présentant une couche d'oxyde surfacique, comme l'aluminium ou le chrome. Les mesures électriques finales nécessitant un bon contact en haut du pilier, le masque isolant doit être enlevé. Il peut être complètement gravé lors de l'I.B.E., ce qui implique une étude très précise des temps de gravure à la fois des piliers et du masque, et demande d'ajuster l'épaisseur du masque dès que la hauteur du pilier change. Une gravure chimique est

également envisageable, à condition qu'elle n'endommage pas le pilier lui-même.

L'autre problème de cette technique est la reprise de contact électrique sur le pilier. Un dépôt d'isolant au dessus du pilier est en effet nécessaire pour éviter tout court-circuit entre les électrodes de contact inférieure et supérieure. Cette isolant doit ensuite être percé pour permettre le contact entre le pilier et l'électrode supérieure.

Une première méthode pour ce faire est d'effectuer ce qu'on appelle une "planarisation". Un polymère (une résine par exemple), de vitesse de gravure par R.I.E. proche de celle de l'isolant, est déposé au dessus de l'isolant, avec une épaisseur suffisante pour lisser le relief créé par le pilier. L'ensemble est gravé par R.I.E. jusqu'à ce que le sommet du pilier émerge de l'isolant. La planarisation implique encore une fois un contrôle fin des temps de gravure de l'isolant, de façon à dégager les piliers sans pour autant les court-circuiter.

La deuxième méthode, illustrée figure 3.5, consiste à réaliser au dessus du pilier une ouverture de section inférieure à celle du pilier lui-même. Ceci demande un alignement extrêmement précis, à la limite de la résolution de la lithographie électronique.

#### 3.4.1.2 Alternative : la méthode " croix "

Pour pallier aux inconvénients mentionnés précédemment, et surtout simplifier le processus global de fabrication, nous avons mis au point une technique de fabrication de piliers que l'on pourrait qualifier de méthode de type "croix".

Les détails du processus de fabrication sont schématisés figure 3.6. Le dépôt n'est pas effectué pleine plaque, mais dans un barreau réalisé dans de l'isolant, de 1000 Å d'épaisseur, par une méthode auto-alignée. Une des dimensions du barreau (notée  $l$  figure 3.6) est petite, de l'ordre de la centaine de nanomètres. Il s'agira à la fin du processus de fabrication d'un des côtés du pilier. L'autre dimension du barreau est grande (quelques microns). En effet, le dépôt de la multicouche est fait comme on l'a vu en pulvérisation cathodique. Peu directionnel, le dépôt accroche sur les bords de l'isolant. Le grand rapport de forme mentionné ci-dessus permet d'obtenir néanmoins des couches de bonne qualité. Une électrode conductrice qui permettra les mesures électriques est alors déposée transversalement au barreau. Elle est protégée par un masque de gravure lors de l'I.B.E. qui permettent de définir le pilier. Des photos d'échantillons fabriqués par cette méthode sont montrées figure 3.7.

Cette méthode permet donc un dépôt de bonne qualité en raison du rapport de forme mentionné précédemment, et ne requiert pas d'alignement fin,

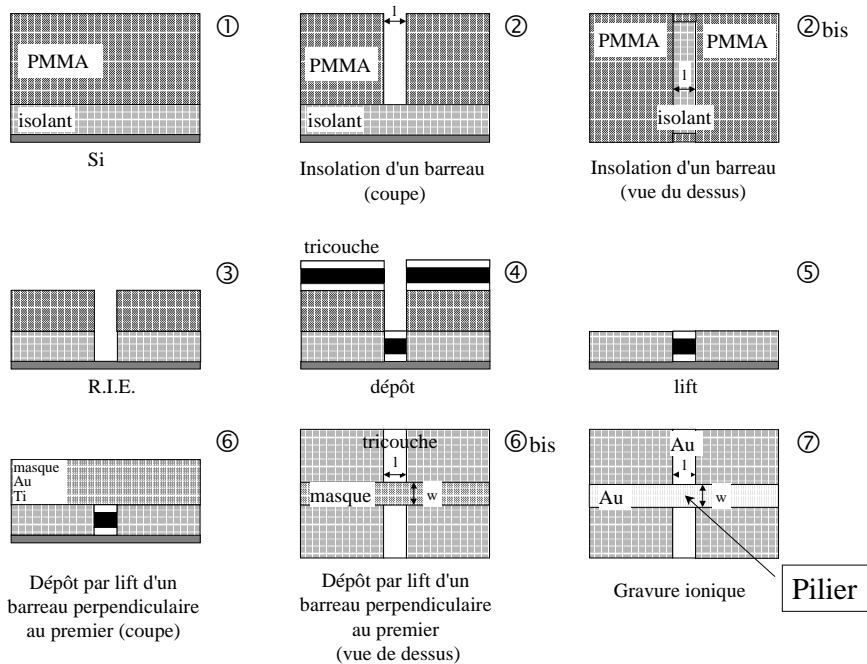


FIG. 3.6 – Illustration des différentes étapes de fabrication de échantillons par la technique de type "croix"

mais au micron près.

### 3.4.2 Méthode "auto-alignée"

#### 3.4.2.1 Présentation de la méthode

Une autre technique de fabrication envisageable pour les piliers est la méthode "auto-alignée", illustrée figure 3.8.

De l'isolant ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) d'une épaisseur de 1000 Å est déposé pleine plaque, puis enrésiné. La PMMA est ensuite insolée par lithographie électronique, et révélée, de façon à obtenir des trous dans la résine, de section rectangulaire allant de  $100 \times 100 \text{ nm}^2$  à  $200 \times 600 \text{ nm}^2$ . On procède ensuite à une R.I.E., de façon à graver l'isolant tout en conservant au moins 2000 Å de résine. Ceci permet ensuite d'effectuer un dépôt (toujours par pulvérisation cathodique) de la multicouche, suivi d'un lift-off. Il ne reste alors plus qu'à définir une électrode supérieure. L'épaisseur de l'électrode inférieure doit être d'environ 500 Å pour éviter des court-circuits entre électrode du haut et électrode du bas. Il est donc nécessaire, pour obtenir une résistance d'électrode suffisamment faible, de jouer sur sa largeur, tout en sachant qu'une largeur impor-

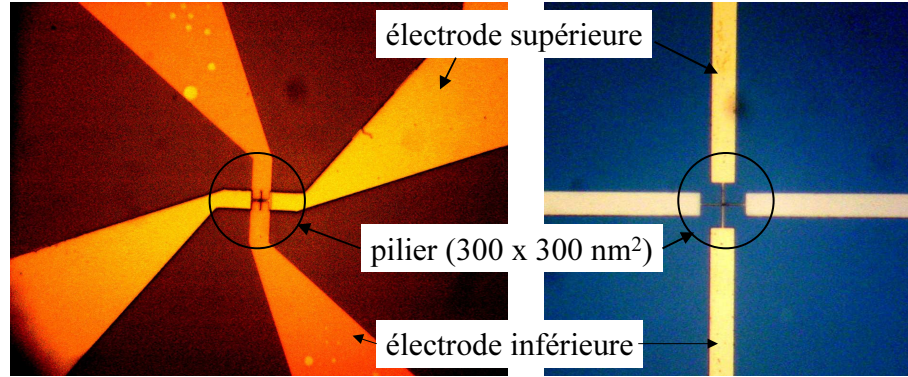


FIG. 3.7 – Photos de deux échantillons différents réalisés par la méthode "croix". Dans les deux cas, les piliers sont de section carrée de  $300 \times 300 \text{ nm}^2$ .

tante augmente également le risque de court circuit parasite par des fissures dans l'isolant. Du fait de sa rapidité, c'est cette technique de fabrication que nous avons principalement utilisé pour réaliser nos échantillons [50, 28]. Une image par Microscopie Electronique à Balayage d'un échantillon obtenu par cette méthode est montrée figure 3.9.

L'apparente simplicité de cette méthode cache néanmoins quelques inconvénients. Tout d'abord, malgré la mise au point d'un procédé de R.I.E. sélectif, attaquant plus l'isolant que la résine, la contrainte sur le temps de gravure est élevée : il est difficile de dégager tout l'isolant en laissant suffisamment de résine pour pouvoir effectuer un lift-off. L'autre inconvénient majeur de cette technique est que le dépôt par pulvérisation cathodique est réalisé dans un trou de facteur de forme relativement important : la section du pilier est d'environ  $100 \times 100 \text{ nm}^2$  alors que la hauteur totale isolant plus résine avoisine les 300 nm. Le dépôt, peu directif, se fait également sur les parois du trou. Le remplissage ainsi que la planarité des couches ne sont pas optimum.

### 3.4.2.2 Alternatives

**La méthode "stencil"** Une des solutions pour améliorer la méthode précédente est d'utiliser une méthode dite "stencil", comme l'ont utilisé J. Z. Sun *et al.* [51].

Les étapes de fabrication sont détaillées figure 3.10. Au dessus de l'isolant est déposé un masque métallique "dur". Des trous dans la résine sont définis par lithographie électronique, puis la PMMA sert de masque de gravure ionique : le masque métallique est ouvert localement par I.B.E. Une

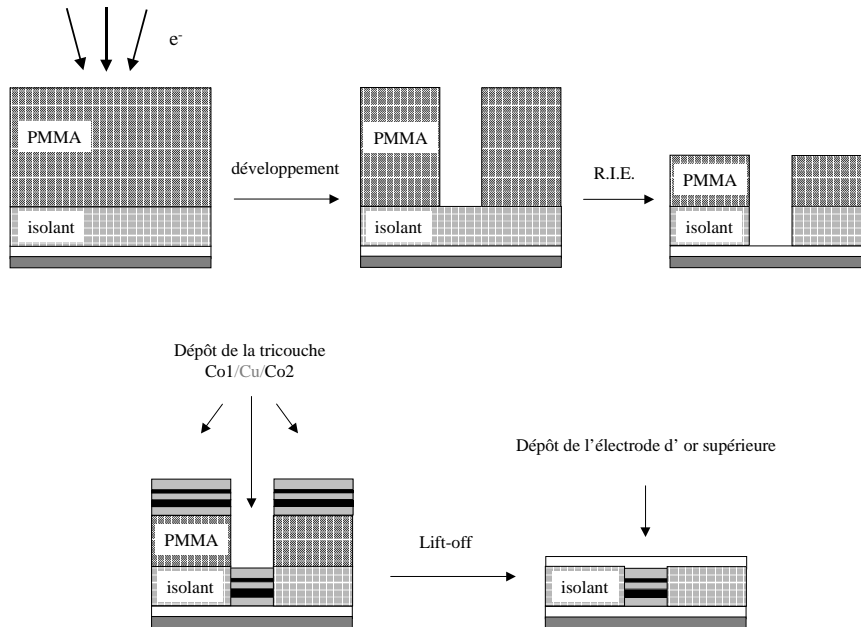


FIG. 3.8 – Schéma du processus de fabrication dit "auto-aligné".

gravure R.I.E. permet ensuite d'ouvrir l'isolant. Le masque métallique étant peu attaqué par R.I.E., la contrainte de temps sur la gravure de l'isolant a disparu. Il est même au contraire conseillé de surgraver, ce qui facilitera le dépôt (moins de dépôt sur les bords). La difficulté devient dorénavant de parvenir à ouvrir complètement le masque métallique par I.B.E., la gravure dans des trous nanométriques ne se faisant pas forcément à la même vitesse que pleine plaque. L'étape suivante est le dépôt par pulvérisation cathodique, mais cette fois ci dans des trous de rapport de forme plus favorable : de l'ordre de  $100 \times 100 \text{ nm}^2$  de section et  $100 \text{ nm}$  de hauteur. Du Ti et de l'Au sont déposés par la suite en pleine plaque et une lithographie optique permet de définir un masque de résine protégeant l'électrode supérieure. Une gravure par I.B.E. consécutive grave la tricouche et le masque métallique partout sauf sous l'électrode supérieure.

**Electrodéposition** La méthode "Stencil" permet de s'affranchir du problème de la gravure R.I.E. sélective en protégeant l'isolant par un masque métallique. La question du dépôt peu directif est quant à elle résolue par un facteur de forme du trou moins important. Pour résoudre ce dernier point, il est également possible d'utiliser une méthode de dépôt plus adaptée à des rapports de forme important. C'est le cas du dépôt par électrodéposition,



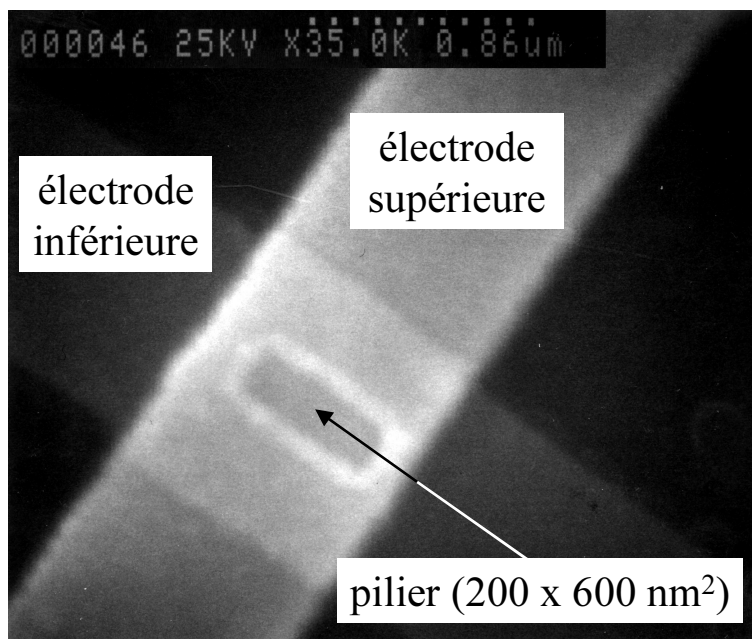


FIG. 3.9 – Image M.E.B. d'un échantillon fabriqué avec la méthode "auto-alignée". Le pilier est de section  $200 \times 600 \text{ nm}^2$ .

qui a fait ses preuves dans le cas des nanofils métalliques (rapport de forme de l'ordre de 50 nm de diamètre à comparer à leur longueur de  $20 \mu\text{m}$ ). La méthode que nous avons mis en oeuvre en collaboration avec le groupe de magnétisme de l'Université Catholique de Louvain la Neuve est présentée dans la figure 3.11.

Le dépôt va s'effectuer dans des trous réalisés dans l'électrode supérieure ainsi que dans l'isolant. L'échantillon est placé dans un bain de sulfate de Co et de sulfate du Cu de concentrations respectives  $1 \text{ mol.l}^{-1}$ , et  $10^{-3} \text{ mol.l}^{-1}$ . Le dépôt est effectué par une méthode à trois électrodes : anode, cathode et une électrode de référence, en mode potentiostatique (le potentiel est constant).

Un contact pris sur l'électrode du bas de l'échantillon permet de contrôler le dépôt par la tension entre le bain et l'électrode du bas. Lorsqu'un premier pilier est rempli, il y a contact avec une des électrodes du haut, et donc dépôt sur cette électrode : le courant augmente brutalement. La magnétorésistance de piliers déposés par électrodéposition a déjà été mesurée par J. -L. Duvail *et al.* [55].

L'avantage de notre méthode d'élaboration des échantillons est l'utilisation d'isolant à la place de la résine, ce qui évite les phénomènes de court circuit par dépôt dans des fissures dans la résine. L'épaisseur des couches étant difficile à contrôler lors de l'électrodéposition, puisque le dépôt est

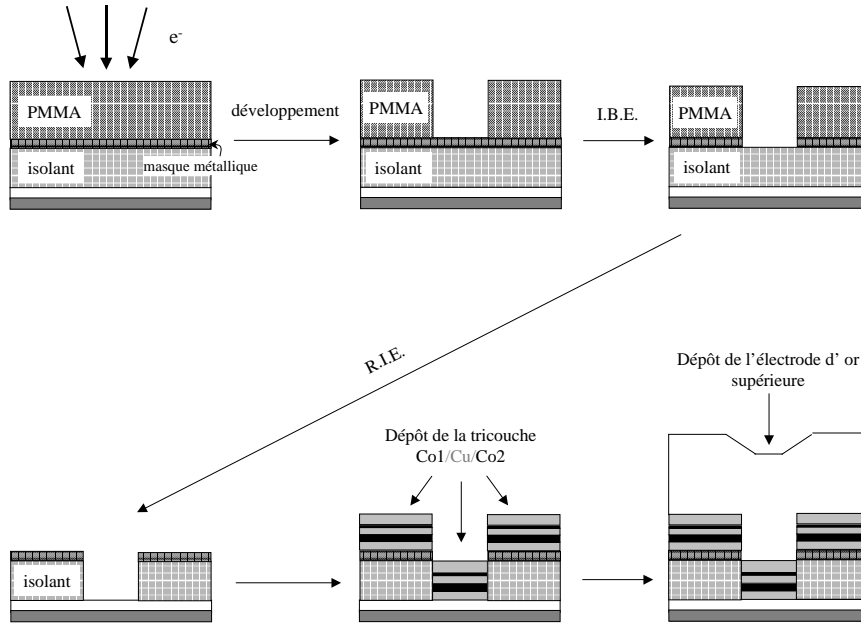


FIG. 3.10 – Illustration des différentes étapes de fabrication de piliers magnétiques par la méthode dite "stencil"

extrêmement rapide, il est nécessaire de conserver un rapport de forme assez grand (contrairement au cas de la pulvérisation cathodique). L'épaisseur choisie d'isolant est d'environ 3000 Å.

Cette méthode est actuellement encore en cours de développement. Elle a pour l'instant permis d'obtenir des plots de Co avec de bonnes résistances de contact, et le dépôt de multicouches est la prochaine étape à envisager.

Nous avons présenté dans ce chapitre les techniques de fabrication de piliers magnétiques que nous avons mis au point : la méthode "auto-alignée", la méthode de type "croix", et une méthode utilisant le dépôt par électrodéposition. Chronologiquement, c'est la méthode "auto-alignée" qui a été mise en oeuvre la première, en raison de sa simplicité. La plupart des résultats expérimentaux ont été obtenus avec cette technique. L'accent est désormais mis sur les deux autres techniques.

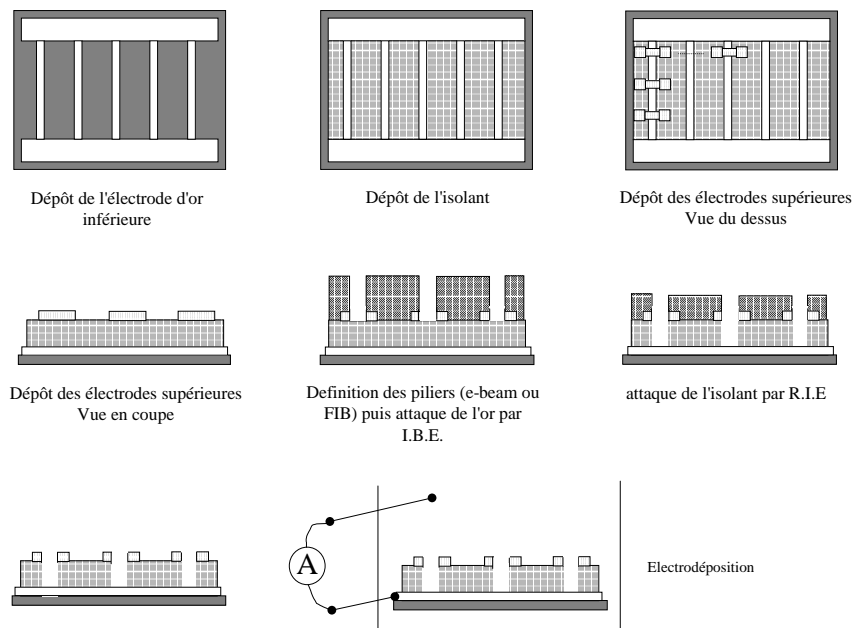


FIG. 3.11 – Schéma de la technique de fabrication de piliers magnétiques utilisant le dépôt par électrodéposition

# Chapitre 4

## Résultats expérimentaux

*I can't think of a single thing  
Other than what a beautiful state I'm in  
Is the world still spinning around  
I don't feel like coming down  
Kylie Minogue "In Your Eyes"*

Les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus, sauf mention du contraire, sur des piliers réalisés par la méthode "auto-alignée", de section  $200 \times 600 \text{ nm}^2$ , comportant les structures suivantes : Cu 200 Å \ Co 150 Å \ Cu 100 Å \ Co 25 Å \ Cu 200 Å.

### 4.1 Courbes $R(H)$ à faible courant (GMR)

Les mesures de résistance électrique sont réalisées par une méthode en quatre points : deux points d'injection de courant perpendiculairement aux couches, et deux points de mesure de tension, ce qui permet de s'affranchir en partie des résistances de contact. Afin d'étudier les propriétés magnétiques des échantillons avant de tester les effets de l'injection d'un fort courant continu, nous avons utilisé une source de courant ac pour effectuer des mesures de magnétorésistance à faible courant alternatif ( $50 \mu\text{A}$ ). La courbe de magnétorésistance tracée figure 4.1 est caractéristique du comportement des échantillons à faible courant.

Lorsqu'un fort champ magnétique positif est appliqué, les aimantations des deux couches sont saturées : la configuration magnétique est parallèle. Quand le champ magnétique est ramené à des valeurs négatives, l'une des couches se retourne alors que l'autre est toujours alignée dans la direction du champ : la configuration magnétique est antiparallèle (AP), ce qui correspond

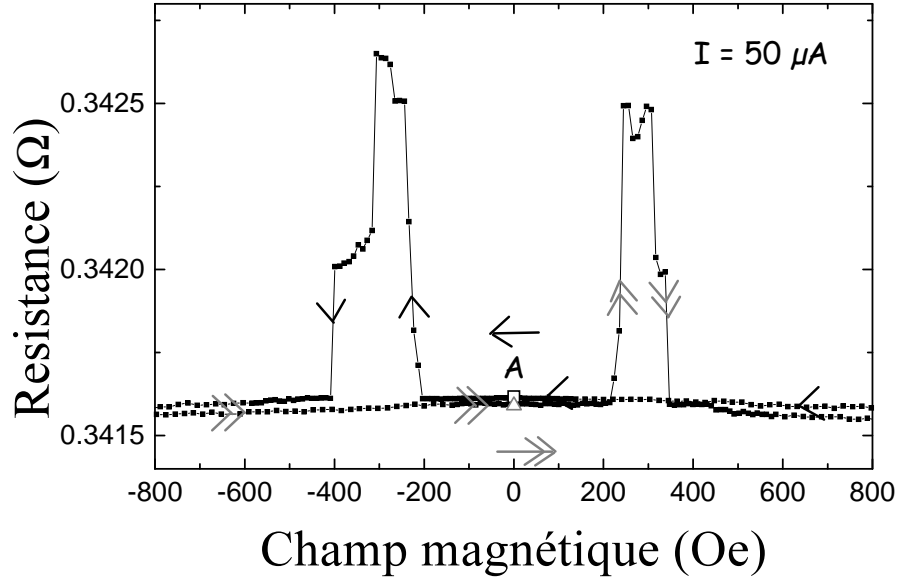


FIG. 4.1 – Courbe de résistance en fonction du champ obtenue à 30 K avec un faible courant ac de ( $50 \mu\text{A}$ ) (échantillon 1).

à un plateau de haute résistance figure 4.1. La configuration parallèle (P) est retrouvée lorsque l'autre aimantation se retourne. Le comportement est symétrique pour des champs balayés des valeurs négatives vers les valeurs positives. La résistance dans la configuration AP est supérieure à la résistance dans la configuration P, avec  $\Delta R = 1.2 \text{ m}\Omega$ . La mesure de la résistance nous permet donc de connaître la configuration magnétique.

## 4.2 Courbes $R(I)$ (renversement par transfert de spin)

### 4.2.1 A champ nul

Pour étudier l'effet du courant à partir d'une configuration magnétique bien précise, nous saturons les aimantations des deux couches magnétiques avant de ramener le champ à zéro, ce qui correspond au point A (état parallèle) de la figure 4.1. Un courant continu est ensuite injecté dans le pilier. La courbe de résistance en fonction du courant traversant l'échantillon est présentée figure 4.2. Nous rappelons que dans notre convention un courant positif correspond aux électrons allant de la couche épaisse vers la couche fine (il s'agit de la convention inverse de celle choisie par l'équipe de Cornell

University).

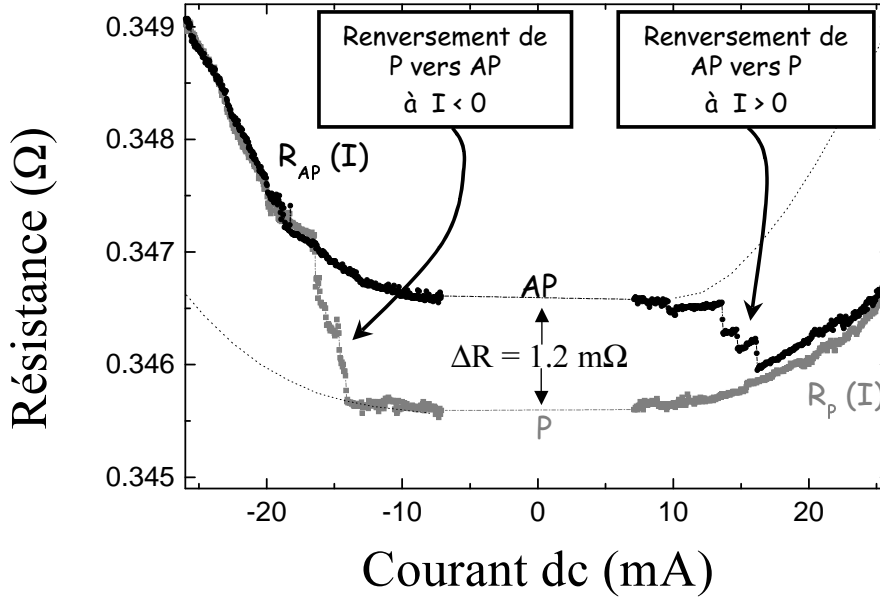


FIG. 4.2 – Courbe de résistance en fonction du courant continu injecté, mesurée à champ nul et à 30 K (échantillon 1). Les courbes représentatives des variations de résistance en fonction du courant dans les configurations parallèles et antiparallèles (obtenues par symétrie et tracées en pointillés) ont été ajoutées comme guide pour l’œil.

Lorsqu’un courant positif est appliqué, on observe uniquement une augmentation réversible de la résistance, due à l’effet joule. Ces effets d’échauffement ont été constatés par tous les groupes ayant injecté de telles densités de courant dans des piliers magnétiques [2, 51, 53, 54]. Aucun saut de résistance correspondant à une variation de la configuration magnétique n’est observé, conformément aux prédictions théoriques selon lesquelles un courant positif favorise l’état P. Lorsqu’un courant négatif est appliqué, un saut de résistance vers un état haut est observé à - 15 mA. Cet état haut est conservé jusqu’à ce qu’un courant suffisamment positif (+ 13 mA) soit appliqué pour retrouver l’état parallèle. La variation de résistance mesurée entre les deux états est de 1.2 mΩ, ce qui nous permet d’affirmer, par comparaison avec la courbe de GMR obtenue à faible courant, que le courant négatif a induit une transition vers l’état antiparallèle (et le courant positif vers l’état parallèle). Ce comportement hystérétique est donc bien en accord avec les prédictions théoriques, de même que l’ordre de grandeur du courant nécessaire au changement de configuration magnétique, puisque les densités

de courant critiques correspondant à 15 mA sont de  $1.25 \cdot 10^7 \text{ A.cm}^{-2}$ . Ce résultat est en accord avec les expériences similaires réalisées pour la première fois à Cornell University en 2000 [2, 49]. Les valeurs des courants critiques en ce qui concerne les transitions des états P à AP et AP à P sont sensiblement égales. Ce résultat n'est pas conforme aux prédictions théoriques selon lesquelles le couple de transfert de spin serait plus important depuis la configuration AP que depuis la configuration P. Nous verrons néanmoins dans les chapitres ultérieurs (cf. section 5) que de nombreux autres paramètres tels que la valeur des champs d'anisotropie peuvent influencer de manière non négligeable la valeur des courants critiques, ce qui pourrait expliquer cette divergence.

Les transitions hystérétiques observées ne sont bien sûr pas imputables à l'effet Joule, en raison de l'assymétrie courant positif / courant négatif. Une autre origine possible de l'effet est le champ d'Oersted créé par le courant. Mais pour des raisons de symétrie, un renversement des couches par le champ d'Oersted (aussi appelé champ de Biot et Savard) est à exclure. En effet, comme schématisé figure 4.3, partant de l'état A dans la configuration parallèle, un courant continu traversant la structure produit un champ magnétique circulaire. Par symétrie, des courants positifs comme négatifs induiraient les mêmes effets [56, 57], ce qui ne correspond pas au comportement cyclique expérimental.

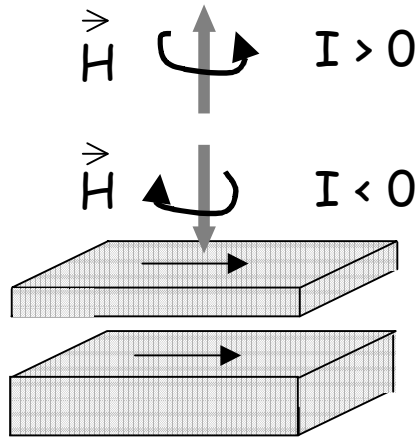


FIG. 4.3 – Représentation schématique du champ d'Oersted créé par un courant continu injecté dans le pilier magnétique.

Les sauts de résistance observés entre les états parallèle et antiparallèle figure 4.2 sont abrupts, mais présentent néanmoins des plateaux, indiquant (de même que ceux observés sur la courbe de GMR à faible courant 4.1) que

l'échantillon n'est pas mono-domaine, du fait de sa relative grande surface ( $200 \times 600 \text{ nm}^2$ ). Les points pour des courants proche de zéro ont été ôtés figure 4.2 en raison des divergences de la résistance obtenues lorsque l'on divise les valeurs de tension mesurées par le courant lorsque le courant est proche de zéro.

### 4.2.2 En présence d'un champ magnétique

Pour comparer l'action du courant avec l'action du champ, il est intéressant de répéter les mêmes expériences en fonction du champ appliqué. Sur la figure 4.4 sont représentées les courbes de résistance en fonction du courant obtenues à champ nul (courbe noire) et avec un champ magnétique de  $+125 \text{ Oe}$  (courbe grise). Ce champ favorisant l'état parallèle, le comportement attendu est une diminution du courant critique positif nécessaire pour passer de la configuration P à la configuration AP, ainsi qu'une augmentation en valeur absolue du courant critique requis pour renverser l'aimantation de P à AP. Ce décalage du cycle d'hystérésis vers les courants négatifs est effectivement observé figure 4.4.

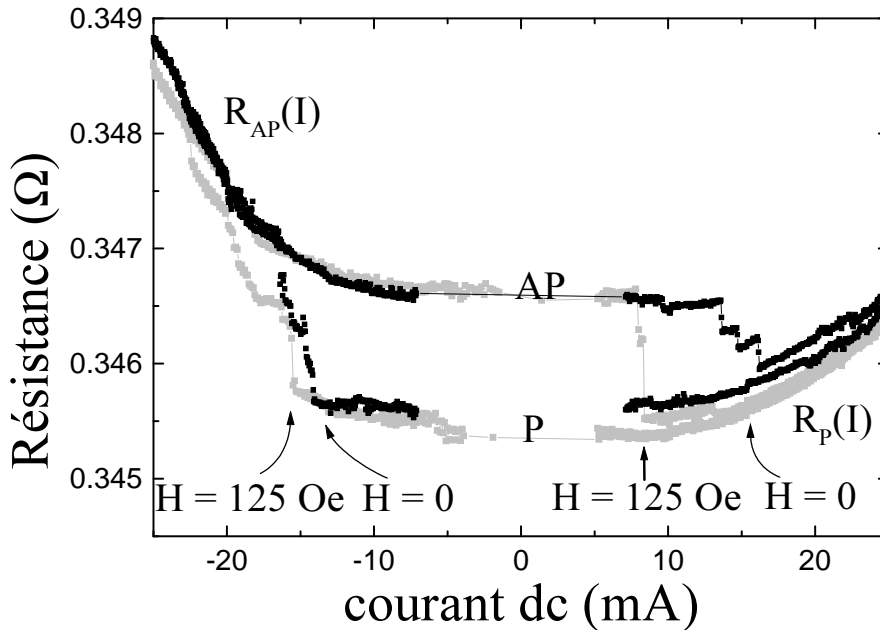


FIG. 4.4 – Courbes de résistance en fonction du courant continu injecté mesurées à 30K, à  $H = 0$  et  $+125 \text{ Oe}$  (échantillon 1).

Si la même expérience est répétée cette fois ci avec un champ magnétique



plus fort, comme c'est le cas figure 4.5, avec un champ de + 500 Oe favorisant l'état parallèle, le comportement n'est plus hystérétique, mais réversible.

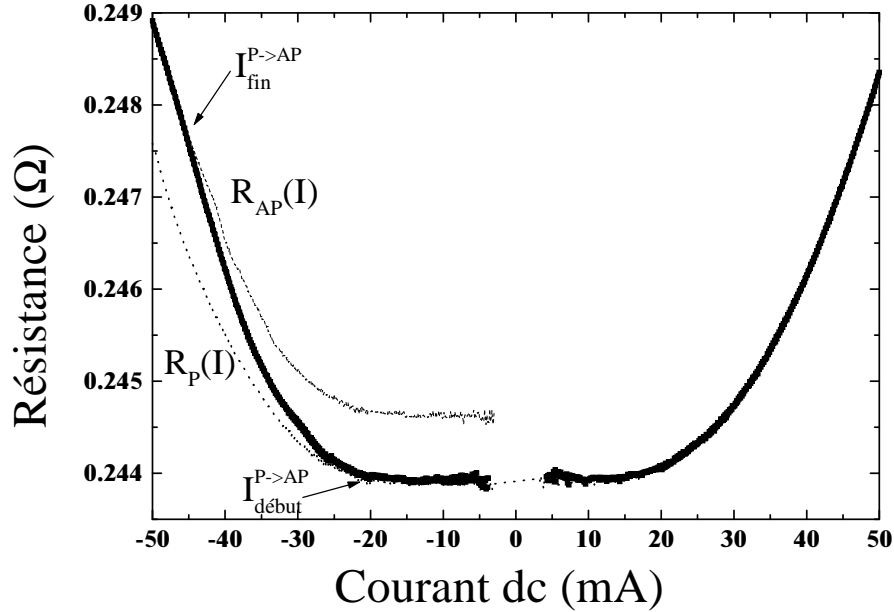


FIG. 4.5 – Courbe de résistance en fonction du courant mesurée à  $H = +500$  Oe et à 30 K (échantillon 2).

Les courbes  $R_P(I)$  et  $R_{AP}(I)$  représentant la variation de la résistance respectivement dans l'état P et dans l'état AP en fonction du courant ont été rajoutées figure 4.5. La courbe  $R_P(I)$  a été obtenue en mesurant la résistance en fonction du courant tout en appliquant un champ de 5000 Oe empêchant, dans la gamme de courant étudiée, toute transition vers l'état antiparallèle.  $R_{AP}(I)$  a quant à elle été déduite de la courbe  $R(I)$  à champ nul.

Lorsqu'à partir de la configuration P avec un champ magnétique de 500 Oe, on injecte dans l'échantillon un courant positif, la courbe de résistance en fonction du courant reste confondue avec  $R_P(I)$  comme dans le cas de champs plus faibles. Par contre, lorsqu'un courant négatif est injecté, à partir d'un certain courant noté  $I_{debut}^{P \rightarrow AP}$ , la courbe  $R(I)$  commence à se détacher de la courbe  $R_P(I)$ . Il faut néanmoins attendre que le courant dépasse une valeur notée  $I_{fin}^{P \rightarrow AP}$  pour que la configuration magnétique devienne antiparallèle. Lorsque le courant est ramené des valeurs négatives vers zéro, la même courbe est décrite réversiblement. Le phénomène de transfert de spin dans cette gamme de champ n'avait pas été exploré avant notre étude.

### 4.3 Courbes $R(H)$

Une autre manière d'étudier l'influence du courant sur le renversement de l'aimantation de la couche fine consiste à tracer les courbes de résistance en fonction du champ à différents courants dc.

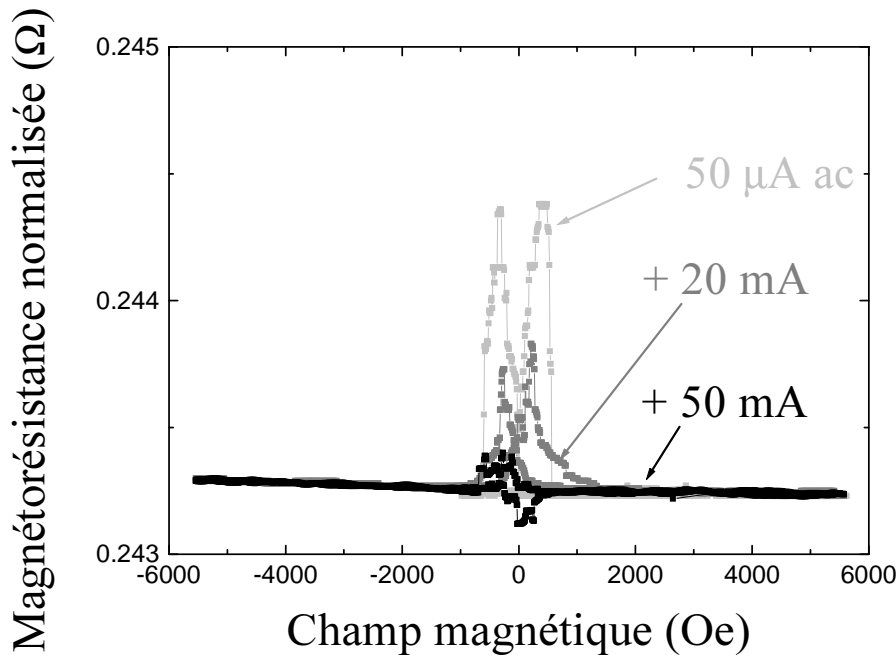


FIG. 4.6 – Courbes de magnétorésistance obtenues en injectant un fort courant positif de + 20 et + 50 mA. (échantillon 2). La courbe obtenue à faible courant alternatif (50  $\mu$ A ac) a été ajoutée pour comparaison. Les mesures sont effectuées à 30 K.

Les courbes  $R(H)$  mesurées à fort courant positif : + 20 et + 50 mA sont représentées figure 4.6. La courbe à + 20 mA est similaire dans sa forme à la courbe de magnétorésistance obtenue à faible courant alternatif, mais l'amplitude de la variation de résistance entre les états parallèle et antiparallèle a diminué : de 1.2 m $\Omega$  environ, elle passe à 0.6 m $\Omega$ . La courbe obtenue à + 50 mA montre un effet de GMR proche de zéro, semblable à ce que l'on attendrait d'une tricouche couplée ferromagnétiquement : les pics caractéristiques de la courbe de magnétorésistance à faible courant ont disparus. Ceci est en accord avec les modèles théoriques de transfert de spin qui prévoient qu'un fort courant positif favorise la configuration parallèle des aimantations. Au contraire, plus un courant négatif est injecté, plus la courbe  $R(H)$  tend à adopter une forme en cloche comme on le voit figure 4.7 pour des courants

de - 30, -40 et - 50 mA. Cette forme en cloche est caractéristique d'une vanne de spin couplée antiferromagnétiquement, comme montré pour comparaison sur l'encart de la figure 4.7 dans le cas d'une multicouche Co 50 Å /Cu 20 Å pour laquelle les couches ferromagnétiques sont couplées antiferromagnétiquement (deuxième pic des oscillations du couplage d'échange indirect).

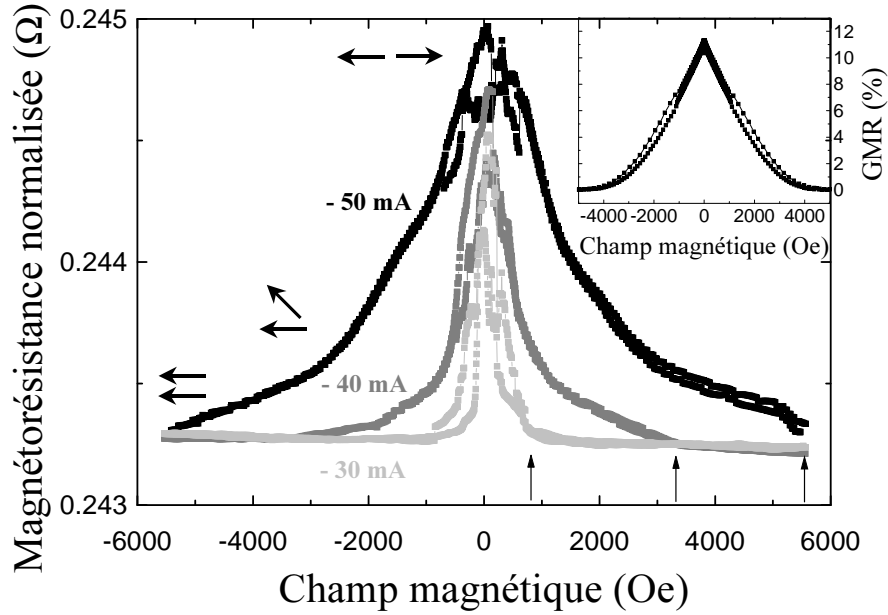


FIG. 4.7 – Courbes de magnétorésistance obtenues en injectant un fort courant négatif de - 30, - 40 et - 50 mA. (échantillon 2). Les mesures sont effectuées à 30 K. En encart est présentée pour comparaison une courbe de magnétorésistance obtenue en géométrie CIP sur une multicouche Co/Cu au second pic antiferromagnétique.

Ce comportement peut être interprété de la façon suivante dans le cadre des modèles de transfert de spin. Considérons par exemple la courbe obtenue à - 50 mA. A fort champ, les aimantations sont saturées. Lorsque le champ diminue, le courant négatif tend à imposer une configuration antiparallèle des aimantations. Or nous avons vu précédemment en étudiant les courbes  $R(I)$  (cf. figure 4.5) qu'à fort champ le renversement de l'aimantation de la couche fine se fait progressivement. Lorsque le champ magnétique est ramené de + 5600 Oe vers des valeurs faibles, le renversement de l'aimantation de la couche fine n'est donc pas abrupt, d'où la forme en cloche. Quand le champ magnétique atteint la valeur du champ coercitif de la couche épaisse, celle-ci, peu ou pas influencée par le courant, se retourne de façon abrupte. La confi-

guration magnétique devient donc parallèle. Le fort courant négatif imposant la configuration antiparallèle, l'aimantation de la couche fine se retourne. Or le champ est dorénavant à une valeur faible, pour laquelle on a vu (cf. figure 4.4) que le renversement de la couche fine se faisait de façon abrupte. Il y a donc, sur une très faible gamme de champ, passage de AP vers P puis immédiatement AP. Ce sont ces transitions que l'on devine à champs faibles sur les courbes  $R(H)$  à courant négatif figure 4.7. L'interprétation de l'allure de la courbe  $R(H)$  à + 50 mA s'effectue de façon similaire. A + 5600 Oe, les aimantations sont saturées. Le fort courant positif qui traverse l'échantillon favorise la configuration parallèle. L'état parallèle est conservé jusqu'à ce que l'aimantation de la couche épaisse se retourne sous l'action d'un champ négatif. Aussitôt, sous l'effet du courant, l'aimantation de la couche fine se renverse de manière à rétablir la configuration parallèle privilégiée par le courant positif. Cette transition est abrupte puisqu'elle advient dans une zone de champs "faibles" (cf. figure 4.4). Le comportement en champ négatif est symétrique. Le plateau représentatif de l'état antiparallèle dans la courbe de GMR est donc d'autant moins large que le courant positif est élevé, du fait du renversement prématuré de l'aimantation de la couche fine.

## 4.4 Courant critique en fonction du champ appliqué

En utilisant conjointement les courbes de résistance en fonction du champ et de résistance en fonction du courant, il est possible de tracer le diagramme de phase des courants critiques  $I_{debut}^{P \rightarrow AP}$  et  $I_{fin}^{P \rightarrow AP}$  en fonction du champ magnétique appliqué. En ce qui concerne les courbes de résistance en fonction du courant mesurées à champ  $H$  fixe, il suffit pour cela de relever les valeurs de courants critiques  $I_{debut}^{P \rightarrow AP}(H)$  et  $I_{fin}^{P \rightarrow AP}(H)$ . Les courbes de résistance en fonction du champ à courant fixé donnent quant à elles, en particulier à fort courant négatif, accès à un champ de début de renversement  $H_{debut}^{P \rightarrow AP}$  (indiqué par des flèches figure 4.7), et un champ de fin de renversement  $H_{fin}^{P \rightarrow AP}$  qui correspond au champ pour lequel l'état antiparallèle est atteint.  $H_{debut}^{P \rightarrow AP}(I)$  et  $H_{fin}^{P \rightarrow AP}(I)$  sont ensuite reportés sur le diagramme de phase. Les deux méthodes ont été utilisées pour tracer le diagramme de phases des courants critiques en fonction du champ appliqué présenté figure 4.8.

Nous verrons dans le chapitre 5 comment peut être expliqué ce diagramme de phase à partir du modèle de transfert de spin, à la fois qualitativement et quantitativement. Nous verrons que la zone au-dessus de la ligne  $I_{debut}^{P \rightarrow AP}(H)$  (en gris sur la figure 4.8) correspond à la zone de stabilité de l'état P, de même

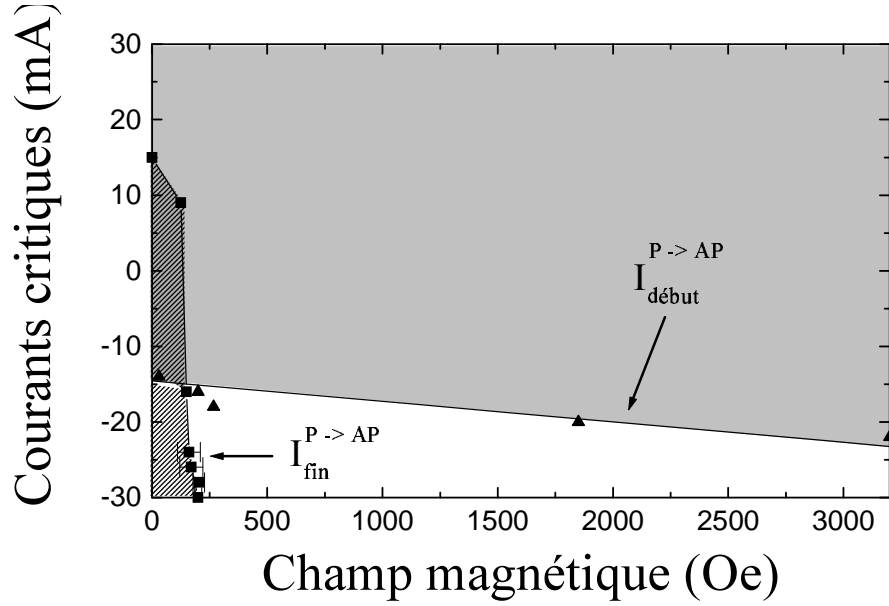


FIG. 4.8 – Diagramme de phase des courants critiques en fonction du champ appliqué (cas des champs positifs), mesuré à 30 K (échantillon 1). En gris : zone de stabilité de l'état P. Hachures : zone de stabilité de l'état AP.

que la zone en dessous de la courbe  $I_{fin}^{P \rightarrow AP}(H)$  (hachurée sur la figure 4.8) correspond à la zone de stabilité de l'état AP. Nous montrerons notamment comment le calcul des courants critiques à partir de l'expression du couple de transfert de spin mène à distinguer deux zones de champ où le renversement de la couche fine se fait de manière bien différente. Ce sont ces deux zones que l'on distingue sur le diagramme de phase de la figure 4.8, à gauche et à droite du croisement des deux courbes  $I_{début}^{P \rightarrow AP}(H)$  et  $I_{fin}^{P \rightarrow AP}(H)$ .

## 4.5 Courant critique en fonction de la température

Nous présentons figure 4.9 un exemple d'évolution des courants critiques en fonction de la température. La variation du courant  $I_{début}^{P \rightarrow AP}$  en fonction du champ a été mesurée à 30 et 300 K.

On observe que les courants critiques diminuent quand la température augmente, ce qui peut être attribué à la forte diminution de la coercivité des couches. Cependant l'amplitude de la magnétorésistance diminue également lorsque la température augmente, ce qui aurait pu entraîner une augmentation des courants critiques du fait de la perte de polarisation en courant. Cette

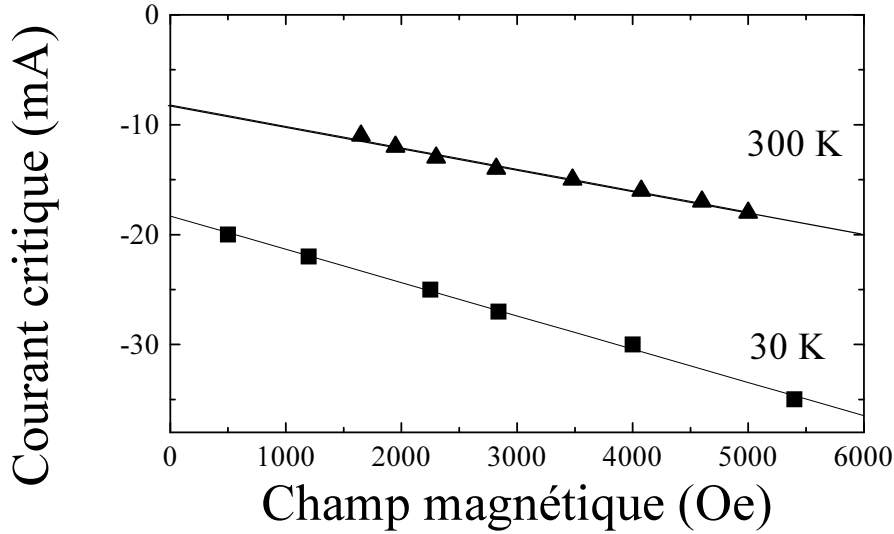


FIG. 4.9 – Courant critique  $I_{debut}^{P \rightarrow AP}$  tracé en fonction du champ appliqué (cas des champs positifs), à 30 K (symboles carrés) et 300 K (triangles). L'échantillon mesuré est un pilier de même structure que précédemment, élaboré également par la technique "tout-aligné" mais de  $200 \times 400 \text{ nm}^2$  de section.

variation n'est à priori pas négligeable [58, 59], mais l'on voit figure 4.9 qu'elle n'est pas dominante, puisque la variation est en sens opposé (conformément aux résultats d'autres groupes [29, 54]). La pente de la courbe  $I_{debut}^{P \rightarrow AP}(H)$  varie également avec la température. Ces points restent encore à éclaircir.

## 4.6 Résultats concernant les piliers magnétiques fabriqués par la méthode "croix"

Tous les résultats présentés précédemment ont été obtenus sur des échantillons réalisés avec la méthode de fabrication "tout-aligné" (cf. section 3.4.2.1). Des résultats qualitativement similaires ont été obtenus avec des échantillons réalisés avec les autres méthodes. Nous présentons figure 4.10 les courbes de résistance en fonction du courant à champ nul (figure 4.10 (a)), et de résistance en fonction du champ à divers courants (figure 4.10 (b)) mesurées sur un échantillon fabriqué par la méthode "croix" présentée section 3.4.1.2. La structure du pilier magnétique est : Cu  $150 \text{ \AA}$ /Co  $200 \text{ \AA}$ /

Cu 100 Å/ Co 25Å/ Cu 150 Å et sa section 300 x 300 nm<sup>2</sup>.

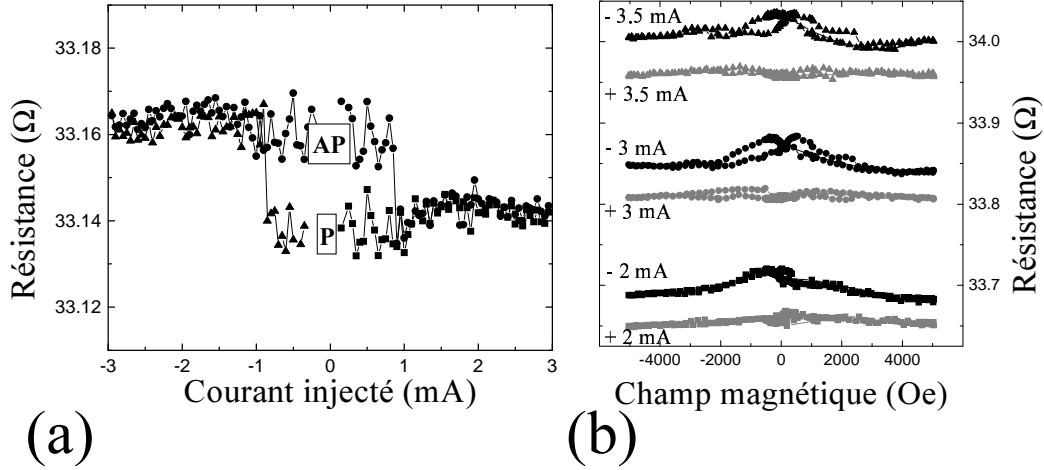


FIG. 4.10 – Résultats obtenus avec un pilier magnétique réalisé par la méthode "croix", de structure de couches : Cu 150 Å/Co 200 Å/ Cu 100 Å/ Co 25 Å/Cu 150 Å et de section 300 x 300 nm<sup>2</sup>. (a) : Courbe de résistance en fonction du courant injecté à champ nul. La variation quadratique due à l'effet joule a été soustraite pour plus de clarté. (b) : Courbes de résistance en fonction de champ appliqué, mesurées à différents courants : ± 3.5, ± 3 et ± 2 mA. Les mesures ont toutes été effectuées à 4 K.

Les courants critiques de renversement de la couche fine à champ nul sont de  $\pm 1$  mA comme le montre la figure 4.10 (a), c'est à dire beaucoup plus faibles que ceux obtenus sur les échantillons présentés précédemment (environ  $\pm 15$  mA à champ nul), mais qui avaient une structure et une section différente. Néanmoins, ni les faibles différences entre les épaisseurs de couche, ni le rapport entre les sections (200 x 600 nm<sup>2</sup> à comparer à 300 x 300 nm<sup>2</sup>) ne peut expliquer le rapport 15 entre les courants critiques ! La différence provient probablement en grande partie de la meilleure qualité des échantillons réalisés par la méthode "croix", ce qui nous encourage à continuer dans cette voie pour la suite.

# Chapitre 5

## Calcul des courants critiques en fonction du champ appliqué, diagramme des zones de stabilité

*Look at the speed out there,  
It magnetizes me to it.*

**Bjork**, Post, Enjoy

Avant le début de cette thèse, la variation des courants critiques en fonction du champ appliqué avait déjà été calculée à partir du modèle de transfert de spin, notamment par Katine *et al.* [2]. Néanmoins ce calcul, s'il décrit bien le comportement observé expérimentalement à faible champ, ne prévoit pas le renversement réversible de la couche fine obtenu à plus fort champ (comme je l'ai précisé, cette gamme de champs n'avait pas été étudiée auparavant). La méthode de résolution de l'équation de Landau-Lifschitz-Gilbert employée n'est en effet valable que pour des mouvements de type précessionnels de l'aimantation proche des états P et AP. Or ceci n'est pas le cas à fort champ. Nous allons dans un premier temps montrer comment l'existence des deux zones de champ peut être expliquée qualitativement par des considérations énergétiques simples, avant de dériver analytiquement dans un deuxième temps les expressions des courants critiques en fonction du champ appliqué à partir du modèle de transfert de spin. Cette approche nous permettra de tracer le diagramme de phase théorique et de le comparer aux résultats expérimentaux. L'aimantation de la couche fine sera considérée comme un "macro-spin", ce qui, comme nous le verrons, permet



une compréhension à la fois qualitative et quantitative des résultats.

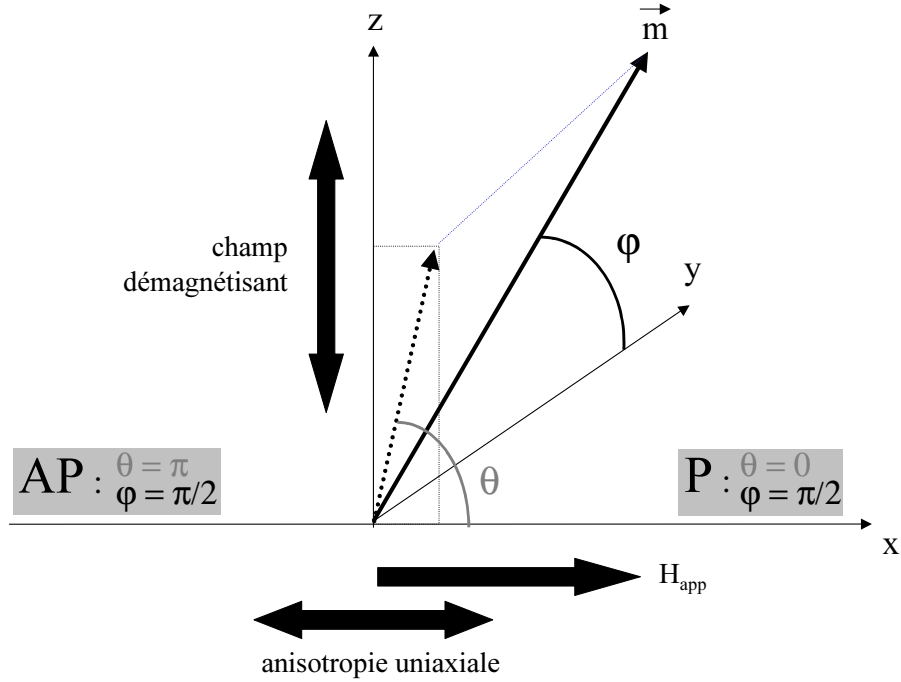


FIG. 5.1 – Notations utilisées pour tracer les barrières d'énergie entre les états P et AP. L'axe x est colinéaire avec l'aimantation de la couche épaisse, qui pointe vers les x positifs. Les champs appliqués ainsi que d'anisotropie uniaxiale sont supposés orientés suivant l'axe x. L'axe z est perpendiculaire au plan des couches : le champ démagnétisant lui est colinéaire.  $\varphi$  est l'angle entre l'aimantation  $\vec{m}$  de la couche fine et l'axe y.  $\theta$  est l'angle entre la projection de  $\vec{m}$  dans le plan (x,z) et l'axe x. La configuration P correspond alors à  $\theta = 0$  et  $\varphi = \pi/2$ , et la configuration AP à  $\theta = \pi$  et  $\varphi = \pi/2$ .

Avec les notations de la figure 5.1, l'énergie potentielle de l'aimantation de la couche fine s'écrit :

$$E = -\vec{m} \cdot \vec{H}_{app} + \frac{1}{2} H_d (\vec{m} \cdot \vec{u}_z)^2 - \frac{1}{2} H_{an} (\vec{m} \cdot \vec{u}_x)^2 \quad (5.1)$$

Les trois termes décrivent respectivement :  $H_{app}$  le champ magnétique appliqué,  $H_d$  le champ démagnétisant et  $H_{an}$  l'anisotropie uniaxiale résultant de la forme rectangulaire du pilier. Il est à souligner que ni le terme d'amortissement, ni le couple dû au transfert de spin, ne contribuent à l'énergie potentielle puisqu'il s'agit de forces non-conservatives. Nous négligeons ici en effet le terme de champ équivalent trouvé dans certains calculs [40, 25] pour

les raisons invoquées lors de la présentation des modèles. La position dans l'espace de l'aimantation locale  $\vec{m}$  est entièrement déterminée par les deux angles  $\Theta$  et  $\varphi$  respectivement dans et hors du plan (x,z) (voir figure 5.1 en ce qui concerne les notations). La configuration P correspond à  $\Theta = 0$  et  $\varphi = \pi/2$  tandis que la configuration AP correspond à  $\Theta = \pi$  et  $\varphi = \pi/2$ . Le profil d'énergie pour l'aimantation locale en fonction de  $\Theta$  and  $\varphi$  est tracé figure 5.2 pour deux champs appliqués différents.

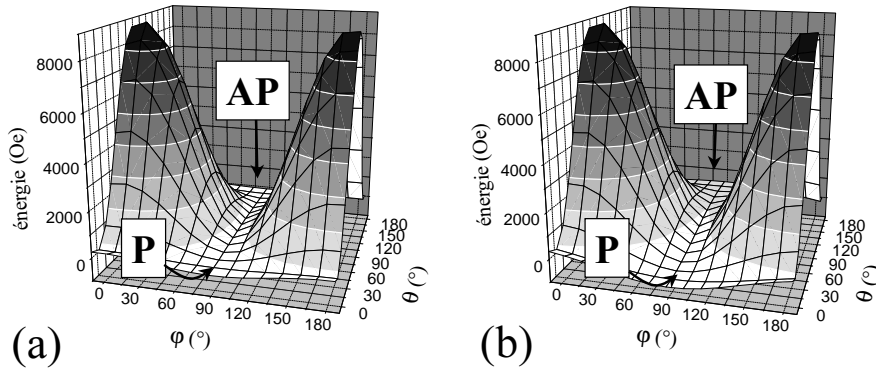


FIG. 5.2 – barrières d'énergie entre les états P et AP. (a) pour un champ appliqué de 50 Oe, (b) pour un champ appliqué de 500 Oe

Le champ d'anisotropie  $H_{an}$  a été fixé dans les deux cas à 150 Oe. Cette valeur est dérivée de calculs numériques de champ d'anisotropie par Chen *et al.* [60] pour des prismes rectangulaires. Sur la figure 5.2(a), le champ appliqué  $H_{app}$  est égal à 50 Oe i.e. plus petit que le champ d'anisotropie. Dans ce cas, les deux configurations P et AP sont stables puisqu'elles correspondent à des minima d'énergie. Lorsqu'un courant négatif plus élevé que le courant critique est appliqué, le système passe d'une configuration P stable à une configuration AP stable, et demeure dans l'état AP même lorsque le courant est ramené à zéro. Dans ce cas, le régime est précessionnel aussi bien au début du retournement de l'aimantation qu'à la fin, les états P et AP correspondant à deux puits de potentiel. Des simulations réalisées avec le logiciel OOMMF<sup>1</sup> modifié de manière à prendre en compte le terme de transfert de spin illustrent bien la manière dont un macrospin se retourne en précessant aussi bien proche de l'état AP (cf. figure 5.3 (b)) que P (cf. figure 5.3 (a)) dans le cas où le champ appliqué est inférieur au champ d'anisotropie  $H_{an}$ .

Ceci explique le comportement hystérétique obtenu figure 4.4 pour des champs de 0 et 125 Oe.

<sup>1</sup>logiciel de simulations micromagnétiques développé par le N.I.S.T. et téléchargeable gratuitement à l'adresse <http://math.nist.gov/oommf/>

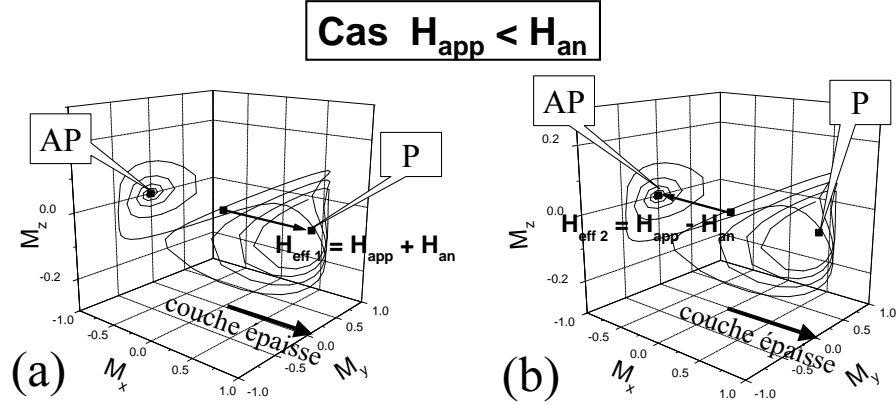


FIG. 5.3 – Renversement d'un macrospin entre les états P et AP simulé par le logiciel OOMMF modifié de manière à prendre en compte le terme de transfert de spin. (a) précession proche de l'état P. Le champ effectif est alors égal à  $H_{app} + H_{an}$  (positif) (b) précession proche de l'état AP. Le champ effectif est alors égal à  $H_{app} - H_{an}$  (négatif)

La situation est différente lorsque le champ appliqué est supérieur au champ d'anisotropie, comme le montre la figure 5.2(b) pour  $H_{app}$  égal à 500 Oe. Dans ce cas, la seule configuration stable est la configuration P. Par conséquent, un courant négatif peut forcer l'aimantation à passer de l'état P à l'état AP, mais lorsque le courant appliqué est supprimé, l'aimantation retombe dans l'état stable i.e. la configuration P. Ce mouvement réversible de l'aimantation décrit qualitativement le comportement observé expérimentalement pour  $H_{app} = 500$  Oe présenté sur la figure 4.5. L'état P est alors un puits de potentiel : le renversement de la configuration P vers la configuration AP commence dans le cadre d'un régime précessionnel. L'état AP est au contraire un sommet de potentiel : il n'y a pas précession de l'aimantation au voisinage de l'état AP. La différence entre ces deux types de renversement de l'aimantation de la couche fine est apparente sur les courbes de simulation réalisées avec le logiciel OOMMF dans le cas d'un macrospin et avec un champ appliqué supérieur au champ d'anisotropie. Figure 5.4 (a), proche de la configuration parallèle, le mode de retournement est très clairement précessionnel, contrairement à ce qui est observé figure 5.4 (b) proche de la configuration antiparallèle.

L'approche proposée par Katine *et al.* [2] en ce qui concerne le calcul des courants critiques, n'est donc pas adaptée à ce régime de champ "fort", puisque basée sur l'hypothèse d'un mouvement de précession de l'aimantation. La description qualitative que nous venons de développer dans le cadre du modèle de transfert de spin nous a donc permis de comprendre la

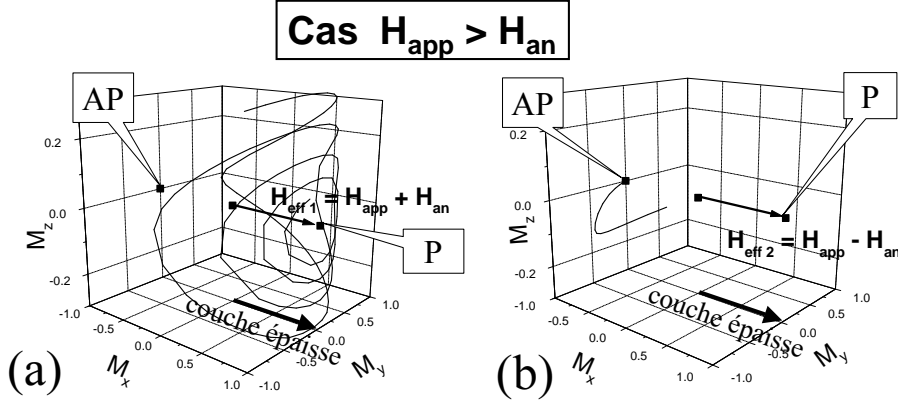


FIG. 5.4 – Renversement d'un macrospin entre les états P et AP simulé par le logiciel OOMMF modifié de manière à prendre en compte le terme de transfert de spin. (a) précession proche de l'état P. Le champ effectif est alors égal à  $H_{app} + H_{an}$  (positif) (b) Proche de l'état AP, le champ effectif est à  $H_{app} - H_{an}$  (positif) : il n'y a pas précession.

dépendance en champ du renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin. Dans un modèle d'interaction tel que celui développé par Heide [25], le couple exercé par le courant sur l'aimantation est équivalent au couple exercé par un champ magnétique : il s'agit d'une force conservative. Un tel couple déformerait la barrière d'énergie, de telle façon que les états P et AP deviendraient stables dès qu'ils seraient atteints. Ce modèle d'interaction est incapable d'expliquer nos résultats expérimentaux avec l'existence de deux régimes :  $H_{app} < H_{an}$  and  $H_{app} > H_{an}$ . Il s'avère également incompatible avec les résultats des autres groupes [29, 51].

Nous allons maintenant montrer comment des expressions des courants critiques peuvent être dérivées analytiquement de l'équation de Landau-Lifschitz-Gilbert (LLG) modifiée.

Le champ magnétique  $H_{app}$  est comme dans les expériences appliqué le long de l'axe x. Les conditions de stabilité des configurations P ou AP sont obtenues en étudiant le mouvement de l'aimantation de la couche fine  $\mathbf{m}$  lorsque l'angle  $\Theta$  entre  $\mathbf{m}$  et l'aimantation de la couche épaisse est proche de 0 ou  $\pi$ . Avec les notations :  $\mathbf{u}_x$  et  $\mathbf{u}_z$  les vecteurs unitaires dirigés respectivement le long de l'aimantation de la couche épaisse et perpendiculaire au plan des couches, l'équation LLG modifiée s'écrit :

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma_0 \mathbf{m} \times [H_{eff} \mathbf{u}_x + H_d (\mathbf{m} \cdot \mathbf{u}_z) \mathbf{u}_z] + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}$$

$$- G^{P(AP)} j \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{u}_x) \quad (5.2)$$

où  $H_{eff} = H_{app} \pm H_{an}$  est le champ effectif ressenti par l'aimantation de la couche fine,  $H_d = 4\pi M_s$  le champ démagnétisant, et  $H_{an}$  l'anisotropie uniaxiale dans le plan. Le signe + ou - est relatif à la configuration magnétique, selon qu'elle est proche respectivement de P ou AP, et  $\alpha$  est le coefficient d'amortissement de Gilbert. Le dernier terme de l'équation est la contribution du couple dû au transfert de spin, avec  $j$  la densité de courant et

$$G^{P(AP)} = \frac{2\mu_B P_S^{P(AP)}}{t_2 M_S e} \quad (5.3)$$

Le coefficient  $P_S$  représente la polarisation de spin transverse et prend des valeurs différentes ( $P^P$  ou  $P^{AP}$ ) selon que  $\mathbf{m}$  est proche de la configuration P ou AP. L'épaisseur de la couche fine est notée  $t_2$ , l'aimantation à saturation  $M_s$ , la charge de l'électron  $e$  et le magnéton de Bohr  $\mu_B$ .

Si l'on projette l'équation de LLG sur les trois axes  $x$ ,  $y$  et  $z$ , on obtient les équations suivantes pour les composantes  $m_x$ ,  $m_y$  et  $m_z$  de  $\mathbf{m}$  :

$$\begin{aligned} \dot{m}_x &= \gamma_0 H_d m_z m_y + \alpha m_y \dot{m}_z - \alpha m_z \dot{m}_y + G^{P(AP)} j (m_y^2 + m_z^2) \\ \dot{m}_y &= -\gamma_0 H_{eff} m_z - \gamma_0 H_d m_z m_x + \alpha m_z \dot{m}_x - \alpha m_x \dot{m}_z \\ &\quad - G^{P(AP)} j m_x m_y \\ \dot{m}_z &= \gamma_0 H_{eff} m_y + \alpha m_x \dot{m}_y - \alpha m_y \dot{m}_x - G^{P(AP)} j m_x m_z \end{aligned} \quad (5.4)$$

Lorsque l'angle  $\Theta$  entre  $\mathbf{m}$  et  $\mathbf{u}_x$  est petit (ou proche de  $\pi$ ), en conservant uniquement les termes du premier ordre en  $m_y$  et  $m_z$ , et en négligeant également les termes en  $\alpha^2$  (le coefficient de Gilbert est très inférieur à 1 [19]), l'équation précédente peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \dot{m}_x &= \pm 1 \\ \dot{m}_y &= \mp (\alpha \gamma_0 H_{eff} + G j) m_y + [-\gamma_0 (H_{eff} \pm H_d) + \alpha G j] m_z \\ \dot{m}_z &= (\gamma_0 H_{eff} - G j) m_y + [-\alpha \gamma_0 (\pm H_{eff} + H_d) \mp \alpha G j] m_z \end{aligned} \quad (5.5)$$

où  $\pm$  ( $\mp$ ) signifie + (-) quand la configuration des aimantations est proche de P, et - (+) quand la configuration est proche de AP. De même,  $G$  correspond à  $G^P$  ou  $G^{AP}$ . Les solutions générales pour  $m_y$  et  $m_z$  sont de la forme :

$$A \exp(k_1 t) + B \exp(k_2 t) \quad (5.6)$$

La condition d'instabilité d'un état donné (P ou AP) est donnée par le signe des parties réelles de  $k_1$  et  $k_2$ . Si ce signe est positif, l'amplitude du mouvement de  $\mathbf{m}$  augmente avec le temps et la configuration est instable.  $k_1$  et  $k_2$  sont solutions de l'équation quadratique qui s'écrit en négligeant les termes du second ordre en  $\alpha$  :

$$k^2 \pm 2k[2\gamma_0\alpha(H_{eff} \pm \frac{H_d}{2}) \pm Gj] + G^2j^2 + \gamma_0^2H_{eff}(H_{eff} \pm H_d) = 0 \quad (5.7)$$

Quand les aimantations de la tricouche sont proches de la configuration P ( $\Theta$  proche de 0), le discriminant de l'équation est :

$$\Delta = 2\alpha\gamma_0G^Pj(H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2}) - \gamma_0^2(H_{app} + H_{an})(H_{app} + H_{an} + H_d) \quad (5.8)$$

Comparons l'importance relative de ces deux termes, ce qui revient à comparer  $H_{app} + H_{an}$  à  $\frac{\alpha G^P j}{\gamma_0}$ . Les valeurs usuelles de champs expérimentaux sont  $H_{app} + H_{an}$  de l'ordre de  $10^5$  A.m<sup>-1</sup>. Avec  $\alpha = 0.007$  [19],  $j \approx 10^{11}$  A.m<sup>-2</sup>,  $P_s \approx 0.5$ ,  $t = 25$  Å et  $M_s = 1.42 \cdot 10^6$  A.m<sup>-1</sup>, on obtient  $\frac{\alpha G^P j}{\gamma_0} = 48$  A.m<sup>-1</sup>. Cette simple application numérique montre que même pour des valeurs de densité de courant supérieures à celles utilisées expérimentalement, lorsque  $H_{app}$  est positif,  $\Delta$  est négatif. Nous nous consacrerons par la suite à l'étude des champs appliqués positifs. Le cas des champs négatifs peut en être déduit par des considérations de symétrie, et sera présenté en annexe A.

$\Delta$  étant négatif, on a :

$$\begin{aligned} k_1 &= -G^Pj - \alpha\gamma_0(H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2}) + i\sqrt{-\Delta} \\ k_2 &= -G^Pj - \alpha\gamma_0(H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2}) - i\sqrt{-\Delta} \end{aligned} \quad (5.9)$$

La précession ellipsoïdale de l'aimantation autour de l'axe x est liée à la partie imaginaire de  $k_1$  et  $k_2$ . Par contre, la stabilité de l'état P dépend du signe de la partie réelle de  $k_1$  et  $k_2$ . Pour

$$j < -\frac{\alpha\gamma_0}{G^P}(H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2}) \quad (5.10)$$

les parties réelles de  $k_1$  et  $k_2$  sont positives,  $exp(k_1t)$  et  $exp(k_2t)$  augmentent avec le temps, l'état P est donc instable.

La même approche peut être utilisée pour discuter de la stabilité de la configuration AP, mais le problème est plus complexe, le discriminant pouvant prendre des valeurs positives comme négatives.  $\Delta$  s'écrit en effet maintenant :

$$\Delta = -2\alpha\gamma_0 G^{AP} j(-H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2}) + \gamma_0^2(H_{app} - H_{an})(-H_{app} + H_{an} + H_d) \quad (5.11)$$

Pour  $H_{app} > 0$  et  $H_{an} - H_{app} \gg \alpha^2 H_d$ , le premier terme dans  $\Delta$  peut être négligé, et  $\Delta = \gamma_0^2(H_{app} - H_{an})(-H_{app} + H_{an} + H_d)$  est négatif.

On a alors

$$\begin{aligned} k_1 &= G^{AP} j - \alpha\gamma_0(H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2}) + i\sqrt{|\Delta|} \\ k_2 &= G^{AP} j - \alpha\gamma_0(H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2}) - i\sqrt{|\Delta|} \end{aligned} \quad (5.12)$$

L'aimantation est comme précédemment en précession autour de l'axe x. Il s'agit du cas de champ faible mentionné lors de l'étude des barrières d'énergies entre les états P et AP (cf. figure 5.2(a)). Les parties réelles de  $k_1$  et  $k_2$  sont positives et la configuration AP est instable lorsque :

$$j > \frac{\alpha\gamma_0}{G^{AP}}(-H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2}) \quad (5.13)$$

Pour  $H_{app} > 0$  et  $H_{app} - H_{an} \gg \alpha^2 H_d$ , le premier terme de  $\Delta$  peut également être négligé.  $\Delta$  est positif et

$$\begin{aligned} k_1 &= G^{AP} j - \alpha\gamma_0(-H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2}) - \sqrt{\Delta} \\ k_2 &= G^{AP} j - \alpha\gamma_0(-H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2}) + \sqrt{\Delta} \end{aligned} \quad (5.14)$$

$k_1$  et  $k_2$  sont tous les deux réels : le mouvement de l'aimantation de la couche fine n'est donc pas précessionnel dans ce cas, comme nous l'avions vu précédemment (cf. figure 5.2(b)). Avec  $\sqrt{\Delta} \gg \alpha\gamma_0(-H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2})$ , l'état AP est instable si  $k_1$  ou  $k_2$  est positif. Ceci mène à la condition d'instabilité de l'état AP :

$$j > -\frac{\gamma_0}{G^{AP}} \sqrt{(H_{app} - H_{an})(-H_{app} + H_{an} + H_d)} \quad (5.15)$$

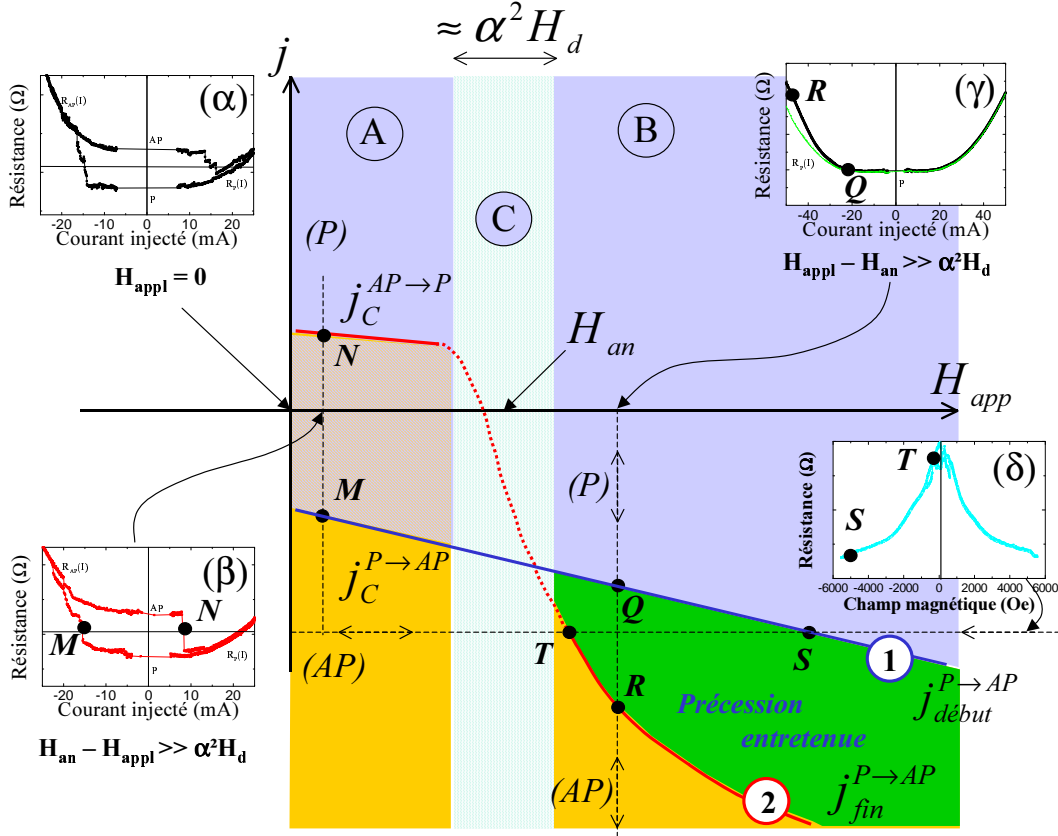


FIG. 5.5 – Diagramme de phase théorique déduit du modèle de transfert de spin.

Le comportement global pour  $H_{app} > 0$  peut être séparé en trois régimes différents, que nous allons maintenant discuter séparément. Ces régimes sont également schématisés figure 5.5.

Zone(A)  $H_{app} > 0$  et  $H_{an} - H_{app} \gg \alpha^2 H_d$

Ce régime de "faibles" champ, noté A, est valable pour des valeurs de  $H_{app}$  comprises entre zéro et une dizaine d'Oersted en dessous de  $H_{an}$ , si l'on estime  $\alpha^2 H_d$  à partir des valeurs de  $\alpha$  dérivées des expériences de FMR [19] ( $\alpha^2 H_d \approx 1$  Oe avec  $\alpha = 0.007$  et  $H_d = 1.78$  T). La configuration parallèle devient instable lorsque le signe de la partie réelle de  $k_1$  et  $k_2$  est positive, c'est à dire pour :

$$j < -\frac{\alpha\gamma_0}{GP} \left( H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2} \right) \quad (5.16)$$

tandis que la configuration AP est instable pour :



$$j > +\frac{\alpha\gamma_0}{G^{AP}}(-H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2}) \quad (5.17)$$

Dans le régime A, les configurations P et AP sont toutes les deux stables entre les courants critiques négatif et positif des deux équations précédentes. Dans le diagramme de la figure 5.5, ceci correspond au recouvrement des régions de stabilité des configurations P et AP entre les lignes 1 et 2 de la zone A. Ainsi, partant de la configuration parallèle à courant nul, lorsque le courant est abaissé vers des valeurs négatives, la configuration P devient instable à un courant pour lequel la configuration AP est stable, et le système peut commuter directement de P à AP. Le retournement advient à la densité de courant critique  $j_c^{P \rightarrow AP}$  :

$$j_c^{P \rightarrow AP} = -\frac{\alpha\gamma_0}{G^P}(H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2}) \quad (5.18)$$

Ceci correspond sur la figure 5.5 et dans l'encart ( $\beta$ ) au points M. Quand le courant redevient nul puis positif, la configuration AP devient instable, et le système peut commuter directement à la configuration stable P à la densité de courant critique  $j_c^{AP \rightarrow P}$  (points N de la figure 5.5 et de l'encart ( $\beta$ ) de la figure 5.5) :

$$j_c^{AP \rightarrow P} = +\frac{\alpha\gamma_0}{G^{AP}}(-H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2}) \quad (5.19)$$

Un tel comportement hystérétique, avec des transitions directes entre les états P et AP, correspond à nos observations expérimentales à champ faible (cf. figure 4.4). Un comportement similaire, ainsi que des expressions similaires des courants critiques ont été obtenus dans l'approche de Katine *et al.* et Sun [2, 61].

Zone (B)  $H_{app} > 0$  et  $H_{app} - H_{an} \gg \alpha^2 H_d$

La condition d'instabilité de la configuration P ( $k_1$  et  $k_2$  positifs) est similaire à celle dérivée dans le cas A, i.e.

$$j < -\frac{\alpha\gamma_0}{G^P}(H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2}) \quad (5.20)$$

Par contre, la condition d'instabilité de la configuration AP a changé, et devient :

$$j > -\frac{\gamma_0}{G^{AP}}\sqrt{(H_{app} - H_{an})(H_{app} - H_{an} + H_d)} \quad (5.21)$$

Il existe alors toute une gamme de courant pour laquelle ni la configuration P, ni la configuration AP ne sont stables. Partant de la configuration P à courant nul et balayant le courant vers les valeurs négatives, l'état P devient

instable à la densité de courant critique  $j_{debut}^{P \rightarrow AP}$  (point Q figure 5.5 et dans l'encart ( $\gamma$ ) de la figure 5.5 :

$$j_{debut}^{P \rightarrow AP} = -\frac{\alpha\gamma_0}{G^P} \left( H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2} \right) \quad (5.22)$$

Cependant, la configuration AP n'est pas stable à cette densité de courant. En prenant en compte la condition de stabilité proche de  $\Theta = \pi$ , la configuration AP n'est atteinte que pour la densité de courant critique  $j_{fin}^{P \rightarrow AP}$  (point R de la figure 5.5 et de l'encart ( $\gamma$ ) de la figure 5.5 :

$$j_{fin}^{P \rightarrow AP} = -\frac{\gamma_0}{G^{AP}} \sqrt{(H_{app} - H_{an})(H_{app} - H_{an} + H_d)} \quad (5.23)$$

Quand le courant est balayé des valeurs négatives vers des valeurs positives, la configuration AP devient instable à la même densité de courant critique :

$$j_{debut}^{AP \rightarrow P} = j_{fin}^{P \rightarrow AP} \quad (5.24)$$

La configuration P n'est atteinte que pour :

$$j_{fin}^{AP \rightarrow P} = j_{debut}^{P \rightarrow AP} \quad (5.25)$$

(correspond au point Q de la figure 5.5 et de l'encart ( $\gamma$ ) de la figure 5.5). Nous attendons donc une transition progressive et réversible entre les états P et AP. Au cours de cette transition, du point de vue "macrospin" que nous avons adopté depuis le début, le système est dans un état de précession entretenue. D'un point de vue "micromagnétisme", cette zone de transition peut également être interprétée comme une zone d'émission d'ondes de spin [46, 51, 39].

Zone (C)  $H_{app} > 0$  et  $H_{app} - H_{an} \approx \alpha^2 H_d$

La condition d'instabilité de l'état P est la même dans les cas A et B. Mais lorsque  $\Theta$  est proche de  $\pi$ , il n'y a pas de solution analytique simple de l'équation si  $H_{app}$  est dans une zone de largeur  $\approx \alpha^2 H_d$  autour de  $H_{an}$  (cf. figure 5.5). La ligne en pointillés figure 5.5 décrit le comportement qualitativement attendu pour la variation du courant critique de la configuration AP dans cette zone C de transition entre les deux régimes A et B.

Les encarts de la figure 5.5 mettent en correspondance les variations calculées des  $R(I)$  avec les courbes expérimentales. Les encarts ( $\alpha$ ) et ( $\beta$ ) représentent les courbes  $R(I)$  obtenues expérimentalement à 0 et 125 Oe, ce qui correspond au régime A précédent. Le comportement est bien hystérétique comme prévu. Dans les équations pour  $H_{app} = 0$ , l'asymétrie entre les courants critiques des transitions  $P \rightarrow AP$  et  $AP \rightarrow P$  provient de

la différence entre  $G^P$  et  $G^{AP}$ . Quand  $H_{app}$  augmente, les deux transitions sont décalées vers les courant négatifs, comme c'est le cas dans l'encart ( $\beta$ ). Le plus grand décalage observé expérimentalement pour  $j_c^{AP \rightarrow P}$  est probablement dû aux déviations de l'équation lorsque le champ est proche de la zone de transition entre les régimes A et B (partie en pointillés de la ligne 2).

L'encart ( $\gamma$ ) représente la courbe  $R(I)$  expérimentale obtenue à 500 Oe, ce qui correspond au régime B. Le comportement réversible de la transition entre les états P et AP est en accord avec les prévisions analytiques. Un tel comportement ne peut pas être prédit par un calcul basé sur l'hypothèse d'une précession périodique de l'aimantation de la couche fine, ce qui n'est manifestement pas le cas dans le régime B.

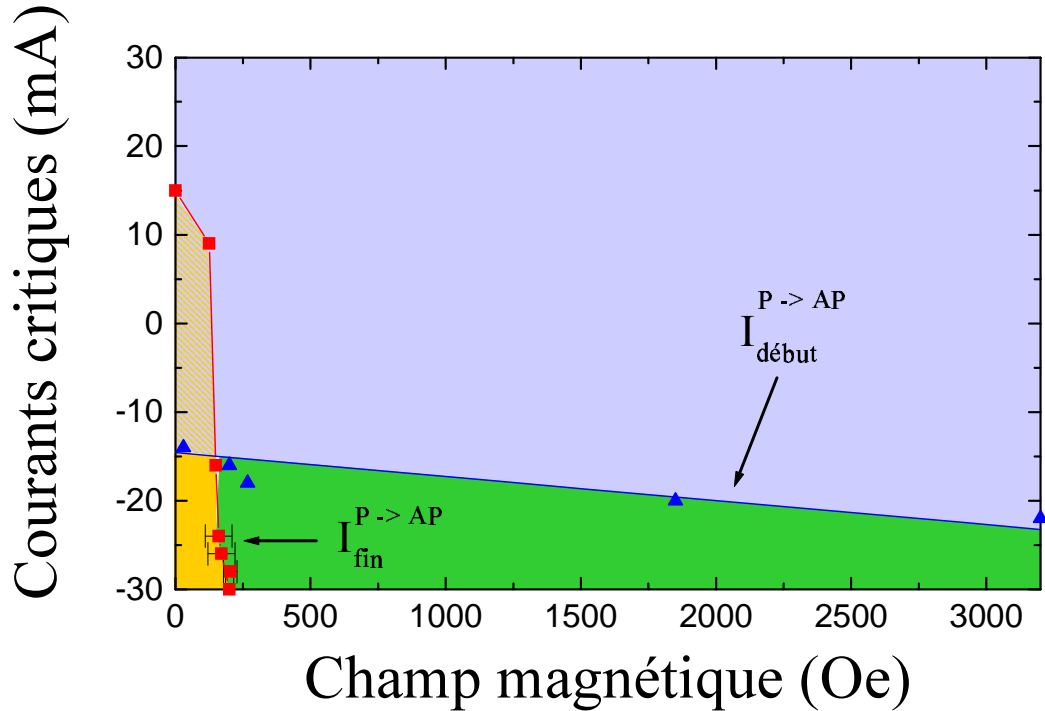


FIG. 5.6 – Diagramme de phase expérimental.

Pour comparaison avec le diagramme de phase théorique de la figure 5.5, nous présentons sur la figure 5.6 le diagramme de phase expérimental tracé avec les mêmes conventions de couleurs. On y retrouve les trois zones de champ (A), (B) et (C) précédentes.

Dans le but d'étendre notre approche à un niveau plus quantitatif, nous avons calculé les courants critiques dans les deux régimes à partir des

équations. Les paramètres que nous utilisons sont :  $t_2 = 2.5$  nm,  $P^P = 0.07$  et  $P^{AP} = 0.41$  d'après le modèle de Fert *et al.* (et à partir des données de GMR CPP dans des multicouches Co/Cu [32, 33]),  $\alpha = 0.007$ ,  $H_d = 1.79$  T et  $H_{an} = 150$  Oe, ce qui correspond à peu près au champ de transition entre les régimes A et B déterminé expérimentalement (cette valeur est aussi proche de la valeur de  $H_{an}$  dérivée des calculs numériques de Chen *et al.* [60] concernant des prismes rectangulaires).

Dans le régime A, et à champ magnétique nul, nous obtenons pour l'échantillon 2,  $j_c^{P \rightarrow AP} = -4.9 \cdot 10^7$  A.cm<sup>-2</sup> (expérimentalement,  $-1.6 \cdot 10^7$  A.cm<sup>-2</sup>), et  $j_c^{AP \rightarrow P} = +0.8 \cdot 10^7$  A.cm<sup>-2</sup> (expérimentalement,  $+1.17 \cdot 10^7$  A.cm<sup>-2</sup>).

Pour  $H_{app} = 500$  Oe dans le régime B, nous obtenons  $j_{debut}^{P \rightarrow AP} = -5.1 \cdot 10^7$  A.cm<sup>-2</sup> (expérimentalement,  $-2.08 \cdot 10^7$  A.cm<sup>-2</sup>) et  $j_{fin}^{P \rightarrow AP} = -33 \cdot 10^7$  A.cm<sup>-2</sup> (expérimentalement,  $-3.75 \cdot 10^7$  A.cm<sup>-2</sup>). Ces résultats numériques montrent que les expressions déduites du modèle de transfert de spin donnent le bon ordre de grandeur en ce qui concerne les valeurs des courants critiques dans les régimes A et B. L'écart plus grand entre les valeurs expérimentales et théoriques de  $j_{fin}^{P \rightarrow AP}$  peut être attribué principalement à la difficulté de déterminer précisément le point de rencontre entre les courbes  $R(I)$  et  $R_{AP}(I)$  (cf. figure 4.5), conduisant à une sous-estimation de  $j_{fin}^{P \rightarrow AP}$ .

Finalement, il est intéressant de déterminer les conditions d'instabilité des configurations P et AP, mais cette fois ci dans le cas où l'effet du courant est décrit par une énergie effective d'interaction de la forme :  $E_{int} = -g j \mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2$ , comme dans le modèle proposé par Heide [25]. Cette interaction est équivalente à celle qui résulterait d'un champ effectif  $\propto g j \mathbf{u}_x$ , s'ajoutant à  $H_{eff} \mathbf{u}_x$  dans le premier terme de l'équation de LLG (cf. eq.(5.2)). En suivant la même approche que précédemment pour déterminer la stabilité ou l'instabilité des configurations P et AP, il apparaît que seul est possible dans cette hypothèse un comportement hystérétique avec des transitions directes pour :

$$\begin{aligned} j_c^{P \rightarrow AP} &= -\gamma_0(H_{app} + H_{an})/g \\ j_c^{AP \rightarrow P} &= \gamma_0(H_{an} - H_{app})/g \end{aligned} \quad (5.26)$$

En d'autres mots, cette approche ne prédit pas l'existence d'un régime de reversements réversibles, ce qui est clairement en contradiction avec les observations à haut champ. De plus, comme nous allons le montrer, la dépendance en champ des courants critiques déduite dans cette hypothèse de l'équation n'est pas en accord avec les variations expérimentales. Nous ne pouvons cependant pas rejeter la possibilité d'une contribution d'un petit terme de type

interaction d'échange au terme prédominant de transfert de spin (ne provenant pas d'une interaction de type NEXI [24], mais du terme d'accumulation transverse [40]).

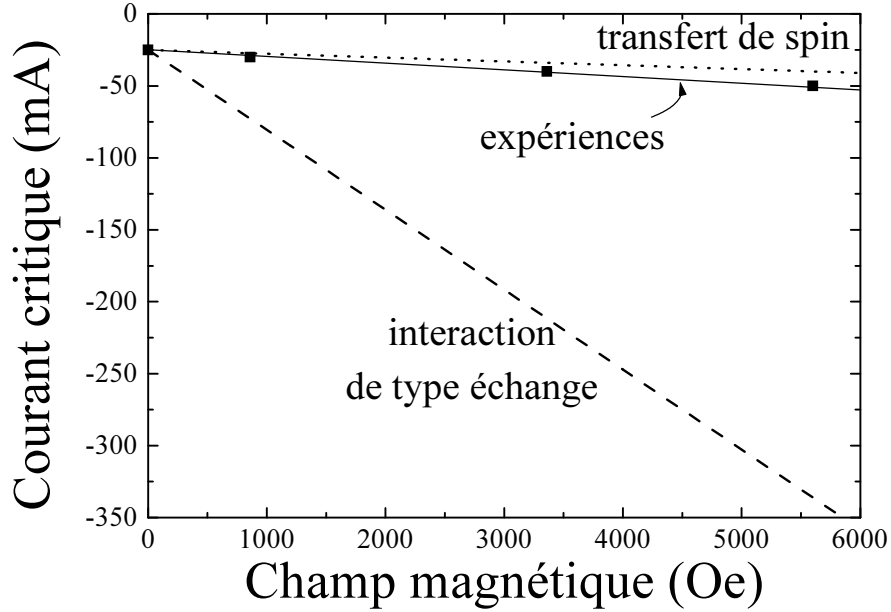


FIG. 5.7 –  $I_{debut}^{P \rightarrow AP}$  en fonction du champ appliqué : résultats expérimentaux (carrés noirs) et prédictions des modèles de transfert de spin (pointillés) et d'interaction effective (tirets).

Les valeurs expérimentales du courant critique caractérisant l'instabilité de la configuration P dans l'un de nos échantillons sont reportées en fonction du champ appliqué figure 5.7. Les valeurs de  $j_c^{P \rightarrow AP}$  ont été déduites des courbes  $R(I)$  à faible champ tandis que les valeurs  $j_{debut}^{P \rightarrow AP}$  proviennent des courbes  $R(H)$  à différents courants. Tous les points expérimentaux sont bien approximativement alignés, comme prévu aussi bien par le modèle de transfert de spin que par le modèle d'interaction effective. D'après l'équation pour  $j_c^{P \rightarrow AP}$  dans le régime A, ainsi que d'après l'équation pour  $j_{debut}^{P \rightarrow AP}$  dans le régime B,

$$j_c^{P \rightarrow AP} = j_{debut}^{P \rightarrow AP} = j_c^{P \rightarrow AP}(H_{app} = 0) \left[ 1 + \frac{H_{app}}{H_{an} + H_d/2} \right] \quad (5.27)$$

La variation avec  $H_{app}$  calculée avec  $H_d = 1.79$  T et  $H_{an} = 150$  Oe est représentée en pointillés figure 5.7. L'accord entre les pentes des courbes expérimentales et calculées est satisfaisant. Par contre, le comportement

expérimental est en désaccord très net avec la ligne en tirets obtenue à partir de l'équation décrivant l'effet du courant dans le cas d'une interaction effective  $\propto \mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2$ .

Les conclusions suivantes peuvent être dérivées de nos résultats expérimentaux et de leur analyse.

(1) Les résultats expérimentaux de renversement d'aimantation par transfert de spin en présence d'un champ magnétique appliqué montrent l'existence de deux régimes qualitativement différents : un régime "bas champ" A, avec des transitions directes et irréversibles entre les configurations P et AP de la tricouche, et un régime "haut champ" B avec des transitions progressives et réversibles. Ces transitions progressives du régime B peuvent être décrites comme des états de précession forcée par le courant (approche de type macrospin comme celle que nous avons développée), ou d'émission d'ondes de spin (approche micromagnétique).

(2) L'existence des régimes A et B peut être expliquée théoriquement par des calculs introduisant le couple de transfert de spin dans l'équation LLG de façon à étudier la stabilité des configurations P et AP. Nos résultats expérimentaux sont en accord avec le diagramme de phase théorique de la figure.

(3) La dépendance en champ des courants critiques est quantitativement bien décrite à partir des expressions dérivant du modèle de transfert de spin. Il y a par contre un fort désaccord entre la dépendance en champ expérimentale et les expressions déduites du modèle d'interaction de type "échange".

En conclusion générale de cette première partie dédiée à l'injection de spin dans les piliers magnétiques, nous avons obtenus des résultats expérimentaux qui valident les conclusions générales des modèles présentés dans la section 2.1. Des densités de courant de l'ordre de  $10^7 \text{ A.cm}^{-2}$  permettent de renverser l'aimantation de l'une des couches ferromagnétiques d'une tricouche. Nous avons montré que le sens de renversement est associé au signe du courant. L'étude de la dépendance en champ des courants critiques nous a permis de prouver que les modèles de type "interaction effective" ne sont pas en accord avec nos résultats expérimentaux. Ces derniers sont par contre compatibles, au moins qualitativement, avec les modèles de transfert de spin. Dans le but

de tester ces modèles, des études plus quantitatives sont nécessaires. Il serait par exemple très intéressant de faire varier les épaisseurs de chacune des couches de manière systématique, afin de comparer l'évolution des courants critiques à celle attendue théoriquement. Varier les matériaux utilisés dans la tricouche permettrait d'étudier l'évolution des courants critiques avec les longueurs d'échelle que sont la longueur de diffusion de spin  $l_{sf}$  et la longueur de décohérence de la composante transverse du courant de spin  $l_{decoh}$ . L'introduction d'impuretés magnétiques ou non magnétiques dans les couches pourrait par exemple permettre de modifier ces paramètres de manière contrôlée. Nous avons de plus utilisé dans nos calculs l'hypothèse macrospin, et négligé toute contribution du champ d'Oersted. J. Miltat *et al.* ont montré l'importance de prendre en compte l'état micromagnétique initial de la couche à renverser, et souligné l'influence non négligeable du champ magnétique induit par le courant [62]. La prise en compte de ces paramètres dans l'évaluation des courants critiques pourrait permettre l'obtention de résultats plus quantitatifs.

Enfin, l'étude du phénomène de transfert de spin dans d'autres systèmes devrait permettre de mieux connaître les mécanismes mis en jeu. Sont envisageables par exemple des études de l'effet dans des jonctions tunnel magnétiques (métal ferromagnétique / isolant / métal ferromagnétique) comme réalisé par Freitas *et al.* [63] et Sun [48], ou encore dans des systèmes présentant une paroi magnétique (métal ferromagnétique i.e. domaine 1 / paroi magnétique / métal ferromagnétique i.e. domaine 2). C'est à ce dernier point qu'est consacrée la deuxième partie de cette thèse, c'est à dire au déplacement de paroi magnétique par injection d'un courant à travers la paroi.

## Deuxième partie

### Déplacement de paroi par injection de courant





# Chapitre 6

## Etat de l'art

*All alone, or in two's,  
The ones who really love you  
Walk up and down outside the wall.  
Some hand in hand  
And some gathered together in bands.*  
**Pink Floyd**, The Wall, Outside the Wall

### 6.1 Théorie

La première partie de cette thèse a été consacrée à l'étude du renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin dans des piliers magnétiques. Les structures mesurées étaient des tricouches magnétiques F1 (couche ferromagnétique épaisse) / NM (métal non magnétique) / F2 (couche ferromagnétique fine). Nous avons vu que, par transfert de spin entre les électrons de conduction polarisés et les moments locaux de F2, il était possible de retourner l'aimantation de F2. Berger a été le premier à étudier un effet présentant de nombreuses similarités avec ce dernier : il s'agit du déplacement de paroi magnétique par injection de courant [3]. Le système étudié devient alors le suivant : F1 / paroi / F2, où le métal non magnétique est remplacé par la paroi, et les interfaces (contrairement au cas des piliers) F1 / paroi et paroi / F2 sont mobiles.

#### 6.1.1 Lien avec les modèles de transfert de spin

Il existe un lien fort entre les modèles de transfert de spin développés dans le cadre du renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé

en spin dans les piliers magnétiques, et le phénomène de déplacement de paroi par injection d'un fort courant à travers la paroi.

Les géométries des deux problèmes sont en effet très proches, comme illustré figure 6.1.

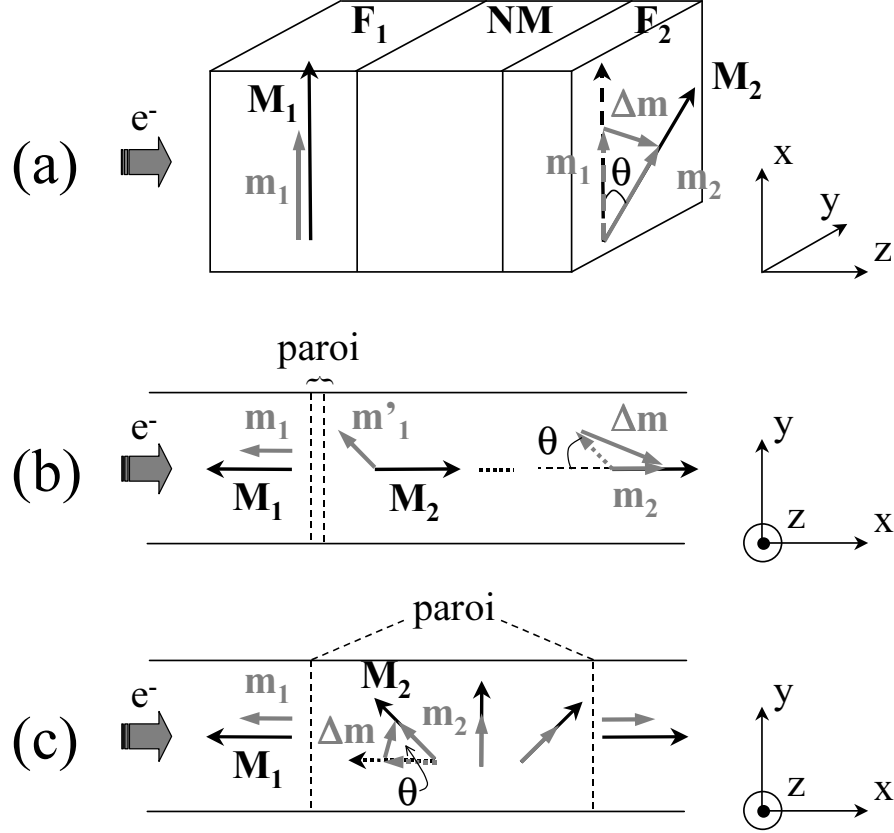


FIG. 6.1 – Illustration des points communs entre les modèles de transfert de spin appliqués aux piliers magnétiques (a) et le phénomène de déplacement de paroi par injection de courant dans les cas non-adiabatiques (b) et adiabatiques (c).

Dans le cas d'une paroi très fine devant la longueur de décohérence  $l_{decoh}$  introduite dans la section 2.1.2.3, le problème est très semblable à celui de l'injection dans les piliers magnétiques. Comme souligné par Waintal *et al.* [64], il y a dans ce cas très peu de transfert de spin des électrons de conduction vers la paroi, puisque les spins de conduction n'ont pas le temps de relaxer vers les moments locaux. Par contre, une fois la paroi traversée, les spins de conduction vont relaxer vers la direction moyenne de l'aimantation par échange  $s-d$ , comme illustré figure 6.1 (b). Le transfert de spin va donc s'ef-

fectuer sur la longueur  $l_{decoh}$  qui suit la paroi. La situation est alors tout à fait comparable à celui des piliers magnétiques lorsque la configuration des aimantations est antiparallèle, la paroi jouant le rôle de l'interface NM/F2. La direction des moments locaux va être affectée sur la longueur  $l_{decoh}$ , ce qui revient à un déplacement de la paroi.

Nos résultats expérimentaux concernent des parois épaisses devant  $\lambda_L$  (ou  $l_{decoh}$ ). Ce cas, que nous allons traiter par la suite, est illustré figure 6.1 (c). Le spin des électrons de conduction relaxe de manière adiabatique vers la direction des moments locaux lors de la traversée de la paroi. Localement, entre deux tranches de la paroi décalées de  $\Delta x$ , le transfert de spin s'effectue de la même manière qu'entre les aimantations des deux couches ferromagnétiques dans le cas des piliers.

Le problème s'avère néanmoins nettement plus compliqué dans le cas des parois.

Premièrement, le couple exercé sur chaque tranche  $\Delta x$  est différent à priori en terme de direction comme en norme (perte de polarisation à la traversée de la paroi). Ceci rend la résolution analytique (de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert par exemple) complexe, et il serait intéressant d'entreprendre des simulations micromagnétiques prenant en compte le terme de transfert de spin localisé.

Par ailleurs, il est nécessaire, dans le référentiel tournant de la paroi, d'évaluer localement les composantes transverse comme longitudinale, de la polarisation de spin du courant et de l'accumulation de spin. Ces dernières sont bien connues dans le cas d'aimantations colinéaires [18], et ont été récemment calculées dans le cas de Bloch [65]. Leur évaluation dans le cas d'une paroi tête-bêche est cruciale pour le calcul des couples exercés, comme nous l'avons vu dans la partie 2.1.3.

Nous allons dans un premier temps détailler les modèles théoriques en rapport avec ce phénomène, puis passer en revue les (peu nombreux) résultats expérimentaux existants, avant de présenter notre propre étude de l'effet.

### 6.1.2 Modèle de Berger

Le principe du modèle de Berger [3, 66, 67] est le suivant. Les électrons de conduction, lorsqu'ils traversent une paroi magnétique, voient leur spin être renversés. Les moments magnétiques locaux de la paroi ont donc exercé un couple sur le spin des électrons de conduction. D'après le principe de l'action et de la réaction, ceci implique l'existence d'un couple dû aux électrons de conduction agissant sur les moments de la paroi. Ces couples sont schématisés figure 6.2 dans le cas simplifié d'une paroi large où les électrons de conduction relaxent de manière adiabatique sur les moments locaux de la paroi.

Les expériences présentées ultérieurement concernent des parois magnétiques dans des échantillons structurés sous forme de barreau, avec des couches magnétiques fines, de l'ordre de la centaine d'angstroms. Il s'agit donc de parois dans le plan, de type "tête-bêche" ("head to head domain wall") [68, 69]. C'est ce cas que nous avons choisi pour illustrer le modèle de Berger sur la figure 6.2.

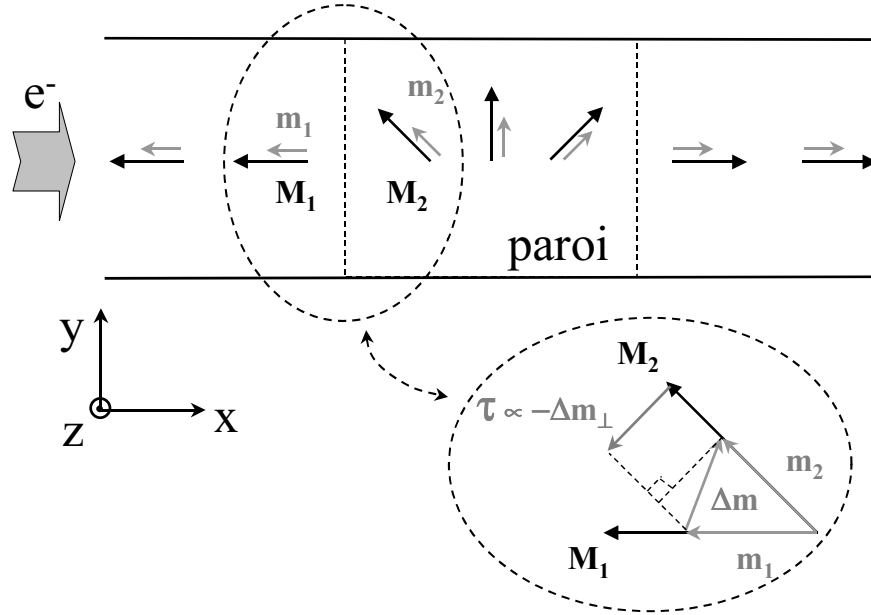


FIG. 6.2 – Illustration du modèle de Berger dans le cas adiabatique : couple exercé par les moments  $\mathbf{m}$  des électrons de conduction sur les moments locaux  $\mathbf{M}$  de la paroi.

Lorsqu' un courant  $I$  est injecté à travers la paroi, pendant l'intervalle de temps  $dt$ , le nombre d'électrons traversant la paroi est :  $N = Idt/e$

Chaque électron renverse son spin, et subit donc une variation de moment cinétique ("angular momentum")  $\hbar\mathbf{u}_x$ . La variation totale de moment cinétique pendant le temps  $dt$  pour un courant d'intensité  $I$  est :

$$\Delta\sigma = I\hbar dt/e\mathbf{u}_x \quad (6.1)$$

Le couple exercé par les moments locaux de la paroi est donc  $I\hbar/e\mathbf{u}_x$ . Par réaction, le couple exercé par les électrons de conduction sur l'ensemble de la paroi est :  $-I\hbar/e\mathbf{u}_x$ . Ce couple doit être pondéré par un coefficient d'efficacité correspondant à la polarisation en spin des électrons de conduction  $P$  :  $\mathbf{T} = -IP\hbar/e\mathbf{u}_x$ . Le couple résultant est équivalent à celui qui serait exercé par un champ magnétique localisé dans la paroi, comme schématisé figure 6.3.

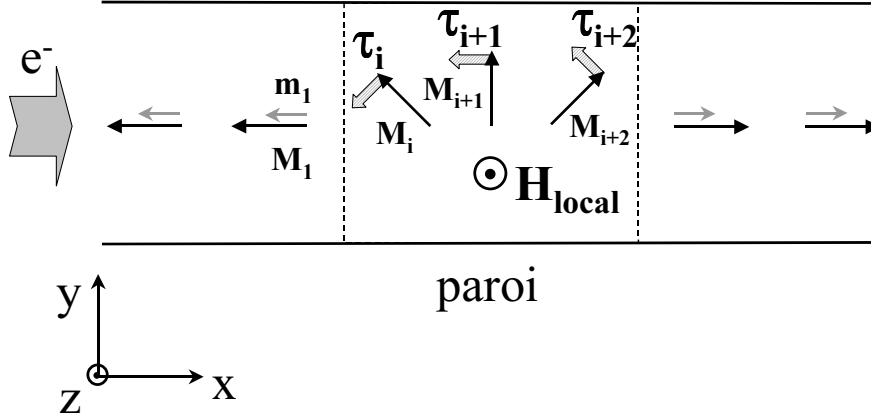


FIG. 6.3 – Illustration du modèle de Berger : champ local équivalent. Les  $\tau_j$  sont les couples localement exercés par les électrons de conduction sur les moments locaux  $\mathbf{M}_j$  de la paroi.

Avec les notations de la figure 6.3, il apparaît que dans cette géométrie, le champ local équivalent  $H_B$  est dirigé suivant l'axe  $z$ , c'est à dire perpendiculaire au plan des couches. On a  $\mathbf{T} = \mathbf{M} \times \mathbf{H}_B$ , avec  $M = M_s \Sigma \delta$ , où  $M_s$  est l'aimantation à saturation de la couche magnétique,  $\Sigma$  la section et  $\delta$  la largeur de la paroi. La norme de ce champ  $H_B$  s'exprime donc :  $H_B = jP\hbar/e\delta M_s$  [3].

L'action de ce champ magnétique localisé dans la paroi est à priori tout à fait différente de celle d'un champ magnétique ordinaire. Un champ classique s'exerce sur toute la structure, y compris les domaines de part et d'autre de la paroi, alors que le champ induit par le courant agit uniquement au niveau de la paroi. Dans le but d'étudier l'effet de ce champ  $H_B$  sur la paroi magnétique, Berger a proposé deux modèles différents, le premier concernant le déplacement de parois par courant continu [66], le deuxième par injection de courant pulsés à travers la paroi [67].

### PREMIER MODELE (courant dc)

Le premier modèle consiste à calculer la force exercée par les électrons de conduction sur la paroi. Le point de départ est l'expression du potentiel  $V$  d'interaction  $s$ - $d$  entre un électron de conduction de spin  $\mathbf{s}$  et l'ensemble des spins locaux  $\mathbf{S}$  :

$$V_{sd} = g\mu_B \mathbf{s} \cdot \mathbf{H}_{sd}(x) (+cste) \quad (6.2)$$

où  $\mathbf{H}_{sd}$  est le champ d'échange ressenti par un électron de conduction, et s'exprime par ( $J_{sd}$  étant l'intégrale d'échange) :

$$\mathbf{H}_{sd}(x) = -2J_{sd}\langle\mathbf{S}(x)\rangle/g\mu_B \quad (6.3)$$

En ajoutant l'équation de précession de  $\mathbf{s}$  autour du champ d'échange et en utilisant l'hypothèse adiabatique, Berger parvient à l'expression du potentiel d'interaction dû aux moments locaux, ressenti par un électron de conduction traversant la paroi :

$$V = -\frac{\frac{1}{2}\hbar^2}{2g\mu_B H_{sd}} \left(\frac{d\theta}{dx}\right)^2 v_x^2 \quad (6.4)$$

Dans l'équation 6.4,  $v_x$  représente la vitesse des porteurs à l'extérieur de la paroi, et  $\theta$  l'angle entre les spin locaux à l'intérieur de la paroi et un axe de référence (celui correspondant aux spins à l'infini). Plus l'électron de conduction est rapide, moins son spin a le temps de relaxer sur la direction du champ d'échange local. Or plus l'angle est grand entre  $\mathbf{s}$  et les spins locaux,  $\mathbf{S}$ , plus le couple exercé par  $\mathbf{S}$  sur  $\mathbf{s}$  est élevé. Cette description qualitative concorde avec l'équation 6.4 dérivée par Berger, dans laquelle le potentiel  $V$  est d'autant plus élevé que  $v_x$  est importante. De même, plus les spins locaux  $\mathbf{S}$  tournent rapidement dans la paroi, moins  $\mathbf{s}$  a le temps de relaxer sur leur direction, et plus le couple est élevé. Cette remarque est également en accord avec l'équation 6.4, où  $V$  est proportionnel à  $\frac{d\theta}{dx}$ .

Il est important à ce point de remarquer que  $\frac{d\theta}{dx}$  étant une fonction paire, si un seul type de porteur est considéré, l'effet du potentiel  $V$  moyenné sur l'ensemble de la paroi est nul. C'est l'introduction de deux bandes de conduction 1 et 2, et des chocs interbandes qui leurs sont associés, qui donnent une contribution non nulle. A chaque type de porteurs 1 et 2 correspond des potentiels différents  $V_1$  et  $V_2$ , définis comme dans l'équation 6.4.  $V_1$  et  $V_2$  induisent des modulations locales des densités de porteurs  $n_1$  et  $n_2$ , et par conséquent, également des conductivités  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  de ces porteurs. Lorsqu'un champ électrique est appliqué ceci entraîne des accumulations de charge  $\Delta n_1$  et  $\Delta n_2$ . La présence de deux types de porteurs permet de maintenir la neutralité électrique.

Pour calculer la force exercée par les électrons de conduction sur la paroi, une intégration est effectuée sur l'ensemble des porteurs et sur la longueur de la paroi (en utilisant des équations de transport classique, en accord avec l'hypothèse adiabatique i.e. l'hypothèse d'une paroi large). Le théorème de l'action et de la réaction permet alors d'obtenir l'expression suivante :

$$F_x^w = 2M_s\mu_i^{-1}(\beta_1 v_e - v_w) \quad (6.5)$$

où  $v_e$  est la vitesse de dérive des porteurs, et  $v_w$  la vitesse de la paroi. Le signe de la force  $F_x^w$ , et donc le sens de déplacement de la paroi est

inversé lorsque le signe du courant est inversé. Si l'on considère  $v_e$  nul dans l'équation 6.5, on obtient  $F_x^w = -2M_s\mu_i^{-1}v_w$ , ce qui montre que  $\mu_i$  est tout simplement l'expression de la mobilité intrinsèque de la paroi magnétique. La paramètre empirique  $\beta_1$  relie la variation de densité de porteurs de charge à la variation de conductivité des mêmes porteurs :  $\frac{\Delta\sigma_1}{\sigma_1} = \beta_1 \frac{\Delta n_1}{n_1}$ . Il est de l'ordre de l'unité, ce qui concorde avec le fait que lorsque  $v_e$  et  $v_w$  sont égales, aucune action des électrons de conduction sur la paroi n'est attendue. La mobilité  $\mu_i$  dépend des paramètres  $M_s$ ,  $m^*$  (masse effective des électrons de la bande 1),  $\delta$  (largeur de la paroi),  $\Lambda_{12}$  libre parcours moyen entre les bandes 1 et 2 et  $(\overline{V_1(x,t)} - \overline{V_2(x,t)})^2$ .

L'estimation de ces divers paramètres s'avère difficile, en raison de la façon quelque peu artificielle dont sont introduites les bandes de conduction 1 et 2. De plus le principe général présenté plus haut et faisant intervenir un champ local équivalent  $H_B$  ne nécessite pas l'introduction de 2 bandes de conduction pour que le couple total exercé sur la paroi soit non nul (cf. figure 6.3). Ceci qui nous mène à nous intéresser au deuxième modèle introduit par Berger pour rendre compte du couple exercé par le courant polarisé en spin sur la paroi [67].

### DEUXIEME MODELE (courant pulsé)

L'approche adoptée consiste à prendre en compte la variation d'énergie de la paroi magnétique due au couple exercé par les électrons de conduction pour en déduire les équations du mouvement de la paroi. Plutôt que d'utiliser l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (comme Slonczewski l'a fait plus tard dans le cadre des piliers magnétiques), dont l'utilisation s'avère délicate lorsqu'il s'agit de parois magnétiques, Berger propose d'utiliser les équations suivantes relatives à l'énergie de la paroi [70] :

$$\begin{aligned}\frac{\partial\sigma}{\partial\psi} &= \frac{2M_s}{\mu_0\gamma}(-\dot{x}_w - \alpha\Delta_0\dot{\psi}) \\ \frac{\partial\sigma}{\partial x_w} &= -\frac{2M_s}{\mu_0\gamma}(-\dot{\psi} - \alpha\Delta_0^{-1}\dot{x}_w)\end{aligned}\quad (6.6)$$

Les notations sont celles de la figure 6.4.  $\sigma$  est l'énergie de la paroi par unité de surface,  $M_s$  l'aimantation à saturation,  $\mu_0$  la perméabilité du vide,  $\gamma$  le rapport gyromagnétique,  $\alpha$  le facteur d'amortissement de Gilbert et  $\Delta_0$  la largeur de la paroi supposée fixe. Nous soulignons que ces équations ne correspondent pas exactement à celles de l'article original de Berger [67], qui traite le cas des parois de Bloch. Nous les avons adaptées à notre géométrie expérimentale d'une paroi de type "tête-bêche". La paroi est



modélisée comme un spin unique, sur lequel s'applique la somme de tous les couples dus au courant. On voit d'après la figure 6.3 que dans ce cas, seule la composante du couple transverse au moment dans la paroi est non nulle.

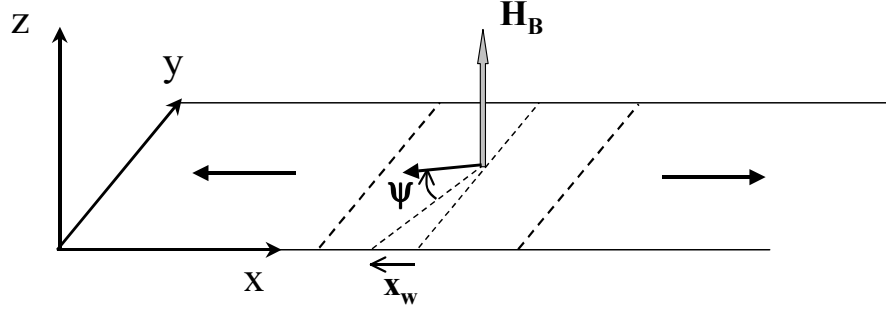


FIG. 6.4 – Illustration du modèle de Berger [67] adapté au cas d'une paroi de Néel : notations pour l'énergie de la paroi. La paroi est résumée à un spin unique.  $\psi$  est l'angle que forme ce spin avec le plan des couches.  $x_w$  est sa variation par rapport à la position d'équilibre le long de l'axe x de déplacement de la paroi.

Les deux équations 6.6 représentent les composantes du couple exercé sur le spin de la paroi.  $\frac{\partial \sigma}{\partial \psi}$  est la composante suivant l'axe x, et  $\frac{\partial \sigma}{\partial x_w}$  suivant z. Ces composantes comprennent deux termes. L'un, proportionnel à l'amortissement  $\alpha$  est un couple de frottement visqueux, l'autre correspond à la variation du moment magnétique avec le temps.

En l'absence de courant (et en négligeant toute coercivité des couches), la variation d'énergie de la paroi lorsque  $\psi$  varie est due au champ démagnétisant, et lorsque  $x_w$  varie au champ magnétique appliqué le long de l'axe x :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma}{\partial \psi_{demag}} &= 4\pi \Delta_0 M_s^2 \sin \psi \cos \psi \\ \frac{\partial \sigma}{\partial x_w champ} &= 2M_s B \end{aligned} \quad (6.7)$$

Reste à introduire le terme dû au courant. Nous avons vu que le couple exercé par les spins des électrons de conduction sur la paroi magnétique était équivalent à celui exercé par un champ magnétique  $H_B = jP\hbar/e\Delta_0 M_s$  localisé dans la paroi et dirigé perpendiculairement au plan des couches. Ce champ n'induit de variation d'énergie que lorsque les spins de la paroi sortent du plan. Il faut donc introduire le terme supplémentaire :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \psi_{\text{courant}}} = -\frac{\hbar}{e} P j \quad (6.8)$$

Cette dernière expression de la variation d'énergie de la paroi due au champ n'est valable qu'en l'absence de piégeage. Pour prendre en compte le puits de potentiel créé par les défauts de la structure, il est possible d'utiliser le modèle de Baldwin [71]. Le champ B est alors remplacé par  $\frac{d\sigma}{dx_w}$  de Baldwin, tel que :

$$\begin{aligned} \text{si } |x_w| < x_c, \text{ alors } -\frac{d\sigma}{dx_w} &= -2M_s B_c \frac{x_w}{x_c} \\ \text{si } \pm x_w \geq x_c, \text{ alors } -\frac{d\sigma}{dx_w} &= -2M_s B_c \end{aligned}$$

Ces calculs ont été développés par Berger dans le cas non pas d'un courant continu injecté à travers la paroi, mais de pulses de courant. En tenant compte du phénomène de résonance de la paroi induit par l'injection de pulses, Berger parvient aux conclusions suivantes, communes au premier modèle présenté :

- pour déplacer une paroi magnétique par un courant, la densité de courant à injecter à travers la paroi est de l'ordre de  $10^7 \text{ A.cm}^{-2}$
- le sens de déplacement de la paroi magnétique dépend du signe du courant : les électrons "poussent" la paroi.

Nous avons repris les équations précédentes dans le cas d'un courant continu. Les termes en  $\alpha^2$  ont été négligés, l'amortissement  $\alpha$  étant compris entre 0.006 et 0.01 dans le Py [72, 73, 74]. L'angle  $\psi$  est de plus supposé petit. Nous obtenons les résultats suivants :

1. si  $|x_w| < x_c$ , alors :

$$\begin{aligned} x_w &= -\frac{Bx_c}{B_c} \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{\alpha\mu_0\gamma}{2} \left( 2\pi M_s + \Delta_0 \frac{B_c}{x_c} \right) t \right] \right. \\ &\quad \left. \exp \left( \pm i\mu_0\gamma \sqrt{2\pi M_s \pi \Delta_0 \frac{B_c}{x_c}} t \right) \right\} \\ \psi &= \frac{\hbar\beta j}{4\pi M_s^2 e \Delta_0} \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{\alpha\mu_0\gamma}{2} \left( 2\pi M_s + \Delta_0 \frac{B_c}{x_c} \right) t \right] \right. \\ &\quad \left. \exp \left( \pm i\mu_0\gamma \sqrt{2\pi M_s \pi \Delta_0 \frac{B_c}{x_c}} t \right) \right\} \quad (6.9) \end{aligned}$$

2. si  $\pm x_w \geq x_c$ , alors :

$$\begin{aligned} x_w &= \frac{1}{2\pi M_s \alpha} \left[ \frac{\hbar\beta j}{2e} + \frac{\Delta_0(B + B_c)}{\alpha} \right] (1 - e^{-2\pi\alpha\mu_0\gamma t}) - \frac{\Delta_0\mu_0\gamma}{\alpha} (B + B_c)t \\ \psi &= \frac{1}{2\pi M_s \alpha} \left[ \frac{\hbar\beta j}{2e} + \frac{\Delta_0(B + B_c)}{\alpha} \right] (1 - e^{-2\pi\alpha\mu_0\gamma t}) \quad (6.10) \end{aligned}$$

Dans les deux cas la densité de courant  $j$  n'intervient pas dans l'expression de  $x_w$ , ou alors simplement dans des termes qui tendent vers une constante. L'action d'un courant continu sur la paroi se résume donc à faire adopter à la paroi un angle  $\psi$  constant et non nul hors du plan. Ces équations ne permettent pas, telles qu'elles ont été introduites, de rendre compte du déplacement d'une paroi magnétique sous l'action d'un courant continu (non-pulsé). Reste alors à comprendre quelles sont les modifications à introduire dans ce modèle pour décrire correctement le phénomène. Il est possible que l'hypothèse selon laquelle la paroi peut être décrite par un spin unique soit à reconsidérer. Nous allons voir d'autre part dans la partie suivante que Waintal *et al.* [64] introduisent un terme de résonance de la paroi induit par le courant qui tend à faire sortir la paroi de son piège. La prise en compte de ce terme dans les équations précédentes (remplaçant en quelque sorte la résonance induite par les pulses) pourrait permettre de rendre compte d'un déplacement de paroi par application d'un courant continu.

### 6.1.3 Modèle de Waintal et Viret

Récemment Waintal et Viret ont introduit un modèle inspiré des idées de Berger, qui souligne l'importance du paramètre que représente la largeur de la paroi magnétique lorsque l'on étudie le couple exercé par les spins des électrons de conduction sur les moments localisés dans la paroi [64]. Leur argument est le suivant : selon la largeur de la paroi, deux cas extrêmes peuvent être rencontrés.

Soit la paroi est extrêmement fine, et constitue pour les électrons qui la traversent une interface abrupte qui les réfléchit ou les transmet [75]. Ce phénomène donne lieu à la GMR de paroi [76, 77, 78]. Au cours de ce processus le spin des électrons de conduction est conservé : il n'y a donc pas de couple exercé par les électrons de conduction sur la paroi.

Soit la paroi est au contraire très large, ce qui correspond à la limite adiabatique pour laquelle le spin des électrons de conduction va tendre à relaxer vers la direction des moments locaux au fur et à mesure de sa traversée de la paroi, sous l'effet de la précession de Larmor [76]. Comme dans le modèle de Berger [3], chaque spin de conduction transfère alors  $\hbar$  à la paroi magnétique, d'où l'existence d'une pression sur la paroi.

Dans cette dernière limite, Waintal *et al.* calculent le couple localement exercé par les spins des électrons de conduction sur les moments localisés dans la paroi. Les notations utilisées sont celles de la figure 6.5.

Le calcul est effectué en utilisant le formalisme de Landauer-Buttiker, et permet d'obtenir les deux composantes suivantes du couple  $\tau$  dans le système d'axes tournant lié aux moments localisés dans la paroi :

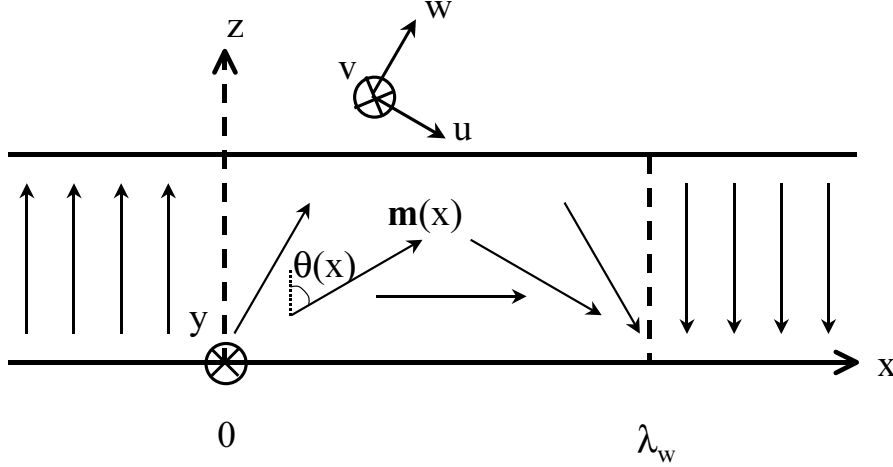


FIG. 6.5 – Illustration du modèle de Waintal [64] : notations.  $\lambda_w$  est la largeur de la paroi magnétique.  $(u, v, w)$  est le système d'axes tournants relatif aux moments locaux dans la paroi.

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tau_u(x)}{\partial I} &= \frac{\hbar}{e} \frac{\pi}{2\lambda_w} [P_I + (P_I - P_N) \cos(2\pi \frac{x}{\lambda_L})] \\ \frac{\partial \tau_v(x)}{\partial I} &= -\frac{\hbar}{e} \frac{\pi}{2\lambda_w} (P_I - P_N) \sin(2\pi \frac{x}{\lambda_L})\end{aligned}\quad (6.11)$$

Dans cette expression du couple interviennent les polarisations  $P_I$  et  $P_N$  qui représentent respectivement la polarisation en courant classique  $P_I = \frac{I_{\uparrow} - I_{\downarrow}}{I_{\uparrow} + I_{\downarrow}}$ , et la polarisation de la densité d'état à l'interface avec la paroi :  $P_N = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}$ .  $I$  est bien sûr le courant injecté et  $\lambda_L$  est la longueur de précession de Larmor [76].

Le couple est composé de deux termes. L'un est indépendant de  $x$ , et correspond au couple dérivé par Berger [3] :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tau_u(x)}{\partial I} &= \frac{\hbar}{e} \frac{\pi}{2\lambda_w} P_I \\ \frac{\partial \tau_v(x)}{\partial I} &= 0\end{aligned}\quad (6.12)$$

L'autre dépend de la composante  $x$ , et provient du terme de précession des spins des électrons de conduction autour des moments locaux, et n'avait pas été pris en compte par Berger dans son image macrospin :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tau_u(x)}{\partial I} &= \frac{\hbar}{e} \frac{\pi}{2\lambda_w} (P_I - P_N) \cos\left(2\pi \frac{x}{\lambda_L}\right) \\ \frac{\partial \tau_v(x)}{\partial I} &= -\frac{\hbar}{e} \frac{\pi}{2\lambda_w} (P_I - P_N) \sin\left(2\pi \frac{x}{\lambda_L}\right)\end{aligned}\quad (6.13)$$

Cette composante oscillante du couple peut être intuitivement comprise si l'on considère que les spins des électrons de conduction précessent en partie de manière cohérente. Le problème de ce modèle provient de la difficulté d'évaluer les paramètres  $P_I$  et  $P_N$ , peu connus dans le cas d'une paroi magnétique.

Le phénomène de déplacement de paroi par injection de courant est donc loin d'être élucidé, et de nombreuses études expérimentales sont nécessaires en ce sens. Nous présenterons dans un premier temps l'état de l'art expérimental en ce qui concerne l'injection dans les parois magnétiques, avant de présenter nos propres résultats expérimentaux.

## 6.2 Etat de l'art expérimental

Les premières études expérimentales sur le sujet ont été réalisées par le groupe de Berger entre 1985 et 1994 [4, 5, 79, 80, 81]. Ces études concernent l'injection de courant à travers des parois magnétiques dans des couches de Permalloy. Les parois de domaine sont de type Néel [4, 5], Bloch [80, 81] ou intermédiaire (parois en échelle de perroquet) [5, 79] suivant l'épaisseur de la couche ferromagnétique. Les couches étudiées sont macroscopiques, ce qui implique l'utilisation de pulses de courant pour atteindre des densités de l'ordre de  $10^7$  A.cm<sup>-2</sup> sans détruire les échantillons. La détection du déplacement de paroi est réalisée par imagerie Kerr de la couche ferromagnétique avant et après l'injection d'un pulse de courant. Les conclusions de ces études expérimentales sont les suivantes :

- observation de déplacement de paroi pour des densités de courant de l'ordre de  $10^7$  A.cm<sup>-2</sup>,
- à champ nul, le sens de déplacement des parois magnétiques dépend du signe du courant injecté. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué, ce dernier impose le sens de déplacement de la paroi [81].

Ces conclusions sont en accord avec les conclusions théoriques du modèle de Berger [3] (les théories ne prévoyant pas les conséquences de l'application d'un champ magnétique). Il s'avère néanmoins difficile de rejeter complètement l'action du champ magnétique induit par le courant qui

déplace la paroi, le champ d'Oersted étant important dans des couches macroscopiques [81]. Le sujet a ensuite été longtemps délaissé, jusqu'à ce que les expériences menés sur les piliers magnétiques mettent en évidence de façon très claire l'existence des effets de transfert de spin. Ceci a motivé récemment (depuis l'année 2000) différentes études visant à montrer la possibilité de déplacer une paroi magnétique par transfert de spin également.

Des expériences similaires à celles de Berger *et al.* ont été réalisées par Gan *et al.*, toujours sur des couches de Py, mais en utilisant l'imagerie M.F.M. cette fois [6]. Les conclusions sont identiques à celles de Berger *et al.* Dans les deux cas, les déplacements observés sont de l'ordre de la dizaine de micromètres.

Plus récemment, des expériences conjuguées d'injection de pulses de courant et d'imagerie ont été effectuées, mais cette fois sur des échantillons lithographiés [82]. La structure des échantillons ainsi que les images réalisées sont montrées figure 6.6.

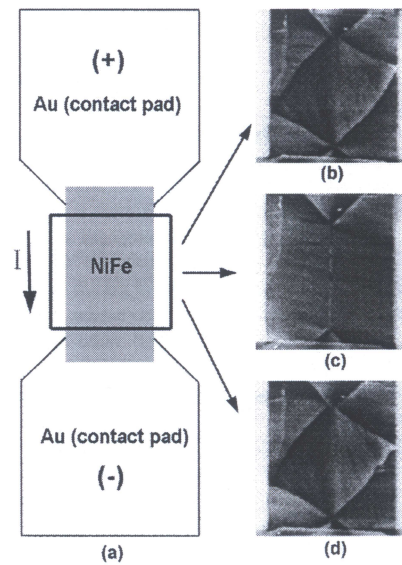


FIG. 6.6 – Structure des échantillons (a) et images à partir de la configuration magnétique à la rémanence (a), après l'application d'un pulse de courant positif (b), après l'application d'un pulse de courant négatif (c). (figure extraite de ref. [82]).

La configuration magnétique à la rémanence du rectangle de Py est imagée figure 6.6 (b). Après l'application d'un pulse de courant négatif de  $-4.5 \cdot 10^7 \text{ A.cm}^{-2}$ , la surface de l'échantillon est de nouveau imagée. On observe sur la figure 6.6 (c) que la configuration magnétique a évolué : les parois de

domaines ont été déplacées par le courant. Un pulse d'amplitude équivalente ( $3.65 \cdot 10^7 \text{ A.cm}^{-2}$ ), mais de signe opposé est ensuite appliqué à partir de la configuration magnétique (c) : on observe sur la figure 6.6 (d) que la configuration initiale est ainsi rétablie. Les conclusions sont donc similaires à celles de Berger *et al.*, même si le mode de déplacement de paroi est ici à priori plus complexe (les parois n'étant pas perpendiculaires au courant).

Très récemment, Vernier *et al.* ont étudié le déplacement de paroi par injection de courant, en utilisant cette fois-ci l'effet Kerr pour détecter le passage de la paroi [83] dans des barreaux lithographiés de Py (épaisseur 50 Å, largeur 120 nm). Des déplacements de paroi sont obtenus sur des distances de 70  $\mu\text{m}$  pour des courants continus de 350  $\mu\text{A}$ , ce qui correspond à des densités de courant de  $6 \cdot 10^7 \text{ A.cm}^{-2}$ . Un courant négatif diminue le champ de propagation de la paroi, alors qu'un courant positif l'augmente. La variation de champ de propagation  $\Delta H_P$  engendrée par des densités de courant de  $6 \cdot 10^7 \text{ A.cm}^{-2}$  est de quelques Oersted.

## 6.3 Motivations

*And she said*

*We are all just prisoners here*

*Of our own device*

**Eagles**, Hotel California (1976), Hotel California

### 6.3.1 But

Les expériences présentées précédemment ont plusieurs points communs. Tout d'abord, les échantillons étudiés sont (si l'on excepte les nanofils étudiés par Vernier *et al.* [83]) des couches macroscopiques du matériau ferromagnétique considéré, ce qui implique le recours à l'envoi de pulses de courant pour éviter un échauffement excessif. De plus la détection du déplacement des parois magnétiques se fait a posteriori par des méthodes de microscopie.

Notre but est de mettre en évidence en temps réel le phénomène de déplacement de parois par injection d'un courant par des méthodes de détection électrique (qui présentent l'avantage d'être rapides et simples à mettre en oeuvre), dans des échantillons nano-lithographiés de façon à pouvoir y injecter un courant continu plutôt que des pulses. Cette approche constitue ainsi un premier pas vers les applications.

Les chapitres suivants seront consacrés tout d'abord à la présentation de la méthode que nous avons choisi pour étudier le déplacement de pa-

roi magnétique par injection d'un courant continu, puis à la fabrication des échantillons avant d'exposer nos résultats expérimentaux [84, 85].

### 6.3.2 Réalisation

Ono *et al.* [86, 87, 88] ont montré que des barreaux de vannes de spin pourvus d'encoches étaient des dispositifs appropriés à la détection de parois magnétiques. L'utilisation de vannes de spin permet une détection par la mesure de magnétorésistance géante, tandis que la réalisation de constriction dans l'échantillon permet de bloquer une paroi magnétique à un endroit prédéfini du barreau. En effet, l'encoche diminue la surface de la paroi, et donc son énergie : la constriction joue le rôle de puits de potentiel dans le paysage de potentiel vu par la paroi [89]. Cette diminution de la surface de l'échantillon à l'endroit de la paroi est de plus intéressante du point de vue de l'injection de spin, puisqu'elle permet d'augmenter la densité de courant injectée dans la paroi magnétique.

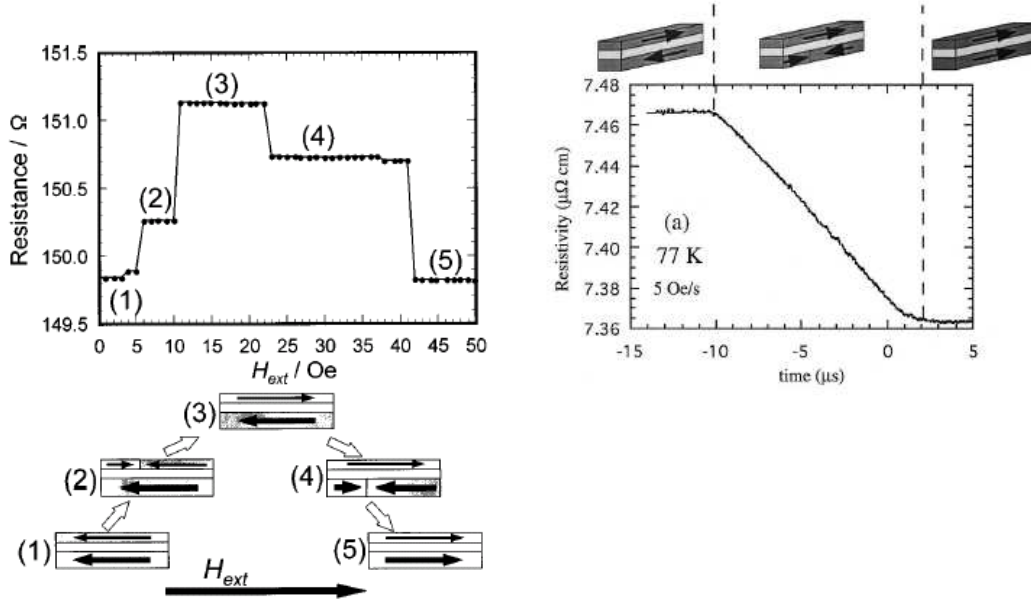


FIG. 6.7 – Gauche : détection de paroi par GMR. Le blocage de la paroi dans la constriction entraîne l'apparition de plateaux dans la courbes  $R(H)$ . Droite : détection de la propagation de la paroi par GMR. (figures extraites des ref. [86, 87]).

La détection par GMR de la position de parois magnétiques permet en outre de mesurer la vitesse de propagation des parois. Des mobilités de l'ordre



de  $2.6 \text{ m. s}^{-1} \text{ Oe}^{-1}$  ont été mesurées par Ono *et al.* [87] dans des barreaux de Permalloy.

# Chapitre 7

## Mesures dc

### 7.1 Fabrication des barreaux magnétiques

*As long as I learn I will make mistakes*

*What do I want ? What do I need ?*

*Why do I want it ? What's in it for me ?*

*It's the imagery of technology*

*Is what you get is what you see*

*Don't worry your mind*

*When you give it your best*

*One two one two this is just a test*

**Beastie Boys**, Hello Nasty (1998), Just A Test

Nous avons fabriqué des barreaux de vanes de spin par lithographie électronique et la technique de lift-off. La composition de la vanne de spin est : substrat//CoO (30 Å)/Co (70 Å)/Cu (100 Å)/Py. Des échantillons avec diverses épaisseurs de Permalloy ont été étudiés. La couche de CoO inférieure est antiferromagnétique à basse température, et à température ambiante augmente le champ coercitif du Co. Ceci nous a permis de maintenir fixe la couche de Co dans une large gamme de champs à basse température, et de nous concentrer ainsi sur les effets obtenus dans la couche de Py. Les contacts ont été réalisés de deux manières, suivant les échantillons. Dans un premier temps, ils ont été définis en même temps que le barreau, et étaient donc magnétiques. Dans un deuxième temps, pour pouvoir s'affranchir des effets d'anisotropie de forme dans les contacts, ces derniers ont été réalisés lors d'une étape ultérieure de lithographie optique par un lift-off de Ti/Au.

Les dimensions du barreau sont de 21 micromètres entre les contacts les

plus rapprochés, et leur largeur est variable suivant les échantillons, entre  $1\ \mu\text{m}$  et  $300\ \text{nm}$ .

Un réservoir de nucléation de forme carrée ou diamant de quelques microns a été apposé à l'une des extrémités du barreau de manière à mieux contrôler le point d'origine et le sens de propagation de la paroi magnétique dans le barreau [90]. Les champs coercitifs s'en trouvent également diminués.

Deux types de constriction ont été réalisées selon la géométrie : des encoches latérales ou verticales. Les études concernant les échantillons à encoches verticales sont encore au stade préliminaire : les détails de la fabrication, ainsi que les résultats obtenus sont présentés en annexe B.

Les encoches latérales ont été fabriquées par lithographie électronique lors de l'étape de la définition du barreau. Un schéma de l'échantillon est donné figure 7.1.

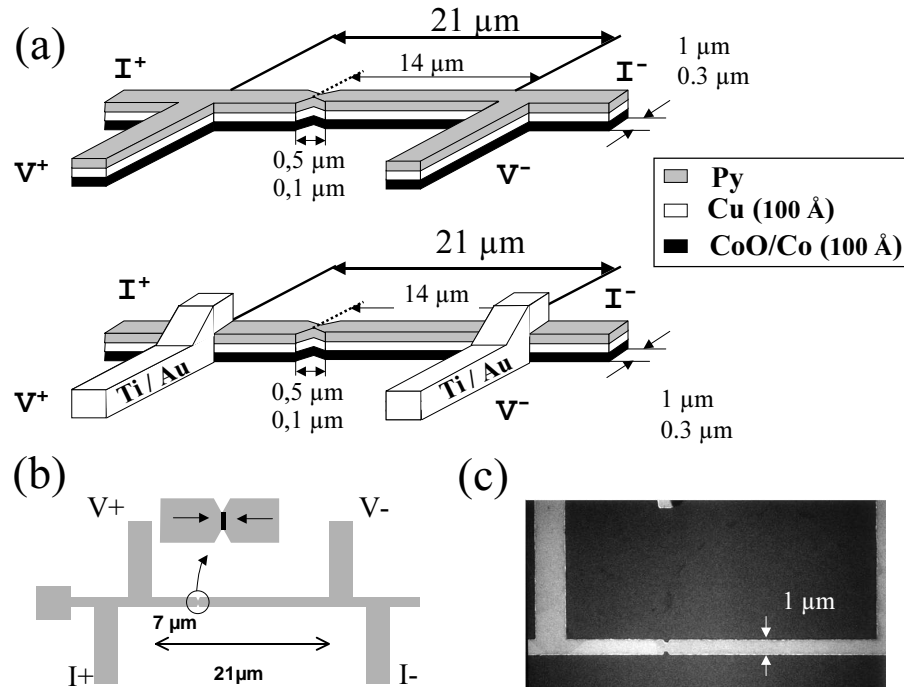


FIG. 7.1 – Schémas (a) et (b) et photographie M.E.B. (c) des échantillons à encoches latérales.

Dans cette configuration, le courant électrique passe dans toutes les couches métalliques. Or nous nous intéressons uniquement à la propagation de la paroi dans la couche ferromagnétique la plus douce, dans notre cas le permalloy.

## 7.2 Résultats expérimentaux

*If I could*

*I'd slow the whole world down*

*I'd bring it to it's knees*

*I'd stop it spinning round*

*But as it is*

*I'm climbing up an endless wall*

**Police**, The Reggatta de Blanc (1979), No Time This Time

La mesure électrique des échantillons est effectuée en quatre points. Un cycle complet de magnétorésistance obtenu à 30 K sur un barreau de 1  $\mu\text{m}$  de large, avec une épaisseur de 100 Å de Py, est tracé figure 7.2. Le courant dc appliqué pour la mesure est de 5  $\mu\text{A}$ , bien en deçà des valeurs susceptibles d'influencer le déplacement de paroi. Le cycle présenté est typique des courbes de magnétorésistance obtenues sur tous nos échantillons à encoches latérales.

Le cycle est assymétrique en raison de la couche de CoO antiferromagnétique. En effet, l'échange à l'interface couche antiferromagnétique CoO / couche ferromagnétique Co entraîne une forte augmentation des coercitifs ainsi qu'un décalage du cycle. Si l'on s'intéresse désormais uniquement au renversement de la couche douce de Py, on observe sur la figure 7.3 des plateaux sur le cycle mineur (ce type de cycle est appelé mineur car le champ est cyclé de manière à ce que l'aimantation de la couche dure ne se renverse pas).

Partant à fort champ positif de l'état saturé des aimantations, la diminution du champ puis son changement de signe entraîne la nucléation puis la propagation d'une paroi dans le barreau de Py, jusqu'à ce qu'elle vienne se piéger dans l'encoche à un certain champ  $H_0$  (cf. figure 7.3). La paroi demeure dans ce puits de potentiel jusqu'à ce qu'un champ  $H_1$  suffisant pour surmonter la barrière d'énergie soit appliqué. La paroi se propage alors jusqu'au bout du barreau, ce qui amène à la configuration AP des aimantations de la tricouche. L'encoche étant située à 2/3 de l'extrémité du barreau, 2/3 de l'aimantation de la couche de Permalloy est retournée lorsque la paroi est bloquée dans la constriction, d'où la position du plateau à 2/3 de la variation totale de résistance. De même, un plateau est observé lorsque le champ est ramené des valeurs négatives vers les valeurs positives, et que la configuration magnétique passe à nouveau de antiparallèle à parallèle.

L'effet de GMR est donc une méthode de détection extrêmement sensible de la position d'une paroi [91]. Pour étudier l'action d'un courant continu sur

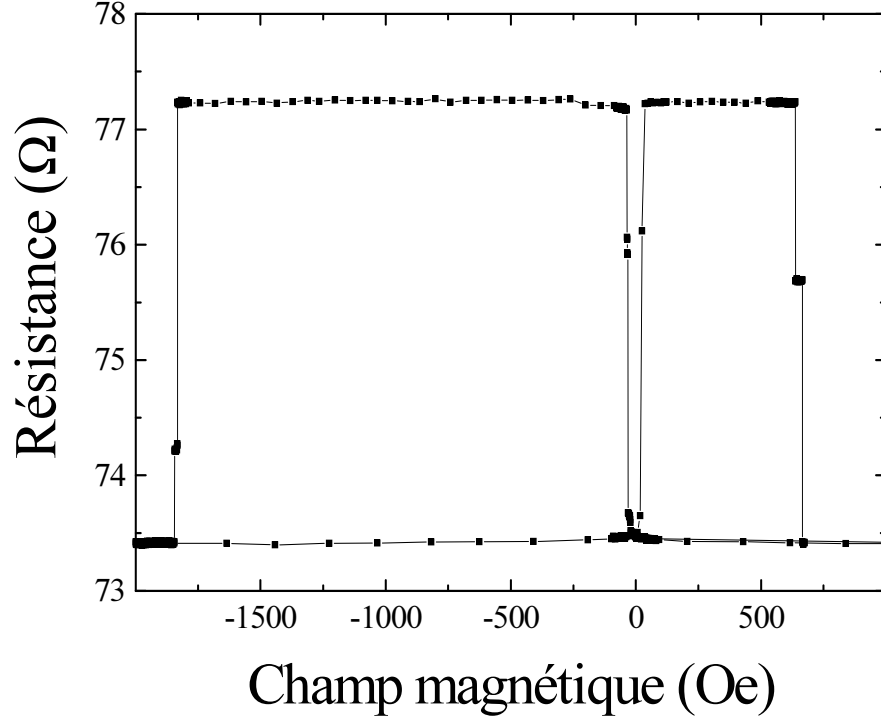


FIG. 7.2 – Cycle complet de magnétorésistance obtenu à 30 K sur un barreau de vanne de spin CoO 30 Å / Co 70 Å / Cu 100 Å / Py 100 Å de 1  $\mu\text{m}$  de large et à encoches latérales.

une paroi magnétique, il suffit alors de cycler le champ de manière à piéger la paroi dans une encoche, puis d’injecter un courant continu.

### 7.2.1 Résultats concernant les barreaux avec encoches

Ce type d’expérience est décrit sur la figure 7.4.

Le champ est cyclé de + 5600 Oe jusqu’ à - 33 Oe de façon placer l’échantillon dans la configuration magnétique correspondant au plateau à champ négatif. La paroi magnétique est alors bloquée dans la constriction (plateau 1), et un courant continu est injecté. Le champ est maintenu à sa valeur de - 33 Oe pendant toute la durée de l’expérience.

Lorsqu’un courant positif est appliqué, la résistance de l’échantillon augmente réversiblement du fait de l’effet joule, jusqu’à + 3.2 mA, valeur à laquelle une augmentation brusque de résistance se produit. La résistance finale correspond alors à celle de l’état AP. La paroi a donc été dépiégée de la constriction par le courant et poussée jusqu’ à l’extrémité du barreau. Un fois

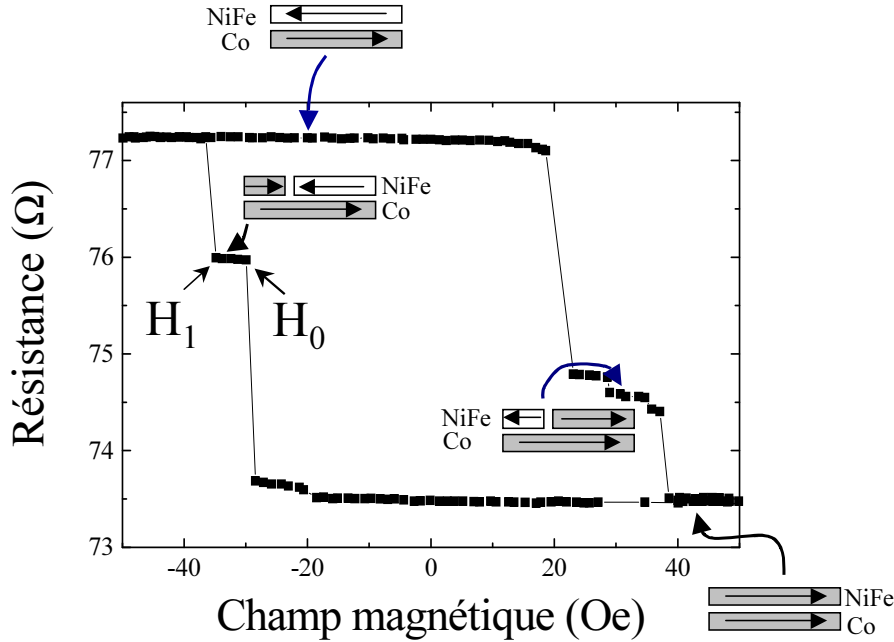


FIG. 7.3 – Cycle mineur de magnétorésistance obtenu à 30 K sur un barreau de vanne de spin CoO 30 Å / Co 70 Å / Cu 100 Å / Py 100 Å de 1  $\mu\text{m}$  de large et à encoches latérales.

la configuration AP atteinte, il ne subsiste plus de paroi dans l'échantillon : aucun saut de résistance ne se produit lorsque le courant est cyclé entre + 6 et - 6 mA.

Lorsque la même expérience est répétée (paroi en position 1), mais en injectant cette fois-ci en premier un courant négatif, une augmentation abrupte de résistance est également observée, comme montré figure 7.5. Ce saut advient à - 4.8 mA, et conduit aussi à la configuration AP des aimantations. En résumé, partant du plateau 1, des courants positifs ou négatifs poussent donc la paroi dans le même sens.

Des résultats similaires sont obtenus en partant cette fois de l'état initial correspondant au plateau 2 de résistance à champ positif (+ 30 Oe pour la figure 7.6). Que le courant appliqué soit positif ou négatif, une chute de résistance est également observée, cette fois-ci vers l'état parallèle. Les valeurs de courants critique sur la figure 7.6 sont symétriques : + et - 4.1 mA. Il est néanmoins difficile d'en conclure que les courants négatifs induisent exactement les mêmes effets que les courants positifs, du fait de la dispersion relativement importante des résultats. Une illustration de cette dispersion est présentée sur la figure 7.7 pour laquelle une série de mesures  $R(I)$  à partir du

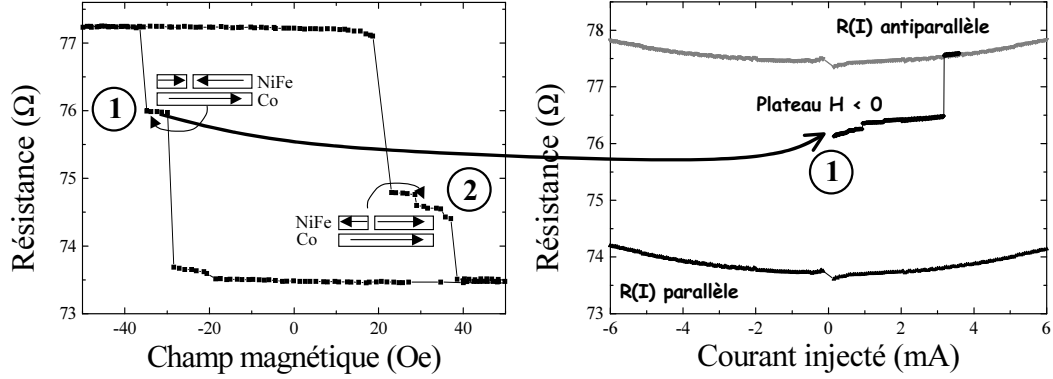


FIG. 7.4 – (gauche) : courbe de résistance en fonction du champ magnétique (cycle mineur). (droite) : courbe de résistance en fonction du courant obtenue en partant de la configuration magnétique correspondant au plateau 1 de la courbe  $R(H)$  à champ négatif ( $H = -33$  Oe), pour des courants positifs. Les courbes de résistance en fonction du courant correspondant aux configurations magnétiques parallèle et antiparallèle ont été ajoutées comme guide pour l’œil. Les mesures sont effectuées à 30 K.

plateau 2 a été répétée plusieurs fois en injectant des courants soit négatifs, soit positifs.

L’écart entre les courants critiques les plus faibles et les plus élevés est de l’ordre de 2 mA, alors que les courants valent en moyenne  $\pm 3.5$  mA. Notons néanmoins que cette importante dispersion des résultats peut être due au fait que la paroi n’est jamais bloquée exactement de la même manière dans la constriction.

Pour résumer, nous avons montré qu’un courant continu peut dépiéger une paroi magnétique. Néanmoins, le sens de déplacement de la paroi ne dépend pas du signe du courant dans les expériences précédentes : la paroi se déplace toujours dans la direction favorisée par le champ magnétique. En effet, un champ magnétique négatif tend à stabiliser la configuration antiparallèle, tandis qu’un champ positif favorise l’état parallèle.

Dans le but de s’affranchir de tout champ magnétique appliqué, les expériences précédentes ont été répétées, mais à champ magnétique de plus en plus faible. Pour ce faire, le processus expérimental décrit figure 7.8 a été observé : le champ est cyclé de manière à placer la paroi magnétique dans la constriction, puis diminué jusqu’à la valeur souhaitée, la paroi demeurant piégée. Les mesures présentées ont été obtenues sur un échantillon de 300 nm de large, et à température ambiante. En effet, les densités de courant nécessaires pour dépiéger la paroi sont moindres pour des échantillons de

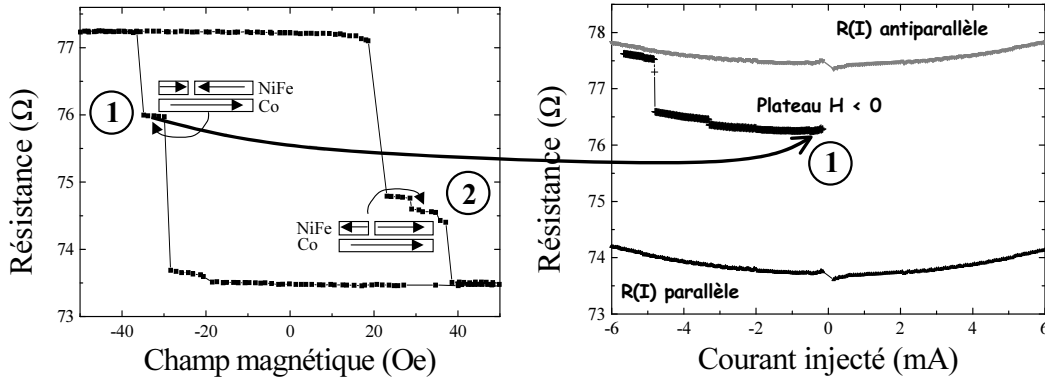


FIG. 7.5 – (gauche) : courbe de résistance en fonction du champ magnétique (cycle mineur). (droite) : courbe de résistance en fonction du courant obtenue en partant de la configuration magnétique correspondant au plateau 1 de la courbe  $R(H)$  à champ négatif ( $H = -33$  Oe), pour des courants négatifs. Les courbes de résistance en fonction du courant correspondant aux configurations magnétiques parallèle et antiparallèle ont été ajoutées comme guide pour l’œil. Les mesures sont effectuées à 30 K.

faible largeur, et les champs coercitifs sont moins importants à température ambiante qu’à basse température. De plus, la dispersion est fortement réduite (présence d’un nombre limité de défauts).

Au champ choisi, un courant continu est appliqué, et la courbe  $R(I)$  tracée. Ces courbes sont montrées sur la figure 7.9 pour des courants injectés négatifs.

On constate que plus le champ appliqué est proche de s’annuler, plus le courant nécessaire pour dépiéger la paroi augmente. Des déplacements de la paroi sous l’action du courant entre la constriction et l’extrémité du barreau ont été observés pour des champs compris entre - 50 Oe et - 20 Oe. Pour des champs inférieurs en valeur absolue à - 20 Oe, aucun effet n’a été observé dans la gamme de courant injectée (limitée par l’échauffement de l’échantillon). En ce qui concerne le mouvement de la paroi à partir du plateau 2 jusqu’à l’état AP, la dépendance en champ des courants critiques est présentée figure 7.10 pour les courants positifs et négatifs.

Les valeurs de courant critique diffèrent légèrement selon le signe du courant, mais nous avons vu que la dispersion des résultats pouvait jouer. La dépendance en champ est linéaire dans la gamme de champ étudiée. L’extrapolation de ces droites prévoit des courants critiques à champ nul d’environ  $\pm 2$  mA. Ceci correspond à une densité de courant de l’ordre de  $10^7$  A.cm<sup>-2</sup>.

Cependant, le courant étant injecté en C.I.P., une incertitude demeure quant à la valeur exacte de la densité de courant dans le Py. Dans le cas où les



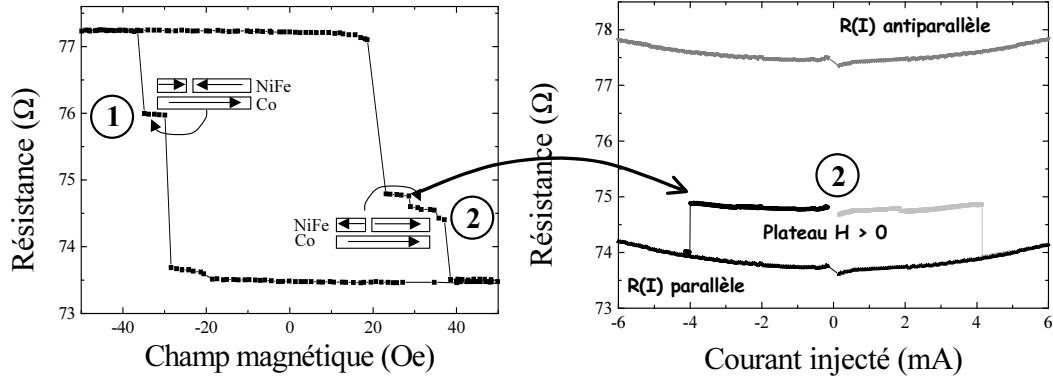


FIG. 7.6 – (gauche) : courbe de résistance en fonction du champ magnétique (cycle mineur). (droite) : courbe de résistance en fonction du courant obtenue en partant de la configuration magnétique correspondant au plateau 2 de la courbe  $R(H)$  à champ positif, pour des courants négatifs. Les courbes de résistance en fonction du courant correspondant aux configurations magnétiques parallèle et antiparallèle ont été ajoutées comme guide pour l'œil. Les mesures sont effectuées à 30 K.

libre parcours moyens des électrons dans le Py et dans le Co sont considérés comme beaucoup plus grands que les épaisseurs des couches de Py et de Co (alors qu'ils sont plutôt du même ordre à température ambiante), et en négligeant les réflexions spéculaires des électrons aux interfaces, une densité de courant uniforme est attendue dans la tricouche. Les courants critiques extrapolés à champ nul de  $\pm 2$  mA correspondent dans ce cas à des densités de courant critiques de  $7 \cdot 10^7 \text{ A.cm}^{-2}$ . Dans la limite opposée de conduction quasi-indépendante par les couches magnétiques et non magnétiques (ce qui correspondrait à des épaisseurs de couche bien supérieures aux libres parcours moyens, ou encore à des réflexions spéculaires presque totales aux interfaces, avec, dans les deux cas, un effet de GMR pratiquement shunté), un calcul prenant en compte la résistivité des différents métaux à température ambiante donne comme densité de courant critique extrapolée à champ nul dans le Py :  $1.2 \cdot 10^7 \text{ A.cm}^{-2}$ . La réalité expérimentale correspond à une situation intermédiaire où les libres parcours moyens sont de l'ordre des épaisseurs de Co et de Py, en accord avec la valeur de magnétorésistance obtenue : faible (1 %), mais non nulle. Il existe aussi un léger court-circuit par le Cu dû aux réflexions spéculaires. Dans ce cas, la véritable densité de courant dans le Py est comprise entre les deux valeurs précédentes.

Des résultats équivalents ont été obtenus avec les échantillons réalisés par F.I.B., comme montré en annexe B.

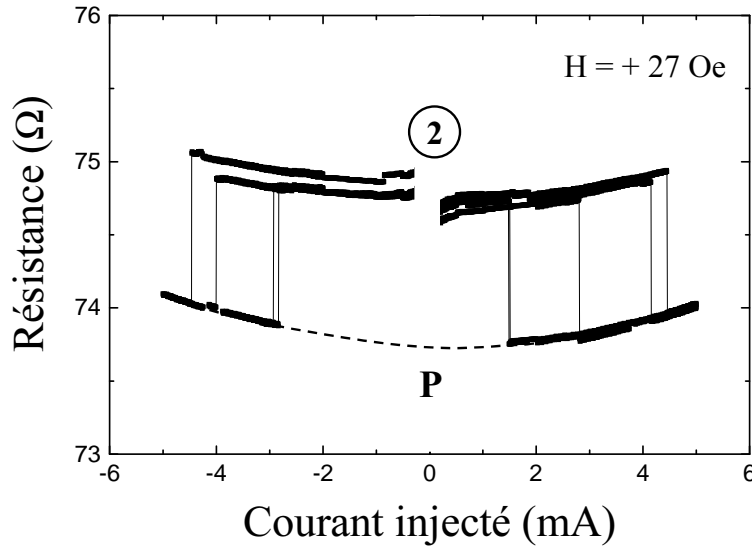


FIG. 7.7 – Courbes de résistance (répétées plusieurs fois) en fonction du courant injecté obtenues à partir de l'état magnétique initial correspondant au plateau 2 ( $H = +27$  Oe). Les mesures sont effectuées à 30 K.

### ORIGINES DE L'EFFET ?

Le déplacement de paroi magnétique par injection de courant observé expérimentalement peut avoir trois origines : l'effet joule, le champ créé par le courant ou l'effet de transfert de spin. Chacun de ces effets va être discuté séparément.

Dans le but d'évaluer l'échauffement dans nos échantillons, nous avons comparé l'augmentation de résistance due au courant à la variation de résistance en fonction de la température. En ce qui concerne par exemple l'échantillon dont les courbes  $R(H)$  et  $R(I)$  sont présentées sur les figures 7.3, 7.4, 7.5 et 7.6, nous évaluons ainsi l'échauffement global de l'échantillon à  $\Delta T < 30$  K. Pour étudier l'effet d'une telle élévation de température quant au dépiégeage de la paroi, nous avons cyclé le champ à basse température, de manière à placer la paroi magnétique dans la constriction. La température a ensuite été augmentée. La courbe de résistance en fonction de la température ainsi obtenue ne présente pas de discontinuité jusqu'à 150 K au moins. L'échauffement global est néanmoins certainement inférieur à l'échauffement localisé au niveau de la constriction et donc de la paroi magnétique. Il n'est donc pas exclu que l'effet joule contribue au dépiégeage de la paroi.

Une autre origine possible au déplacement de paroi observé est le champ d'Oersted. Un courant critique de 4 mA correspond dans nos échantillons

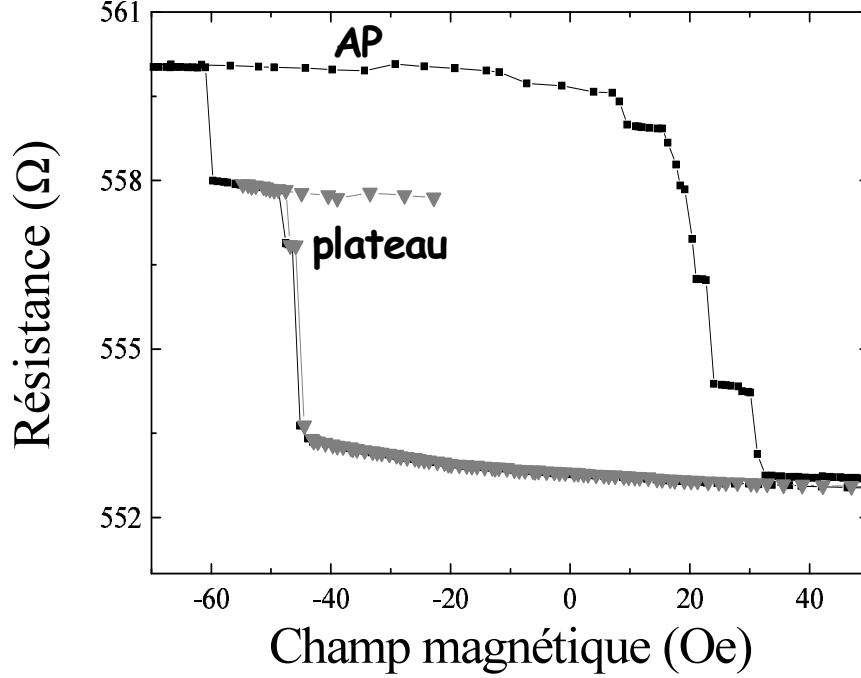


FIG. 7.8 – Cycle mineur de magnétorésistance (carrés noirs) obtenu à température ambiante sur un barreau de vanne de spin CoO 30 Å / Co 70 Å / Cu 100 Å / Py 100 Å de 300 nm de large et à encoches latérales. En gris est tracé le cycle mineur obtenu en bloquant la paroi dans la constriction puis en ramenant le champ magnétique vers des valeurs plus faibles.

à un champ transverse et dans le plan des couches d'une centaine d'Oersted. Ce champ est bien plus élevé que le champ de propagation de la paroi magnétique, mais ne possède en moyenne pas de composante longitudinale susceptible d'exercer un couple sur la paroi et donc de contribuer à son déplacement. Cependant, du fait de la géométrie de la constriction, il existe dans le cas des encoches latérales une composante longitudinale, localisée au niveau de la constriction, qui peut atteindre une dizaine d'Oersted. Ceci nous amène à considérer une possible distorsion et déstabilisation de la paroi due à l'inhomogénéité du champ créé par le courant. La validité de cette hypothèse est néanmoins affaiblie au vu des expériences menées sur les échantillons fabriqués par F.I.B. Des encoches verticales donnent en effet des résultats similaires à ceux obtenus avec les encoches latérales (cf. Annexe B), alors que la géométrie de la constriction et donc du champ d'Oersted est complètement différente.

Le déplacement de paroi par injection de courant peut également être

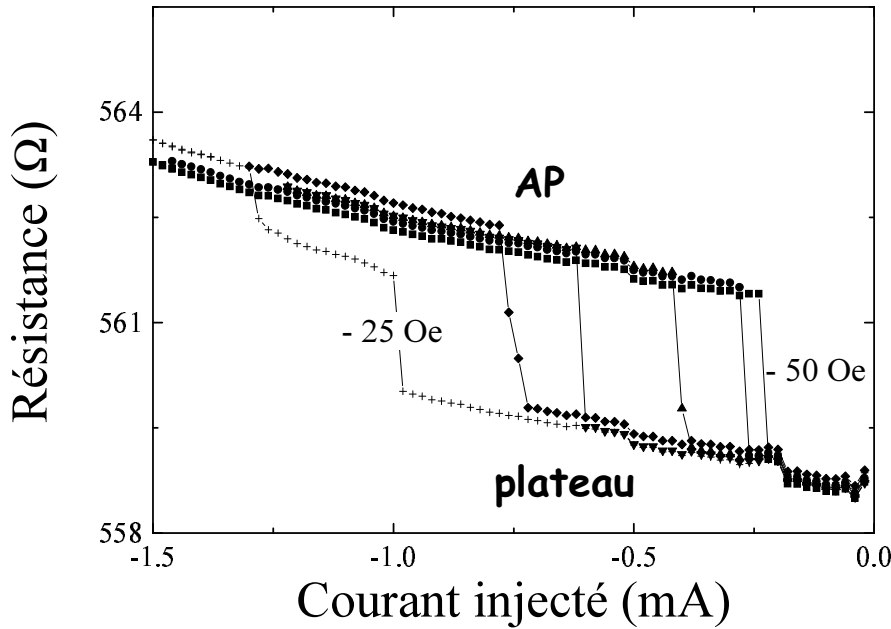


FIG. 7.9 – Courbes de résistance en fonction du courant injecté obtenues avec la paroi magnétique initialement bloquée dans la constriction, mais avec des champs magnétiques appliqués différents (entre -50 et -25 Oe). L'échantillon est un barreau de vanne de spin CoO 30 Å / Co 70 Å / Cu 100 Å / Py 100 Å de 300 nm de large et à encoches latérales. Les mesures sont effectuées à température ambiante.

dû au transfert de spin. Les densités de courant observées, de l'ordre de  $10^7$  A.cm<sup>-2</sup>, sont en accord avec les prédictions théoriques. Par contre le sens de déplacement de la paroi est indépendant du signe du courant, en contradiction avec les prédictions des modèles existants. Il faut cependant noter que ces modèles sont développés dans l'hypothèse où le champ appliqué est nul, ce qui n'est pas le cas dans les expériences présentées précédemment. Il est possible d'envisager une déstabilisation de la paroi due au couple de transfert de spin, suivie d'un déplacement régi principalement par l'effet dominant du champ magnétique appliqué.

### 7.2.2 Résultats concernant les barreaux sans encoches

Pour parvenir à observer du déplacement de paroi par injection de courant à champ nul, il était donc nécessaire de réduire les densités de courant critiques mises en jeu. Nous avons dans cette optique joué sur trois paramètres. Premièrement, toutes les mesures ont été effectuées à température

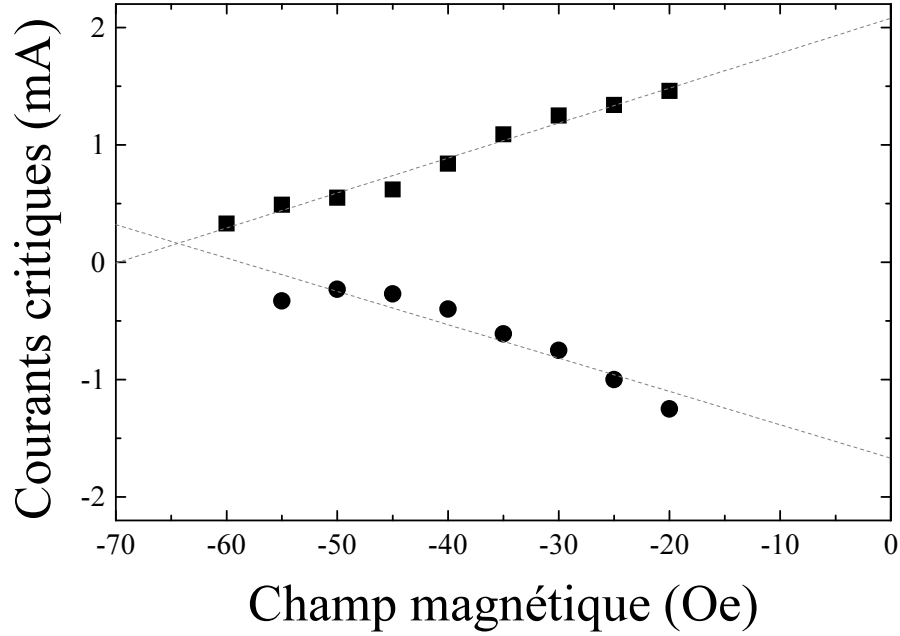


FIG. 7.10 – Dépendance des courants critiques en fonction du champ appliqué (cas des champs négatifs). La configuration magnétique initiale correspond à la paroi bloquée dans la constriction, la configuration finale est l'état antiparallèle. L'échantillon est un barreau de vanne de spin  $\text{CoO } 30 \text{ \AA} / \text{Co } 70 \text{ \AA} / \text{Cu } 100 \text{ \AA} / \text{Py } 100 \text{ \AA}$  de 300 nm de large et à encoches latérales. Les mesures sont effectuées à température ambiante.

ambiante, ce qui diminue l'amplitude de la GMR mais également la coercivité des couches. De plus, la couche de Py de 100 Å a été remplacée par une couche de 50 Å, ce qui, dans nos échantillons, réduit les champs coercitifs d'une cinquantaine à une vingtaine d'Oersted. Troisièmement, la constriction a été supprimée dans les barreaux. En effet, si les encoches permettent d'augmenter localement la densité de courant, elles représentent pour les parois un centre de piégeage très (trop) efficace, qui rend difficile le mouvement de la paroi. Le piégeage des parois se fait donc maintenant sur les défauts naturels des échantillons (dus à la lithographie).

Le cycle mineur de magnétorésistance obtenu sur un barreau de 300 nm de large est présenté figure 7.12. Bien que le piégeage se fasse sur les défauts naturels, cette courbe est hautement reproductible, et les plateaux 1, 2 et 3 apparaissent à chaque cycle. Les expériences d'injection de courant ont été obtenues à chaque fois en partant de la configuration magnétique correspondant au plateau numéroté 2.

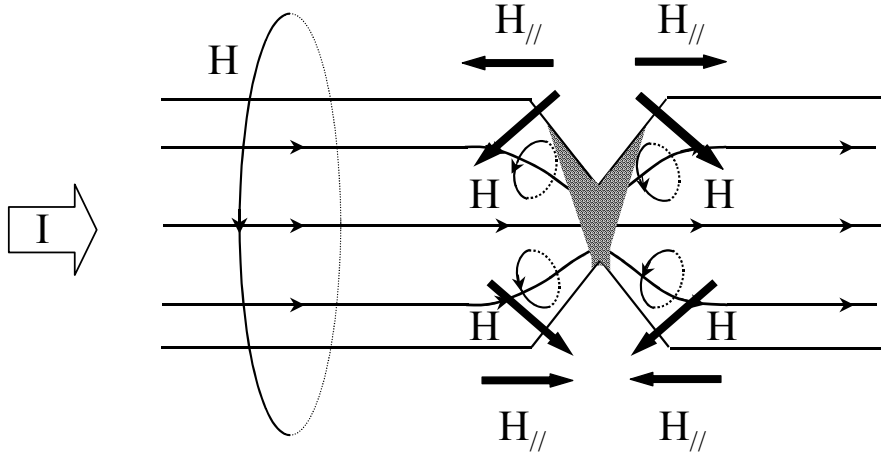


FIG. 7.11 – Schéma des composantes du champ d'Oersted induites par le courant au niveau de la constriction.

Sur la figure 7.13, nous présentons les résultats obtenus en variant le courant à champ constant (4 et 3 Oe). Comme montré figure 7.13 (a), avec la paroi initialement dans la position 2, nous pouvons la déplacer jusqu'à la position 3 en injectant un courant positif supérieur à la valeur de courant critique  $j_{c2}^+(4 \text{ Oe}) = + 0.65 \text{ mA}$ . La paroi reste en position 3 lorsque le courant est ramené à zéro. La paroi est par contre déplacée dans la direction opposée (de la position 2 à la position 1) avec un courant négatif supérieur à  $j_{c2}^-(4 \text{ Oe}) = - 1.1 \text{ mA}$ . Dans notre notation,  $j_{cn}^+$  et  $j_{cn}^-$  sont les courants critiques nécessaires pour déplacer la paroi de la position  $n$  à la position  $n+1$  et  $n-1$  respectivement. Le même comportement est observé pour tous les champs compris entre 0 et 7 Oe. Cependant, même dans cette très petite gamme de champ, les courants critiques dépendent du champ (cf. figure 7.15) :  $j_{cn}^+(H)$  ( $j_{cn}^-(H)$ ) diminue quand  $H$  diminue (augmente), et favorise ainsi un déplacement de paroi de  $n$  à  $n+1$  ( $n-1$ ).

Un exemple de déplacement de paroi avec aller et retour entre deux défauts est présenté figure 7.13(b). Un courant positif déplace la paroi de 2 à 3, le retour à la position 2 étant assuré par un courant négatif. Cet aller et retour n'est possible que si les conditions suivantes sont remplies :

$j_{c2}^+(H) < j_{c3}^+(H)$  (nécessaire pour arrêter le mouvement de la paroi à la position 3)

et  $|j_{c2}^-(H)| > j_{c3}^-(H)$  (nécessaire pour que le retour à la configuration 2 soit possible).

Il apparaît expérimentalement que ces conditions sont réunies en ce qui concernent les centres de piégeage 2 et 3 de cet échantillon pour un champ

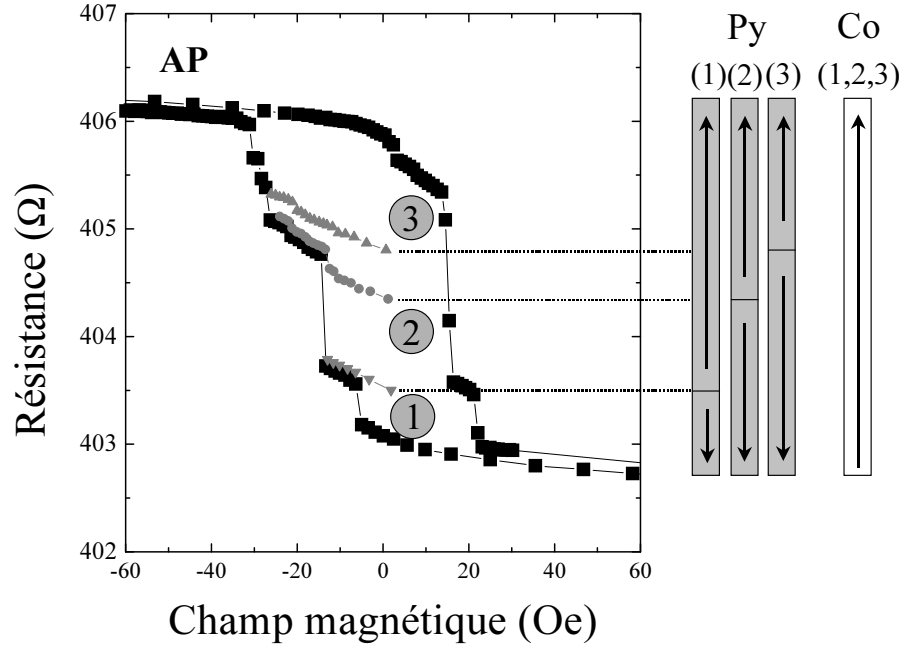


FIG. 7.12 – Cycle mineur de magnétorésistance (courbe noire) obtenu à température ambiante sur un barreau de vanne de spin CoO 30 Å / Co 70 Å / Cu 100 Å / Py 50 Å de 300 nm de large. Les cycles mineurs (courbes grises) obtenus en bloquant la paroi magnétique sur les défauts naturels correspondant aux plateaux numérotés 1, 2 et 3 puis en ramenant le champ magnétique vers des valeurs positives ont été ajoutés. A droite de la figure sont schématisées les configuration magnétiques correspondant à chacun des plateaux 1, 2 et 3.

appliqué de + 3 Oe. Deux explications peuvent être avancées pour expliquer cette valeur. La première provient de la possibilité qu'il existe un faible champ de couplage dipolaire entre les couches ferromagnétiques, que l'application de + 3 Oe permettrait de compenser. L'autre explication a pour origine la différence de coercitivités des défauts 2 et 3. Il apparaît en effet sur la figure 7.12 que le piège numéroté 3 est plus efficace en terme de champ que le piège 2 : 2 Oe environ les séparent. L'application d'un champ positif de + 3 Oe permettrait alors d'équilibrer les profondeurs des puits de potentiel 2 et 3, de façon à ce que les conditions  $j_{e2}^+(H) < j_{e3}^+(H)$  et  $|j_{e2}^-(H)| > |j_{e3}^-(H)|$  soient remplies.

Le comportement observé dans cette gamme de champ proche de zéro peut être résumée comme suit. Une paroi magnétique peut être déplacée entre des centres de piégeage et, en accord avec les conclusions du modèle de

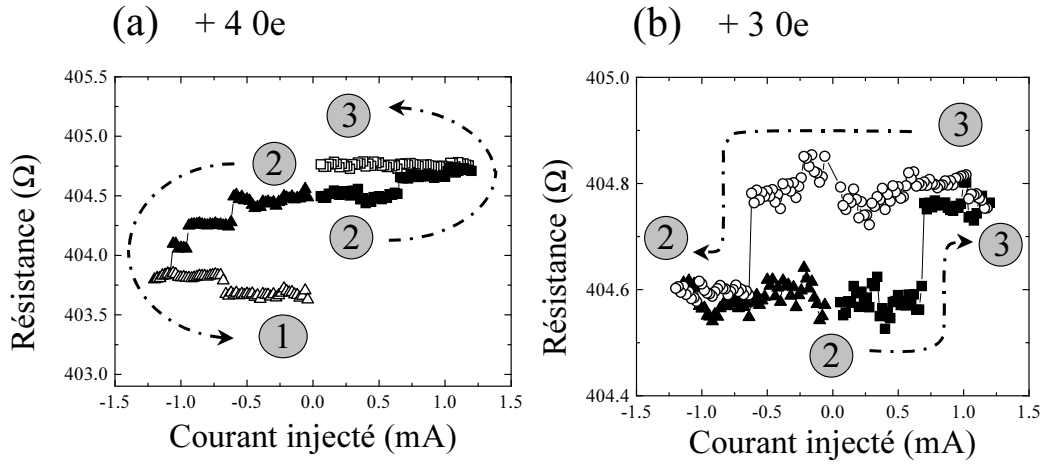


FIG. 7.13 – Courbes de résistance en fonction du courant injecté obtenues en partant du plateau 2, à faible champ magnétique appliqué : (a) + 4 Oe (deux courbes sont tracées, l’une correspondant à des courants positifs, l’autre à des courants négatifs) et (b) + 3 Oe.

Berger, le déplacement s’effectue dans des directions opposées pour des courants opposés. La densité de courant critique requise pour déplacer la paroi est de l’ordre de  $10^6 \text{ A.cm}^{-2}$ , un ordre de grandeur plus faible que les courants nécessaire pour entraîner un renversement d’aimantation dans les structures multicouches de type piliers. Comme nous l’avons vu précédemment, il existe une incertitude sur la densité de courant critique exacte. Nous l’estimons à  $8 \cdot 10^6 \text{ A.cm}^{-2}$  dans le cas d’une densité de courant uniforme dans la multicouche, et à  $1.75 \cdot 10^6 \text{ A.cm}^{-2}$  dans la limite opposée où la conduction par les différentes couches est indépendante.

Dans une gamme de champs ”élevés”, c’est à dire, pour l’échantillon considéré  $H < 0$  ou  $H > 7 \text{ G}$ , les résultats sont similaires à ceux obtenus sur les couches de Py de  $100 \text{ \AA}$  avec encoches. Les courbes  $R(I)$  mesurées lorsque le champ appliqué est respectivement de  $-21$  et  $+10 \text{ Oe}$  sont reproduites sur la figure 7.14.

Pour un champ appliqué de  $-21 \text{ Oe}$  favorisant l’état AP, un courant positif comme négatif fait transiter la configuration magnétique de l’état 2 à l’état AP (figure 7.14(a)). Pour  $H = +10 \text{ Oe}$ , un courant positif déplace la paroi de l’état 2 vers une configuration magnétique de résistance inférieure (cf. figure 7.14(b)). De cet état intermédiaire, un courant négatif entraîne également une chute de résistance vers l’état 1. Dans cette gamme de champ, les courants négatifs comme positifs déplacent donc, comme observé précédemment, la paroi dans la direction favorisée par le champ magnétique appliqué.



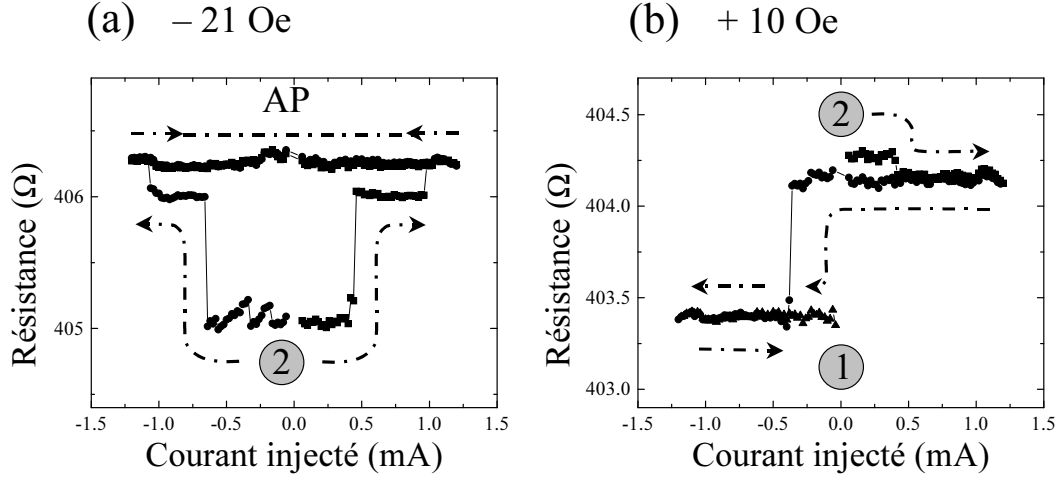


FIG. 7.14 – Courbes de résistance en fonction du courant injecté obtenues en partant du plateau 2, à fort champ magnétique appliqué : (a) - 21 Oe (deux courbes sont tracées, l’une correspondant à des courants positifs, l’autre à des courants négatifs) et (b) + 10 Oe.

Il est alors possible en réunissant toutes ces données de tracer le diagramme de phase des courants critiques en fonction du champ appliqué. Le courant critique est ici défini comme le courant à partir duquel la configuration magnétique notée 2 devient instable. La courbe obtenue est tracée figure 7.15.

Cinq zones distinctes apparaissent sur ce diagramme de phase. La zone A correspond à la gamme de champs faibles où des courants positifs et négatifs vont induire des déplacements de sens opposé. La dépendance en champ des courants critiques dans cette région est linéaire. Les zones B et C sont les zones de fort champ, pour lesquelles la direction du champ magnétique appliqué favorise le même sens de déplacement que le courant injecté. Il semble d’après la figure 7.15 que ces zones soient en fait en continuité avec la zone A, les points expérimentaux des régions B et C étant alignés avec ceux de la zone A (carrés et triangles up). Les zones D et E sont les zones de fort champ où champ magnétique et courant appliqués tendent à induire des déplacements en sens opposé. Il est net d’après la figure 7.15 que la dépendance dans ces régions des courants critiques en fonction du champ diffère totalement de celle observée dans les autres zones. On peut donc retenir de ce diagramme de phase l’existence de deux régimes différents, selon que le champ magnétique s’oppose fortement ou non au déplacement de la paroi dans le sens favorisé par le courant.

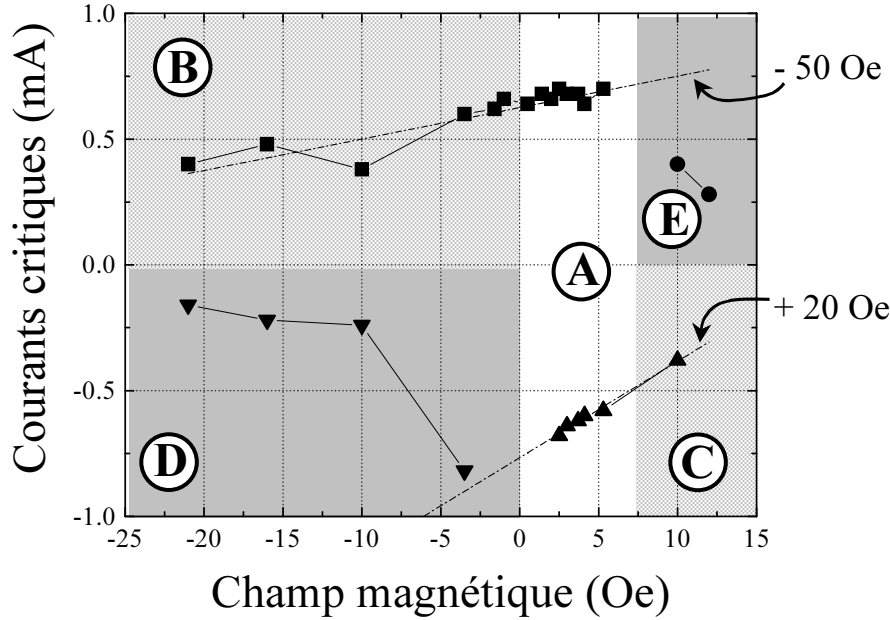


FIG. 7.15 – Diagramme de phase des courants critiques en fonction du champ appliqué (état initial : plateau 2). Les carrés (resp. ronds) correspondent aux courants critiques positifs induisant un déplacement à partir du défaut 2 dans la direction du défaut 3 (resp. défaut 1). Les triangles up (resp. triangles down) correspondent aux courants critiques négatifs induisant un déplacement à partir du défaut 2 dans la direction du défaut 1 (resp. défaut 3). Les droites en pointillés ont été ajustées aux données expérimentales et leurs pentes correspondent à des champs de  $-50$  et  $+20$  Oe.

Dans le régime correspondant aux zones A, B et C, la dépendance des courants critiques en fonction du champ étant linéaire, nous avons ajusté les données expérimentales par des droites (pointillé figure 7.15). Il est intéressant de noter que leurs intersections avec l'axe horizontal  $I = 0$  ( $-50$  et  $+20$  Oe sur la figure) sont du même ordre que les champs coercitifs de la couche de Py. Ces derniers sont en effet environ égaux à  $-30$  et  $+20$  Oe comme on peut le voir sur le cycle mineur représenté figure 7.12. Nous discuterons à nouveau de ce point dans le prochain paragraphe.

### 7.2.3 Origines possibles de l'effet et conclusion

A la lumière de ces résultats à faible champ, nous pouvons compléter la discussion des origines de l'effet amorcée à la fin de la section 7.2.1.

Pour commencer, nous pouvons désormais négliger toute contribution de l'effet joule. A partir du petit terme quadratique d'augmentation de résistance avec le courant (soustrait dans les figures présentées précédemment), l'augmentation maximale de  $T$  est d'environ 5 K, et nous avons vérifié qu'à 300 K, ceci n'a pratiquement pas d'effet sur le cycle mineur de GMR. De plus, contrairement au cas des barreaux avec encoches, l'échauffement est homogène sur tout le barreau. Surtout, les effets d'échauffement ne peuvent pas expliquer des déplacements en direction opposée pour des signes de courant différents.

Le champ d'Oersted créé par le courant ( $\leq 20$  Oe) est dans le cas d'une structure parfaite dans le plan de la paroi magnétique, et n'est donc pas en mesure de favoriser le déplacement de la paroi dans un sens ou dans l'autre. En présence de défauts, le champ d'Oersted peut avoir une composante hors du plan de la paroi, mais il est difficile d'imaginer que des défauts différents induisent toujours la même direction pour cette composante et pour le déplacement de la paroi.

Seul le mécanisme de transfert de spin, proposé initialement par Berger, est en accord avec les résultats expérimentaux à champ nul ou faible et en particulier, est en mesure d'expliquer le changement de sens de déplacement lorsque le signe du courant est renversé [3, 66, 67]. Nous avons vu que Berger exprime le terme de transfert de spin comme un couple correspondant à celui qui serait induit par un champ magnétique  $H_B = jP\hbar/e\delta M_s$ , perpendiculaire aux couches. Avec  $M_s = 860 \cdot 10^3$  A/m,  $\delta$  (largeur de la paroi) = 100 nm,  $P$  (polarisation) = 1 et  $j = 5 \cdot 10^6$  A/cm<sup>2</sup>, nous obtenons  $H_B \approx 3.8$  Oe.

Cette valeur de champ est néanmoins (cf. section 6.1) difficile à comparer aux valeurs de champs coercitifs obtenues par les mesures de magnétorésistance puisqu'il s'agit d'un champ localisé dans la paroi et orthogonal aux couches, alors que le champ appliqué lors des mesures est dans le plan des couches et étendu à tout l'échantillon. D'après le diagramme de phase reporté figure 7.15, il semble que dans les zones A, B et C la dépendance des courants critiques soit de la forme  $I_c(H) = I_c(0)(1 + \frac{H_{app}}{H_0})$ , où  $H_0$  vaut quelques dizaines d'Oersted. Cette dépendance diffère de celle obtenue dans le cas des piliers magnétiques, où la dépendance en champ est de la forme  $I_c(H) \approx I_c(0)(1 + \frac{H_{app}}{H_d/2})$ , avec  $H_d$  le champ démagnétisant. Nous rappelons que cette dépendance provient du fait que le couple de transfert de spin est dans le cas des piliers principalement équivalent dans sa forme au couple d'amortissement. Si le couple dû au courant polarisé en spin était équivalent au couple exercé par un champ magnétique, la dépendance des courants critiques en fonction du champ appliqué serait  $I_c(H) = I_c(0)(1 + \frac{H_{app}}{H_{an}})$ , où  $H_{an}$  est le champ d'anisotropie dans le plan. Il semble donc, que dans le cas des parois, le couple de transfert de spin soit équivalent à celui exercé par

un champ magnétique, non pas à l'amortissement. Ceci tend à confirmer le modèle de Berger dans le sens où il introduit un "champ équivalent". Le mécanisme exact de déplacement de paroi sous l'action de ce champ localisé et perpendiculaire au plan reste cependant à élucider. Il serait intéressant dans ce but d'effectuer des mesures de déplacement de paroi du même type que celle que nous avons présenté, mais en appliquant cette fois ci un champ non pas longitudinal, mais perpendiculaire aux couches.



**Troisième partie**  
**Conclusion et perspectives**



Cette thèse a été consacrée à l'étude du renversement d'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin. Le phénomène de transfert de spin, qui est le mécanisme de renversement, a été étudié sur deux types de structures : des piliers découpés dans des tricouches magnétiques, et des barreaux lithographiés dans des vanes de spin où le renversement d'aimantation s'effectue par propagation d'une paroi. Ces deux géométries devaient avoir des dimensions latérales réduites pour pouvoir injecter sans chauffage excessif les densités de courant (environ  $10^7$  A.cm<sup>-2</sup>) requises au retournement de l'aimantation.

En ce qui concerne les piliers magnétiques, nous avons développé différentes méthodes de fabrication de tricouches sub-microniques. Les expériences réalisées sur ces échantillons nous ont permis de mettre en évidence l'effet de renversement d'aimantation par un courant polarisé en spin. Nos observations expérimentales confirment les prédictions théoriques : les retournements d'aimantation sont observés pour des densités de courant de l'ordre de  $10^7$  A.cm<sup>-2</sup> et le sens du retournement est associé au signe du courant injecté.

Nous avons de plus étudié l'évolution des courants critiques en fonction du champ appliqué. Des calculs analytiques des courants critiques ont été réalisés en conjugant les expressions des couples données par les différents modèles et l'équation de Landau-Lifschitz-Gilbert décrivant le mouvement d'un macrospin. La comparaison entre les valeurs des courants critiques calculées et observées expérimentalement nous a de plus permis de donner une confirmation des modèles de type "transfert de spin", et d'écarter au contraire les modèles de type "interaction effective". Deux régimes de renversement ont en effet été observés, suivant la valeur du champ appliqué, ce qui ne peut s'expliquer dans un modèle d'interaction effective. Le premier régime de champ est un régime de champ faible, c'est à dire que le champ magnétique appliqué est inférieur au champ d'anisotropie de forme du pilier magnétique. Dans ce régime de champ faible, les retournements d'aimantation sont abrupts et irréversibles. Dans le deuxième régime de champ, qui concerne lui les champs magnétiques supérieurs au champ d'anisotropie de forme, les retournements sont progressifs et réversibles. Nous avons montré que ces comportements différents suivant la valeur du champ s'expliquent dans le cadre des modèles de transfert de spin.

Le couple exercé sur l'aimantation par le courant polarisé en spin provient du transfert de la composante du courant de spin transverse à l'aimantation locale, et non pas de la composante longitudinale. Néanmoins, ce qui est transverse dans le repère de l'une des couches ferromagnétiques devient partiellement longitudinal dans le repère de l'autre couche. Le calcul du couple de transfert de spin implique donc la détermination globale des deux com-



posantes, la longueur d'échelle liée à la composante longitudinale étant la longueur de diffusion de spin (environ 60 nm dans le Co), tandis que la composante transverse du courant de spin est transférée sur une très courte longueur de décohérence (de l'ordre du nm). Dans les calculs développés au laboratoire, la composante longitudinale est donc calculée en utilisant les équations de transport diffusives employées dans la théorie de la GMR-CPP. La composante transverse doit au contraire être traitée de manière balistique. Le problème est semblable à celui de la diffusion d'interface en GMR-CPP, calculée dans un modèle balistique (Landauer), et exprimée par les résistances d'interface. Ces calculs mettent en évidence la prédominance du terme d'accumulation de spin dans l'expression du couple de transfert de spin. La fabrication de piliers magnétiques avec des matériaux autres que le Co et le Cu, et également avec différentes épaisseurs de couches, est en cours, dans le but de confirmer ce modèle. Il est en effet nécessaire, dans la perspective des applications, de parvenir à diminuer les courants critiques mis en jeu, et par conséquent de déterminer l'influence de paramètres tels que les épaisseurs des couches,  $l_{sf}$ ,  $l_{decoh}$ , les résistances d'interface, etc. sur le couple de transfert de spin. Une des solutions envisageables est de doper en impuretés les couches, de manière à modifier les paramètres de manière la plus indépendante possible. Il pourrait également être intéressant, toujours dans un but de réduction des courants critiques, d'utiliser des matériaux possédant une petite aimantation à saturation, et un  $l_{sf}$  élevé, tels que les semiconducteurs magnétiques. La connaissance des temps de retournements de l'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin est également cruciale pour l'application à des dispositifs de type MRAM par exemple. Pour ce, des études expérimentales de la dynamique de renversement sont nécessaires, couplées à des simulations micromagnétiques.

La deuxième partie de cette thèse était consacrée à l'étude du déplacement de paroi magnétique par transfert de spin. Nous avons fabriqué des barreaux de vanne de spin Co/Cu/Py, pour lesquels le renversement d'aimantation des couches magnétiques s'effectue par propagation d'une paroi magnétique. L'effet de GMR a été utilisé pour détecter la présence et la position de la paroi magnétique. Nous avons montré expérimentalement qu'il était possible de déplacer la paroi magnétique par injection de courant à travers la paroi. Ces déplacements, de l'ordre de quelques micromètres, sont observés lorsque des densités de courant de l'ordre de quelques  $10^6$  A.cm<sup>-2</sup> sont injectées. Deux régimes de champ ont été distingués. A faible champ appliqué (compris entre 0 et 7 Oe en ce qui concerne nos échantillons), le sens de déplacement de la paroi dépend du signe du courant injecté. Ce résultat, ainsi que l'ordre de grandeur des courants critiques, est conforme aux prédictions des modèles

de Berger. A plus fort champ, le courant induit également un déplacement de la paroi, mais dans le sens favorisé par le champ magnétique appliqué. Ce comportement n'est pour l'instant pas élucidé, mais pourrait provenir d'une distorsion de la paroi due au couple de transfert de spin, comme suggéré par Waintal et Viret.

Comme dans le cas des piliers, une meilleure compréhension du phénomène implique de faire varier les différents paramètres pertinents, tels que les longueurs de diffusion de spin, de décohérence... Pour ceci, des études de déplacement de paroi doivent être effectuées avec d'autres matériaux que le Py, et avec des largeurs de paroi différentes. La largeur de la paroi peut être contrôlée en jouant sur l'anisotropie des matériaux utilisés, et également sur la géométrie de la constriction.

Une connaissance plus approfondie des origines du déplacement de paroi par injection de courant permettrait ainsi une réduction des courants critiques, ce qui ouvre la voie à des applications telles que la commutation de mémoires magnétiques. Il est en effet envisageable d'utiliser le même type de barreaux que nous avons fabriqué comme électrode d'une jonction tunnel. La commutation de la jonction tunnel s'effectuerait alors par déplacement de paroi par injection d'un courant polarisé en spin dans l'une de ses électrodes. La dynamique de l'effet reste également à élucider. Des expériences de déplacement de paroi par injection de pulses de courant dans des barreaux de vannes de spin semblables à ceux étudiés pendant cette thèse ont commencé en collaboration avec l'I.E.F. Les premiers résultats montrent que les temps de commutation sont inférieurs à 0.4 ns, ce qui est de bon augure quant à la suite de cette étude.



## Annexe A

### Calcul des courants critiques dans le cas de champs appliqués négatifs

Les calculs développés dans le chapitre 5 sont limités au cas où l'aimantation de la couche épaisse et le champ magnétique appliqué sont dans la même direction ( $H_{app} > 0$  comme dans les expériences présentées). Nous considérons maintenant le cas où le champ appliqué est négatif. Deux situations sont possibles :

(1) dans un champ négatif, l'aimantation de la couche épaisse est renversée,  $\mathbf{m}_1 = -\mathbf{u}_x$  (c'est le cas lorsque le champ appliqué est supérieur au champ coercitif de la couche épaisse)

(2) L'aimantation de la couche épaisse est encore dans la direction des  $x$  positifs,  $\mathbf{m}_1 = \mathbf{u}_x$  (cette situation peut être rencontrée par exemple lorsque l'aimantation de la couche épaisse est bloquée par une couche antiferromagnétique, ou lorsque le champ appliqué est inférieur au champ coercitif de la couche épaisse).

Des calculs similaires à ceux menés dans le cas des champs positifs donnent les courants critiques suivants (dans le cas (1) précédent, les expressions des courants critiques sont obtenues simplement en remplaçant dans celles obtenues pour  $H_{app} > 0$ ,  $H_{app}$  par  $|H_{app}|$ ).

Cas (1)

(a) Si  $H_{app} < 0$ ,  $H_{an} - |H_{app}| \gg \alpha^2 H_d$  : des transitions directes et irréversibles entre P et AP sont attendues aux courants critiques :

$$\begin{aligned} j_c^{P \rightarrow AP} &= -\frac{\alpha \gamma_0}{G^P} (|H_{app}| + H_{an} + \frac{H_d}{2}) \\ j_c^{AP \rightarrow P} &= +\frac{\alpha \gamma_0}{G^{AP}} (-|H_{app}| + H_{an} + \frac{H_d}{2}) \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

(b) Si  $H_{app} < 0$ ,  $|H_{app}| - H_{an} \gg \alpha^2 H_d$  : des transitions progressives et réversibles entre P et AP sont attendues entre les courants critiques :

$$\begin{aligned} j_{debut}^{P \rightarrow AP} &= j_{fin}^{AP \rightarrow P} = -\frac{\alpha \gamma_0}{G^P} (|H_{app}| + H_{an} + \frac{H_d}{2}) \\ j_{fin}^{P \rightarrow AP} &= j_{debut}^{AP \rightarrow P} = -\frac{\gamma_0}{G^{AP}} \sqrt{(|H_{app}| - H_{an})(H_{app} - H_{an} + H_d)} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Cas (2)

(a) Si  $H_{app} < 0$ ,  $H_{an} - |H_{app}| \gg \alpha^2 H_d$  : des transitions directs et irréversibles entre P et AP sont attendues aux courants critiques :

$$\begin{aligned}
j_c^{P \rightarrow AP} &= -\frac{\alpha\gamma_0}{G^P} \left( H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2} \right) \\
j_c^{AP \rightarrow P} &= +\frac{\alpha\gamma_0}{G^{AP}} \left( -H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2} \right)
\end{aligned} \tag{A.3}$$

(b) Si  $H_{app} < 0$ ,  $|H_{app}| - H_{an} \gg \alpha^2 H_d$  : des transitions progressives et réversibles entre P et AP sont attendues entre les courants critiques :

$$\begin{aligned}
j_{debut}^{P \rightarrow AP} &= j_{fin}^{AP \rightarrow P} = \frac{\gamma_0}{G^P} \sqrt{(|H_{app}| - H_{an})(|H_{app}| - H_{an} + H_d)(|H_{app}| + H_{an} + \frac{H_d}{2})} \\
j_{fin}^{P \rightarrow AP} &= j_{debut}^{AP \rightarrow P} = \frac{\alpha\gamma_0}{G^{AP}} \left( -H_{app} + H_{an} + \frac{H_d}{2} \right)
\end{aligned} \tag{A.4}$$



## **Annexe B**

### **Echantillons à encoches verticales : fabrication et résultats**



## B.1 Fabrication des échantillons : F.I.B.

Une des façons de réaliser le blocage de la paroi tout en concentrant le courant électrique uniquement dans la couche douce est de réaliser une encoche verticale. Des échantillons de ce type ont été fabriqués en utilisant la F.I.B. (Focused Ion Beam) en collaboration avec P. Etienne de Thales-TRT, afin de graver localement le barreau de manière à ôter les couches de Co et de Cu (l'ordre des couches est dans ce cas substrat / NiFe 100 Å / Cu 100 Å / Co 100 Å). Des photos M.E.B. ainsi qu'un schéma de la structure des échantillons sont montrées sur la figure B.1.

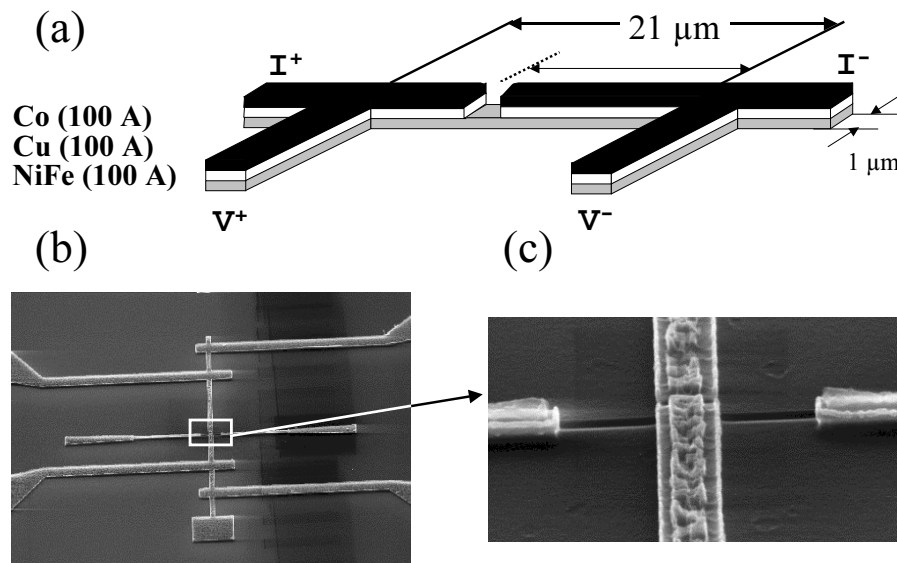


FIG. B.1 – Schéma (a) et photographies M.E.B. (b) et (c) des échantillons réalisés par F.I.B.

Cette technique de fabrication étant beaucoup plus difficile à mettre en oeuvre que celle relative aux échantillons à encoches latérales, seuls des résultats préliminaires ont été obtenus.

## B.2 Résultats

Les résultats concernant les échantillons à encoches verticales sont tout à fait similaires à ceux obtenus avec les échantillons à encoches latérales, comme le montre la figure B.2. Les courbes sont beaucoup moins "propres" que celles présentées précédemment correspondant aux échantillons à encoche latérale, la lithographie des échantillons n'étant pas parfaitement optimisée.

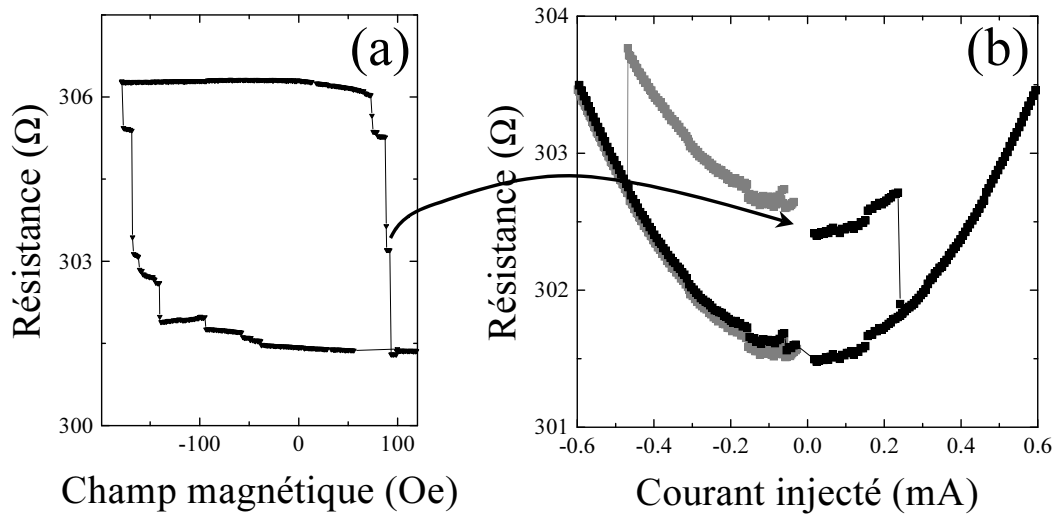


FIG. B.2 – Figure (a) : courbe de résistance en fonction du champ magnétique (cycle mineur). Figure (b) : courbes de résistance en fonction du courant (une à courant positif, l'autre à courant négatif) obtenues en partant de la configuration magnétique correspondant au plateau de la courbe  $R(H)$  à champ positif ( $H = +80$  Oe), pour des courants positifs. Les mesures sont effectuées à 30 K. L'échantillon est un barreau de vanne de spin Py 100 Å / Cu 100 Å / Co 70 Å / CoO 30 Å de 1  $\mu\text{m}$  de large et à encoche verticale (F.I.B.).

Partant du plateau de droite à un champ positif de + 80 Oe, qu'un courant positif ou négatif soit appliqué, un saut vers l'état parallèle des aimantations est observé au delà d'une certaine densité de courant critique, de l'ordre de quelques  $10^6$   $\text{A.cm}^{-2}$ . Les courants critiques sont réduits d'un ordre de grandeur par rapport aux échantillons à encoches latérales, d'où l'intérêt de développer cette méthode à l'avenir.

138 ANNEXE B. CAS DES ÉCHANTILLONS À ENCOCHES VERTICALES

# Bibliographie

- [1] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
- [2] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, and D.C. Ralph, Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000).
- [3] L. Berger, J. Appl. Phys. **49**, 2156 (1978).
- [4] P. P. Freitas and L. Berger, J. Appl. Phys. **57**, 1266 (1985).
- [5] C. Y. Hung and L. Berger, J. Appl. Phys. **63**, 4276 (1988).
- [6] L. Gan, S. H. Chung, K. H. Aschenbach, M. Dreyer, and R. D. Gomez, IEEE Trans. Magn. **36**, 3047 (2000).
- [7] Mott, Proc. Roy. Soc. **156**, 368 (1936).
- [8] A. Fert and I. A. Campbell, Phys. Rev. Lett. **21**, 1190 (1968).
- [9] A. Fert and I. A. Campbell, J. Phys F **6**, 849 (1976).
- [10] I. A. Campbell and A. Fert, *Ferromagnetic materials* (E. P. Wolfarth, North Holland, Amsterdam, 1982).
- [11] R. E. Camley and J. Barnas, Phys. Rev. Lett. **63**, 664 (1989).
- [12] A. Barthelemy and A. Fert, Phys. Rev. B **43**, 13124 (1991).
- [13] B. L. Johnson and R.E. Camley, Phys. Rev. B **44**, 9997 (1991).
- [14] P. M. Levy, S. Zhang, and A. Fert, Phys. Rev. Lett. **65**, 1643 (1990).
- [15] P.Zahn, I. Mertig, M. Richter, and H. Eschrig, Phys. Rev. Lett. **75**, 2996 (1995).
- [16] G. E. W. Bauer, Phys. Rev. Lett. **69**, 1676 (1992).
- [17] S. Zhang and P. M. Levy, J. App. Phys. **69**, 4786 (1991).
- [18] T. Valet and A. Fert, Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).
- [19] F. Schreiber, J. Pflaum, Z. Frait, Th. Muhge, and J. Pelzl, Solid State Com. **93**, 965 (1995).
- [20] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **195**, L261 (1999).
- [21] J. C. Slonczewski, Phys. Rev. B **39**, 6995 (1989).

- [22] L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
- [23] L. Berger, J. Appl. Phys. **81**, 4880 (1997).
- [24] C. Heide and R. J. Elliott, Europhys. Lett. **50**, 271 (2000).
- [25] C. Heide, Phys. Rev. Lett. **87**, 197201 (2001).
- [26] C. Heide, Phys. Rev. B **65**, 054401 (2001).
- [27] C. Heide, P. E. Zilberman, and R. J. Elliott, Phys. Rev. B **63**, 064424 (2001).
- [28] J. Grollier, V. Cros, H. Jaffres, A. Hamzic, J. M. George, G. Faini, J. Ben Youssef, H. Legall, and A. Fert, Phys. Rev. B **67**, 174402 (2003).
- [29] E. B. Myers, F. J. Albert, J. C. Sankey, E. Bonet, R. A. Buhrman, and D.C. Ralph, Phys. Rev. Lett. **89**, 196801 (2002).
- [30] M. D. Stiles and A. Zangwill, J. Appl. Phys **91**, 6812 (2002).
- [31] A. Fert, V. Cros, J. M. George, J. Grollier, H. Jaffres, A. Hamzic, A. Vaures, G. Faini, J. Ben Youssef, and H. Legall, submitted to J. Magn. Magn. Mater. (2003).
- [32] L. Piraux, J. M. George, J. F. Despres, C. Leroy, E. Ferain, R. Legras, K. Ounadjela, and A. Fert, Appl. Phys. Lett. **65**, 2484 (1994).
- [33] W. P. Pratt, S. F. Lee, J. M. Slaughter, R. Loloee, P. A. Schroeder, and J. Bass, Phys. Rev. Lett. **66**, 3060 (1991).
- [34] M. D. Stiles and A. Zangwill, Phys. Rev. B **66**, 014407 (2002).
- [35] F. J. Albert, N. C. Emley, E. B. Myers, D.C. Ralph, and R. A. Buhrman, Phys. Rev. Lett. **89**, 226802 (2002).
- [36] W. Weber, S. Riesen, and H. C. Siegmann, Science **291**, 1015 (2001).
- [37] W. Weber, S. Riesen, C. H. Back, A. Shorikov, V. Anisimov, and H. C. Siegmann, Phys. Rev. B **66**, 100405(R) (2002).
- [38] X. Waintal, E. B. Myers, P. W. Brouwer, and D.C. Ralph, Phys. Rev. B **62**, 12317 (2000).
- [39] Ya. B. Bazaliy, B. A. Jones, and S. C. Zhang, Phys. Rev. B **57**, R3213 (1998).
- [40] S. Zhang, P. M. Levy, and A. Fert, Phys. Rev. Lett. **88**, 236601 (2002).
- [41] A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G. E. W. Bauer, and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **66**, 060404(R) (2002).
- [42] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **66**, 224403 (2002).
- [43] A. Kovalev, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **66**, 224424 (2002).

- [44] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W. C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4281 (1998).
- [45] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W. C. Chiang, V. Tsoi, and P. Wyder, *Nature* **406**, 46 (2000).
- [46] E. B. Myers, D.C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, and R. A. Buhrman, *Science* **285**, 867 (1999).
- [47] J. E. Wegrowe, *Europhys. Lett.* **45**, 626 (1999).
- [48] J. Z. Sun, *J. Magn. Magn. Mater.* **202**, 157 (1999).
- [49] F. J. Albert, J. A. Katine, R. A. Buhrman, and D.C. Ralph, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3809 (2000).
- [50] J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J. M. George, H. Jaffres, A. Fert, G. Faini, J. Ben Youssef, and H. Legall, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3663 (2001).
- [51] J. Z. Sun, D. J. Monsma, D. W. Abraham, M. J. Rooks, and R. H. Koch, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 2002 (2002).
- [52] J. Z. Sun, D. J. Monsma, T. S. Kuan, M. J. Rooks, D. W. Abraham, B. Oezylmaz, A. D. Kent, and R. H. Koch, *J. Appl. Phys.* **93**, 2003 (2003).
- [53] S. Urazhdin, H. Kurt, W. P. Pratt Jr., and J. Bass, arXiv :cond-mat/0303614 (2003).
- [54] S. Urazhdin, N. O. Birge, W. P. Pratt Jr., and J. Bass, arXiv :cond-mat/0303149 (2003).
- [55] J. L. Duvail, S. Dubois, L. Piraux, A. Vaures, A. Fert, D. Adam, M. Champagne, F. Rousseaux, and D. Decanini, *J. Appl. Phys.* **84**, 6359 (1998).
- [56] J. A. Katine, F. J. Albert, and R. A. Buhrman, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 354 (2000).
- [57] K. Bussmann, G. A. Prinz, R. Bass, and J. G. Zhu, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2029 (2001).
- [58] L. Piraux, S. Dubois, A. Fert, and L. Belliard, *Euro. Phys. Journal B* **4**, 413 (1998).
- [59] A. Fert, L. Piraux, A. J. Freeman, and S. D. Bader, *J. Magn. Magn. Mater.* **1-3**, 338 (1999).
- [60] D. X. Chen, E. Pardo, and A. Sanchez, *IEEE Trans. Magn.* **38**, 1742 (2002).
- [61] J. Z. Sun, *Phys. Rev. B* **62**, 570 (2000).
- [62] J. Miltat, G. Albuquerque, A. Thiaville, and C. Vouille, *J. Appl. Phys.* **89**, 6982 (2001).

- [63] Y. Liu, Z. Zhang, P. P. Freitas, and J. L. Martins, Appl. Phys. Lett. **82**, 2871 (2003).
- [64] X. Waintal and M. Viret, arXiv :cond-mat/0301293 (2003).
- [65] E. Simanek, Phys. Rev. B **63**, 224412 (2001).
- [66] L. Berger, J. Appl. Phys. **55**, 1954 (1984).
- [67] L. Berger, J. Appl. Phys. **571**, 2721 (1992).
- [68] M. Klaui, C. A. F. Vaz, J. Rothman, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, and E. Cambril, Phys. Rev. Lett. **90**, 097202 (2003).
- [69] D. Lacour, J. A. Katine, L. Folks, J. R. Childress, M. J. Carey, and B. A. Gurney, arXiv :cond-mat/0306486 (2003).
- [70] A. P. Malozemoff and J. C. Slonczewski, *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials* (Academic, New-York, 1979).
- [71] J. A. Baldwin and G. J. Culler, J. Appl. Phys. **40**, 2828 (1969).
- [72] S. Mizukami, Y. Ando, and T. Miyazaki, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, 580 (2001).
- [73] Th. Gerrits, J. Hohlfeld, O. Gielkens, K. J. Veenstra, K. Bal, Th. Rasing, and H.A.M. van der Berg, J. Appl. Phys. **89**, 7648 (2001).
- [74] S. Ingvarsson, L. Ritchie, X. Y. Liu, G. Xiao, J. C. Slonczewski, P. L. Trouilloud, and R. H. Koch, Phys. Rev. B **66**, 214416 (2002).
- [75] G. G. Cabrera and L.M. Falicov, Phys. Stat. Sol. **61**, 539 (1974).
- [76] M. Viret, D. Vignoles, D. Cole, J. M. D. Coey, W. Allen, D. S. Daniel, and J. F. Gregg, Phys. Rev. B **53**, 8464 (1996).
- [77] P. M. Levy and S. Zhang, Phys. Rev. Lett. **79**, 5110 (1997).
- [78] A. Brataas, G. Tatara, and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **60**, 3406 (1999).
- [79] C. Y. Hung, L. Berger, and C. Y. Shih, J. Appl. Phys. **67**, 5941 (1990).
- [80] E. Salhi and L. Berger, J. Appl. Phys. **73**, 6405 (1993).
- [81] E. Salhi and L. Berger, J. Appl. Phys. **76**, 4787 (1994).
- [82] H. Koo, C. Krafft, and R. D. Gomez, Appl. Phys. Lett. **81**, 862 (2002).
- [83] N. Vernier, D. A. Allwood, D. Atkinson, M. D. Cooke, and R. P. Cowburn, arXiv :cond-mat/0304549 (2003).
- [84] J. Grollier, D. Lacour, V. Cros, A. Hamzic, A. Vaures, A. Fert, D. Adam, and G. Faini, J. Appl. Phys. **92**, 4825 (2002).
- [85] J. Grollier, P. Boulenc, V. Cros, A. Hamzic, A. Vaures, A. Fert, and G. Faini, Appl. Phys. Lett. **83**, 509 (2003).

- [86] T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto, and T. Shinjo, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1116 (1998).
- [87] T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto, K. Mibu, N. Hosoi, and T. Shinjo, *Science* **284**, 468 (1999).
- [88] T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto, K. Mibu, N. Hosoi, and T. Shinjo, *J. Appl. Phys.* **85**, 6181 (1999).
- [89] P. Bruno, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2425 (1999).
- [90] K. Shigeto, T. Okuno, T. Shinjo, Y. Suzuki, and T. Ono, *J. Appl. Phys.* **88**, 6636 (2000).
- [91] K. Shigeto, T. Shinjo, and T. Ono, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2815 (1999).