



HAL
open science

Précession de l'aimantation par transfert de spin dans des nanopiliers magnétiques

Olivier Boulle

► **To cite this version:**

Olivier Boulle. Précession de l'aimantation par transfert de spin dans des nanopiliers magnétiques. Matière Condensée [cond-mat]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2007. Français. NNT : . tel-00175478v4

HAL Id: tel-00175478

<https://theses.hal.science/tel-00175478v4>

Submitted on 10 Apr 2008

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

Olivier Boule

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de L'UNIVERSITE PARIS 6

Sujet de la thèse :

**Précession de l'aimantation par transfert de spin dans
des nanopiliers magnétiques**

soutenue le 26 Avril 2007,

devant le jury composé de :

Albert Fert	directeur de thèse
Giancarlo Faini	
Bernard Dieny	rapporteur
Stéphane Mangin	rapporteur
Peter Levy	
William Sacks	Président du jury
Vincent Cros	

Remerciements

Un grand merci à :

- William Sacks pour avoir présidé mon jury de thèse, Bernard Diény, Stéphane Mangin pour avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse et Peter Levy pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse,
- Alain Friedrich pour m'avoir accepté au sein de l'Unité Mixte de Physique CNRS/Thalès et Jean-Yves Marzin pour m'accepter au sein du laboratoire LPN-CNRS,
- la Direction Générale de l'Armement pour avoir financé cette thèse,
- Albert Fert qui a dirigé cette thèse, m'a tant appris, et pour lequel je ne peux qu'avoir la plus grande admiration. Je le remercie encore pour sa confiance, sa grande disponibilité et son enthousiasme constant,
- Vincent qui a encadré cette thèse de A à Z et m'a accordé la plus grande confiance tout en sachant me faire sortir la tête du guidon quand il le fallait. Je le remercie en particulier pour sa relecture critique du manuscrit qui m'a été bien précieuse,
- Frédéric Petroff qui m'a toujours soutenu et encouragé et dont le savoir encyclopédique m'étonnera toujours,
- Giancarlo Faini qui a co-encadré cette thèse avec brio et m'a appris toutes les joies de la litho. Merci pour sa grande confiance ainsi que sa disponibilité même à la dernière minute,
- Julie Grollier sans qui cette thèse n'aurait pas eu le même visage. Son constant enthousiasme, son soutien pour les manip RF et les simus m'ont plus que bien aidé,
- Annie et Cyrille pour les dépôts pulvé, les mesures AFM (merci Cyrille!!) et leur grande disponibilité et gentillesse, Karim et Stef pour les mesures AFM, Yves Lemaître pour son aide précieuse et sa patience pour l'IBE, Josette pour les dépôts Si_3N_4 , Danièle pour l'aide litho,
- Nelly, merveilleuse organisatrice de mission, et qui, en particulier, réussit à me faire rembourser mes déplacements alors que j'ai jeté depuis longtemps toutes preuves matérielles,

- tous les permanents du labo mixte et en particulier ceux qui m’ont aidé d’une manière ou d’une autre durant cette thèse : Jean-Marie, Richard, Madjid, Agnès, Frédéric Van-Dau, Eric, Javier, Jean-Claude, Bruno, Maurice, Denis, Henri pour ses lumineuses explications, son aide pour les calculs d’accumulation et pour m’avoir fait découvrir un super trompettiste italien, Pierre pour son aide durant mon stage de DEA pour le choix de ma thèse,
- Tous les thésards et post-doc rencontrés durant ces trois années à l’UMR : Anne (notre petite virée aux National Park était bien sympathique), Sana (et oui, je suis passé de l’autre côté de la force maintenant), Hélène (alias Mrs Bee) et Nathalie (merci encore pour ton invitation à ton mariage!) qui ont contribué à l’ambiance sympathique du bureau des thésards au fond à droite et qui ont été plutôt cool avec le seul représentant de la gent masculine dans le bureau, Marc (mention spécial pour tes soirées à la Cité U) et Gervasi (expert en captage WiFi) avec qui j’ai passé des vacances en Californie très sympa, Gustavo pour son aide sur les mesures HF et sa bonne humeur et Manolo pour ses nombreuses aides litho et encouragements durant cette thèse, tous les autres thésards, stagiaires et post-doc qui ont contribué à l’atmosphère sympathique du labo : Sabrina, Rozenn, Benoît, Jean-François, Olivier C., Huan, Martin G., Martin B., Guillemin,
- Au LPN, Laurent Vila que je remercie 1 million de fois pour son énorme disponibilité pour la litho électronique, même quand je le prévenais 2 minutes 25s avant que c’était extrêmement urgent. Ta vidéo du combat Candido Fabre vs Paulito aura bien égayé mes longues journées de rédaction. Si Los Van Van ou Adalberto passe sur Grenoble, prévien-moi. . .
- Les nombreux permanents du LPN qui m’ont aidé durant cette thèse : Edmond, Luc, Dominique Mailly, Frédéric Pierre et Carole Vouille pour l’aide pour la litho électronique. 1000 fois merci! Laurence et Stéphane G. pour les gravure RIE, Laurent et Laetitia pour les dépôts métallisation, Christophe, maître incontesté *ès* litho optique (jamais je n’oublierai cette performance surhumaine d’alignement à $0.3 \mu\text{m}$ en moins de 1 minute!), Xavier pour les dépôts d’isolant, Romain et Aristide pour les nombreuses discussions, l’aide litho et les collaborations fructueuses et Yong pour m’avoir fait découvrir l’importance de la Grèce antique dans le développement de la civilisation actuelle,
- Tous les thésards et post-docs du LPN que j’ai pu rencontrés et qui ont rendu ces trois ans extrêmement sympathiques : tous d’abord mes camarades de galère techno et de lamentations Joseph et Damien, mais aussi Sanae, Laura, Hicham, Christophe, Ko-Hsin, et tous les salseros

et salseras du club LPN salsa,

- Tous mes amis et camarades de soirées agitées durant ces trois ans, j'ai nommé Baya, Djibril, Florence, Emilie, Jeanne, Bruno, Marielle, Nico, Marta, Jorge, Julien, Benoît, Mathilde, Guillaume, Stéphane et Yaya,
- Mes parents que je ne remercierai jamais assez pour tout ce qu'ils ont fait durant ces années de thèse et avant, leur aide « logistique » et affective, leur constant soutien et leur relecture attentive et fastidieuse de cette thèse,
- Sandrine pour son soutien infailible durant cette fin de thèse et en particulier durant la période de rédaction.

Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude expérimentale de la dynamique de l'aimantation induite par le couple de transfert de spin dans des nanopiliers magnétiques. La découverte récente qu'un courant polarisé en spin peut exercer, via un transfert de moment angulaire de spin, un couple sur l'aimantation d'un matériau ferromagnétique offre un nouveau moyen pour manipuler une aimantation sans appliquer de champ externe. Ce couple dit de transfert de spin peut, pour un courant suffisamment élevé, retourner l'aimantation ou dans d'autres conditions, générer des états de précessions entretenus de l'aimantation associées à la génération de micro-ondes. Dans cette thèse, nous avons étudié l'effet de transfert de spin dans des structures magnétiques spécifiques de type Co/Cu/Ni₈₀Fe₂₀, dans lesquelles une nouvelle dépendance angulaire du couple, dite « oscillante », est prédite par les modèles diffusifs de transfert de spin. Ce couple « oscillant » modifie profondément la dynamique de l'aimantation induite par le couple de transfert de spin et permet en particulier d'obtenir des états de précession de l'aimantation sans champ appliqué, uniquement en injectant un courant continu dans la structure. Les caractérisations en transport statique et les mesures haute-fréquence effectuées sur des nanopiliers magnétiques à couple « oscillant » ont permis de mettre clairement en évidence la présence de modes de précession entretenue de l'aimantation à champ faible et même à champ nul, en accord avec les prédictions des modèles. Elles montrent par ailleurs des caractéristiques dynamiques induites par le courant inédites, qui peuvent s'expliquer par des simulations macrospin de la dynamique de l'aimantation. Ce travail de thèse apparaît comme un test réussi des modèles diffusifs de transfert de spin et ouvre la voie à un nouveau type d'oscillateur à transfert de spin qui ne nécessite pas de champ appliqué.

Mots-clés

Magnétisme, électronique de spin, nanotechnologie, transfert de spin, micro-ondes, oscillateurs.

Summary

Magnetization precession by spin transfer in magnetic nanopillars

This thesis is dedicated to the experimental study of the dynamics of magnetization induced by spin transfer in magnetic nanopillars. The recent discovery that a spin polarized current can exert a torque on the magnetization of a ferromagnetic body, via transfer of spin momentum, opens a new way to manipulate magnetization with no applied field. This « spin transfer torque » can, for a high enough current, switch magnetization or even in some cases generate steady precession state of magnetization associated with microwave generation. In this thesis, spin transfer effects were studied in specific Co/Cu/Ni₈₀Fe₂₀ magnetic structures in which an oscillatory angular dependence of the torque (called « wavy ») is predicted by the diffusive spin transfer models. This « wavy » torque deeply modifies the dynamics of magnetization induced by the spin transfer torque and allows precession states of magnetization with no applied field, only by injecting a DC current in the structure. The static transport characterizations and high frequency measurements on this magnetic nanopillars with a « wavy » torque clearly show new kinds of steady precession modes at zero (or low) field, in agreement with the predictions of the theoretical models and the dynamical simulations. This thesis work is a successful test of diffusive models of spin transfer and opens the way to a new type of spin transfer oscillators that do not need an applied field.

Keywords

Magnetism, spintronics, nanotechnology, spin transfer, microwaves, oscillators.

Table des matières

Introduction	1
I Etat de l'art	5
1 L'effet de magnétorésistance géante	7
1.1 Notions sur le transport électronique dans les métaux ferromagnétiques	7
1.2 Modèle à deux courants de la GMR	9
1.3 La GMR-CPP	11
1.3.1 Le phénomène d'accumulation de spin	11
1.3.2 Le modèle de Valet et Fert de CPP-GMR	13
2 Introduction à l'effet de transfert de spin	17
2.1 Principe de l'effet de transfert de spin	17
2.2 Etudes expérimentales	21
2.2.1 Champs faibles : retournement hystérétique de l'aimantation	23
2.2.2 Champs forts : dynamique de l'aimantation	24
2.3 Vers les applications technologiques	27
2.3.1 Ecrire l'information dans des mémoires magnétiques	27
2.3.2 Les oscillateurs à transfert de spin	28
3 Prédire et modifier le couple de transfert de spin	31
3.1 Prédire le couple de transfert de spin	31
3.1.1 Origine du couple de transfert de spin à l'interface métal non magnétique/ferromagnétique	32
3.1.1.1 Mécanisme d'absorption de la composante transverse du courant de spin	32
3.1.1.2 Différentes composantes du couple : Couples « de Slonczewski » et couple de champ effectif	35

3.1.2	Calcul des courants de spin et du couple de transfert de spin	37
3.1.2.1	Méthodes	37
3.1.2.2	Le modèle de Fert	38
3.2	Modifier le couple de transfert de spin	42
4	Dynamique de l'aimantation	45
4.1	Dynamique de l'aimantation dans l'approximation macrospin	45
4.2	Influence de la température	49
4.3	Caractérisation expérimentale de la dynamique	50
4.4	Influence de l'inhomogénéité	53
II	Dépendance angulaire oscillante du couple de transfert de spin : théorie et expérience	57
5	Dépendance angulaire oscillante du couple de transfert de spin : modèles théoriques	59
5.1	Modèles théoriques	60
5.1.1	Le modèle de Barnas-Fert	60
5.1.2	Autres modèles théoriques	62
5.2	Dépendance angulaire du couple oscillante	63
5.2.1	Prédictions du modèle de Barnas-Fert	63
5.2.2	Mécanismes physiques en jeu	65
5.2.3	Influence du terme de courant de spin	68
5.2.4	Influence des électrodes	70
5.2.5	Dépendance angulaire de la magnéto-résistance	71
5.3	Résumé	72
6	Fabrication de nanopiliers magnétiques	75
6.1	Comment fabriquer des nanopiliers magnétiques?	75
6.2	Elaboration de nanopiliers : procédé A	78
6.2.1	La planarisation	79
6.2.2	Fabriquer un pilier haut et de faibles dimensions latérales	81
6.2.2.1	Fabrication de piliers d'or par IBE	81
6.2.2.2	Fabrication de piliers de W par RIE	82
6.2.2.3	Procédé final	83
6.2.3	Propriétés de transport des nanopiliers	86
6.2.3.1	Nanopiliers métalliques à structure GMR	86
6.2.3.2	Jonctions tunnel magnétiques à électrodes métalliques	87

6.2.3.3	Jonctions tunnel à base de SC ferro-	
	magnétique	90
6.2.4	Conclusion	91
6.3	Elaboration de nanopiliers : procédé B	92
6.4	Résumé	95
7	Résultats expérimentaux : Introduction	97
7.1	Structure des nanopiliers	97
7.2	Techniques de mesure	99
8	Caractérisation en transport statique	103
8.1	Nanopiliers IrMn/Co4/Cu/Py8	103
8.1.1	Courbe R(H)	103
8.1.2	Injection de courant partant de l'état P	104
8.1.3	Injection de courant partant de l'état AP	107
8.1.4	Diagramme de phase	108
8.1.5	Discussion	109
	8.1.5.1 Excitations en courant positif	109
	8.1.5.2 Excitations en courant négatif	110
	8.1.5.3 Excitation de la couche fixe?	113
8.1.6	Résumé	115
8.2	Nanopilier Co8/Cu/Py8	115
8.2.1	Courbe R(H) à faible courant	115
8.2.2	Courant positif	116
	8.2.2.1 Injection de courant partant de l'état P	116
	8.2.2.2 Injection de courant partant de l'état AP	117
8.2.3	Courant négatif	119
8.2.4	Résumé	122
9	Caractérisation fréquentielle	123
9.1	Nanopilier Co(8nm)/Cu/Py(8nm)	124
9.1.1	Courant positif	124
	9.1.1.1 Spectres hyperfréquence à bas champ	124
	9.1.1.2 Dépendance de la fréquence avec le champ	128
	9.1.1.3 Diagramme de phase dynamique	130
	9.1.1.4 Discussion	132
9.1.2	Courant négatif	133
9.2	Nanopiliers IrMn/Co(4nm)/Cu/Py(8nm)	137
9.3	Nanopiliers Cu/Co(4nm)/Cu/Py(8nm)	139
9.4	Résumé	141

10 Simulation macrospin	143
10.1 Méthodes	143
10.2 Résultats	145
10.2.1 T=0 K	145
10.2.2 T=300 K	148
10.3 Comparaison avec les résultats expérimentaux	149
10.3.1 Diagramme de phase	150
10.3.2 Courbes R(I)	150
10.3.3 Fréquence	152
10.3.4 Puissance	155
10.4 Résumé	157
Conclusion et perspectives	159
Annexes	165
A Le modèle de Barnas Fert	165
B Les techniques usuelles de nanofabrication	169
B.1 Techniques de dépôt de couches minces	170
B.1.1 La pulvérisation cathodique	170
B.1.2 L'évaporation	171
B.2 Les techniques de lithographie	171
B.2.1 Introduction	171
B.2.2 La lithographie optique	173
B.2.3 La lithographie électronique	173
B.3 Les techniques de gravure	174
B.3.1 La gravure ionique à faisceau d'ion	174
B.3.2 La gravure ionique réactive	176
C Résultats complémentaires dans les nanopiliers IrMn/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm)	179
C.1 Caractérisation en transport statique	180
C.2 Caractérisation fréquentielle	183
C.2.1 Etat antiparallèle	183
C.2.2 Etat de résistance intermédiaire stable à courant nul	184
D Paramètres utilisés pour les simulations macrospin	187
E Calcul du couple de transfert de spin	191

Introduction

Depuis sa prédiction théorique en 1996 par J. Slonczewski [1] et L. Berger [2], l'effet de transfert de spin a été l'objet d'un effort de recherche considérable. Ce nouvel effet offre la possibilité de manipuler l'aimantation d'un matériau magnétique grâce à un courant polarisé en spin sans appliquer de champ externe [3], et dans d'autres conditions, de générer de nouveaux états dynamiques de l'aimantation [4].

Expérimentalement, il a été le plus souvent étudié dans des structures tricouches $F_1/N/F_2$ dans lesquelles deux couches ferromagnétiques d'épaisseurs différentes sont séparées par une couche non-magnétique, le courant étant injecté perpendiculairement aux plans des couches. Les densités de courant nécessaires pour exciter l'aimantation étant importantes ($\sim 10^7$ A/cm²), la tricouche est le plus souvent découpée sous la forme d'un pilier de dimensions latérales de l'ordre de 100 nm, ce qui permet d'obtenir des courants critiques de l'ordre du mA¹. Dans ces structures tricouches, la couche ferromagnétique épaisse permet de polariser en spin le courant traversant la couche ferromagnétique fine, dont l'aimantation est excitée par transfert de spin. Lorsque le courant polarisé pénètre dans la couche fine, le spin des électrons de conduction est transféré à l'aimantation locale; ce transfert de spin est équivalent à un couple exercé sur l'aimantation. Pour une densité de courant injectée suffisamment élevée, ce couple entraîne à champ nul ou faible, le retournement irréversible de l'aimantation et pour des champs plus élevés (typiquement supérieurs au champ coercitif), la précession entretenue de l'aimantation associée à l'émission d'ondes hyperfréquence. Ces deux types de comportement (renversement de l'aimantation et précession) permettent d'envisager deux applications technologiques de l'effet de transfert de spin : d'une part un nouveau moyen d'écrire l'information dans des mémoires magnétiques et d'autre part un nouveau type d'oscillateurs hyperfréquence sub-micrométrique contrôlables en courant.

¹Une autre géométrie dite « nanocontact » consistant à injecter le courant dans une multicouche continue à l'aide d'un contact ponctuel mécanique [5] ou lithographié [6] de diamètre compris entre 10 et 50 nm de diamètre peut aussi être utilisée.

Suivant l'approche originale de Slonczewski [1], de nombreuses études théoriques ont souligné que le couple de transfert de spin est relié directement à la polarisation en spin du courant pénétrant dans le matériau magnétique et plus précisément à l'absorption de la composante transverse à l'aimantation [7, 8]. Les premiers modèles de transfert de spin [1, 9, 10] calculaient cette polarisation dans une hypothèse balistique. Cependant, depuis l'étude de l'effet de magnétorésistance géante CPP-GMR [11, 12], il est bien connu que, dans cette géométrie, la polarisation du courant est influencée fortement par les effets d'accumulation de spin, contrôlés par la relaxation de spin dans la structure. Pour décrire correctement le transport électronique, il est nécessaire d'utiliser des modèles diffusifs, prenant en compte cette relaxation [11]. D'autre part, les diffusions (« scattering ») dépendant du spin à l'intérieur des couches jouent aussi un rôle important.

Au début de cette thèse, le rôle du transport diffusif sur le couple de transfert de spin n'avait pas été clairement mis en évidence expérimentalement. Les premiers résultats convaincants soulignant ce rôle ont été obtenus dans le groupe de Michigan State University en 2004 en collaboration avec A. Fert [13, 14] : ces expériences montrent qu'en dopant les couches magnétiques avec des impuretés ou en insérant des matériaux diffusant fortement les spins en dehors de la tricoche magnétique, l'amplitude et même le signe des courants critiques de renversement de l'aimantation à faible champ pouvaient être modifiés.

Récemment, Barnas et Fert [15] ont prédit que dans certaines structures spécifiques, les phénomènes diffusifs dans la structure pouvaient aussi modifier profondément la dynamique de l'aimantation induite par le couple de transfert de spin. Cette nouvelle dynamique est liée à une dépendance non-standard du couple de transfert de spin avec l'angle que font les deux aimantations. Cette dépendance angulaire, dite « oscillante », modifie la stabilité des états statiques de l'aimantation P et AP à faible champ : les deux états sont stabilisés par le couple pour une polarité du courant et déstabilisés pour une polarité opposée. Dans ce dernier cas, le couple entraîne une précession entretenue de l'aimantation, même en l'absence de champ magnétique appliqué. Il est donc théoriquement possible dans ces structures de générer des micro-ondes à champ nul grâce au courant. L'objectif de cette thèse a été d'étudier expérimentalement, par des mesures de transport statique et des mesures fréquentielles dans la gamme hyperfréquence, la dynamique de l'aimantation induite par le couple de transfert de spin dans ces structures spécifiques et en particulier la mise en évidence de ces précessions de l'aimantation à champ faible ou nul. Cette étude a un intérêt tant fondamental que technologique. Elle permet d'une part un nouveau test de l'influence des phénomènes diffusifs sur le couple de transfert de spin, à l'origine de la

dépendance angulaire oscillante. Elle ouvre d'autre part la voie à un nouveau type d'oscillateur à transfert de spin qui ne nécessite pas de champ appliqué.

Le manuscrit de cette thèse est organisé en deux parties. Nous présentons dans une première partie un état de l'art des connaissances expérimentales et théoriques actuelles de l'effet de transfert de spin. Ceci nous permet d'introduire les concepts de base nécessaires à la compréhension des résultats théoriques et expérimentaux de cette thèse, présentés dans la seconde partie. Après avoir introduit, l'effet de magnéto-résistance géante et les bases de l'effet de transfert de spin (chapitres 1 et 2), nous présentons dans le chapitre 3 les modèles récents permettant de prédire le couple de transfert de spin dans des multicouches magnétiques métalliques et en particulier celui de A. Fert. Enfin, la dynamique de l'aimantation en présence du couple de transfert de spin est décrite dans le chapitre 4.

Les résultats théoriques et expérimentaux obtenus durant cette thèse sont regroupés dans la seconde partie :

Le principe physique de la dépendance angulaire oscillante du couple de transfert de spin est introduit dans le chapitre 5. Nous montrons qu'il est possible, en jouant sur les phénomènes de relaxation de spin dans la structure, d'obtenir une nouvelle dépendance angulaire du couple permettant la précession de l'aimantation à champ nul. Les mécanismes physiques à l'origine de cette nouvelle dépendance angulaire et l'influence des paramètres physiques en jeu seront discutés.

Nous présentons dans le chapitre 6 les différentes méthodes de fabrication de nanopiliers développées durant cette thèse. Elles ont permis de fabriquer des piliers de longue durée de vie et supportant des densités de courant élevés, caractéristiques indispensables pour l'étude de l'effet de transfert de spin.

Nous présentons dans le chapitre 8 les résultats de transport statiques obtenus sur plusieurs types de nanopilier dans lesquels une dépendance angulaire oscillante du couple de transfert de spin est prédite par les modèles. Des excitations en transport statique sont observées lors de l'injection de courant à champs faibles ou nuls. Les mesures fréquentielles présentées dans le chapitre 9 montrent que ces excitations sont associées à des modes de précession entretenues de l'aimantation dans la gamme hyperfréquence. Ces résultats expérimentaux sont comparés dans le chapitre 10 avec les prédictions de simulations de la dynamique de l'aimantation induites par le couple de transfert de spin dans le cas d'une dépendance angulaire oscillante. Les simulations reproduisent de manière satisfaisante les caractéristiques statiques et dynamiques observées expérimentalement et permettent de mieux caractériser les modes dynamiques excités par le couple de transfert de spin.

Première partie

Etat de l'art

Chapitre 1

L'effet de magnétorésistance géante

L'effet de magnétorésistance géante (ou GMR) est lié à l'action du magnétisme sur le courant électrique dans des multicouches magnétiques. L'effet de transfert de spin, dû à l'action du courant sur le magnétisme, est en quelque sorte l'effet inverse de la GMR, et lui est intrinsèquement lié. L'effet GMR est utile dans les expériences de transfert de spin car il permet de sonder l'action du courant sur l'aimantation. D'autre part, la description théorique de la GMR permet d'introduire et de prédire des grandeurs clé dans l'étude du transfert de spin comme l'accumulation de spin et la polarisation en spin du courant.

Après avoir introduit les notions essentielles du transport électronique dans les métaux ferromagnétiques (section 1.1), nous décrivons un modèle simple, dit à « deux courant », de la GMR (section 1.2). L'accumulation de spin et le modèle de Valet et Fert de la GMR en géométrie perpendiculaire sont finalement détaillés dans la section 1.3.

1.1 Notions sur le transport électronique dans les métaux ferromagnétiques

Le transport électronique dans les métaux ferromagnétiques est dépendant du spin de l'électron [16, 17, 18]. Cette propriété est à l'origine de l'effet de magnétorésistance géante.

Les métaux de transition ferromagnétiques Fe, Co, Ni et leurs alliages ont des sous-bandes $3d^\uparrow$ et $3d^\downarrow$ décalées du fait de l'interaction d'échange (Fig. 1.1(a)). Ce décalage génère non seulement une aimantation spontanée, mais aussi des densités d'état au niveau de Fermi et des mobilités différentes

pour les électrons de spins up et down, à l'origine de la polarisation en spin du courant.

Dans la limite des basses températures ($T \ll T_c$), où le mélange des canaux de conduction de spin up et down par les ondes de spin est gelé, on peut considérer que le spin des électrons est conservé lors de la plupart des événements de diffusion. Ainsi, le transport des électrons de spin up et down peut être représenté par deux canaux de conduction parallèles indépendants. C'est le modèle de conduction à deux courants de Mott [16, 17, 18] (Fig. 1.1(b)). Dans les métaux ferromagnétiques, ces deux canaux ont des résistivités ρ^\uparrow et ρ^\downarrow différentes, suivant que le spin des électrons est parallèle (\uparrow) ou antiparallèle (\downarrow) à la direction de l'aimantation (on parle aussi de spin majoritaire (\uparrow) et minoritaire (\downarrow)).

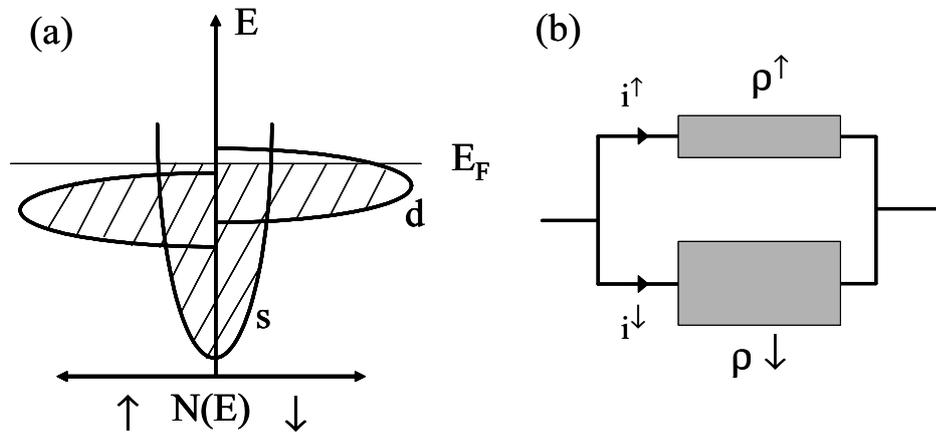


FIG. 1.1 – (a) Représentation schématique de la structure de bande d'un métal de transition ferromagnétique fort comme le Co ou le Ni. (b) Circuit équivalent du modèle à deux courants.

Cette différence s'explique principalement par la dissymétrie des densités d'état au niveau de Fermi pour les deux directions de spin. Les bandes croisant le niveau de Fermi et participant à la conduction sont les bandes s, d et s-d hybridées, mais on peut considérer en première approximation que les électrons s plus légers conduisent la plus grande partie du courant. Le recouvrement des états s et d au niveau de Fermi permet aux électrons s d'être diffusés vers des états d plus localisés de même énergie et de même spin, et cette diffusion est d'autant plus probable que la densité d'état d au niveau de Fermi est importante. La différence des densités d'état d^\uparrow et d^\downarrow au niveau de Fermi va donc entraîner des probabilités de transition différentes pour les électrons s de spin \uparrow et \downarrow . Dans le cas du Co et du Ni, la sous-bande $3d^\uparrow$ remplie se trouve en-dessous du niveau de Fermi et la densité d'état $3d^\uparrow$ au

niveau de Fermi est nulle (Fig. 1.1). La diffusion $s \rightarrow d$ n'est donc possible que pour les électrons $s \downarrow$. Ceci entraîne un taux de diffusion plus élevé et une résistivité plus grande pour le canal de spin minoritaire \downarrow . La différence des résistivités ρ_{\uparrow} et ρ_{\downarrow} a aussi une origine extrinsèque, liée à la présence d'impureté ou de défauts dont le potentiel de diffusion dépend du spin.

A basse température, la résistivité du métal ferromagnétique est donnée par :

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}}$$

A haute température, la diffusion des électrons de conduction par les magnons entraîne un mélange des deux canaux de conduction et la résistivité s'exprime sous la forme :

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}}$$

où $\rho_{\uparrow\downarrow}$ est un terme de résistivité traduisant le mélange des courants de spin [19]. A partir de ρ_{\uparrow} et ρ_{\downarrow} , on peut définir le coefficient d'asymétrie de spin $\alpha = \rho_{\downarrow}/\rho_{\uparrow}$ ou $\beta = (\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow})/(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})$. Dans le cas du Co ou du Ni, on a $\rho_{\uparrow} < \rho_{\downarrow}$ et donc $\alpha > 1$. Une conséquence importante de la différence de résistivité des canaux de conduction de spin minoritaire et majoritaire est que le courant est polarisé en spin. Dans le cas du Co par exemple, la plus grande partie du courant passe dans le canal de spin \uparrow de résistivité plus faible. En notant j_{\uparrow} et j_{\downarrow} les courants associés respectivement aux électrons de spin \uparrow et \downarrow , on peut définir la polarisation en spin du courant p par $p = (j_{\uparrow} - j_{\downarrow})/(j_{\uparrow} + j_{\downarrow})$. La polarisation p est égale au coefficient d'asymétrie β à basse température.

1.2 Modèle à deux courants de la GMR

Le modèle à deux courants permet de décrire de manière simple l'effet GMR dans les multicouches magnétiques. Pour cela, considérons une multicouche formée de plusieurs couches de métaux ferromagnétiques séparées par des métaux non magnétiques et traversée par un courant (Fig. 1.2). Nous supposons d'une part que $\alpha > 1$ (les électrons de spin minoritaire sont plus diffusés que ceux de spin majoritaire), d'autre part que le spin est conservé lors des phénomènes de diffusion en nous plaçant à basse température.

Nous notons r la résistance de la couche ferromagnétique pour le canal de spin majoritaire (même direction que l'aimantation) et R la résistance pour le canal de spin minoritaire (direction opposée à l'aimantation), avec $r < R$. Nous notons \pm la direction absolue de spin suivant l'axe z de quantification

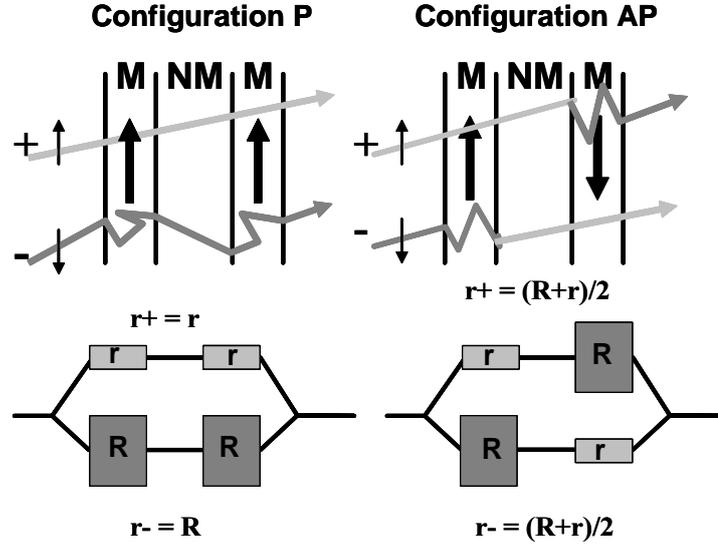


FIG. 1.2 – (haut) : Représentation schématique du mécanisme de conduction dans une multicouche magnétique, dans les configurations P et AP, pour les deux directions de spin $+1/2$ (canal+) et $-1/2$ (canal-). (bas) : Circuit équivalent de résistance associé.

aligné suivant la direction des aimantations des couches ferromagnétiques supposées colinéaires. Dans la configuration parallèle, les électrons des canaux de spins $+$ et $-$ sont respectivement des électrons de spin majoritaire et minoritaire dans toutes les couches magnétiques. Ceci se caractérise par des résistances $r_+ = r$ et $r_- = R$ différentes pour les deux canaux de spin. La résistance finale est $r_P = rR/(r + R)$. Dans le cas d'une forte asymétrie de spin ($\alpha \gg 1$ et $r \ll R$), la multicouche est court-circuitée par le canal de spin $+$ et $r_P = r$. Dans la configuration antiparallèle des aimantations, les électrons des deux canaux sont alternativement des électrons de spins majoritaire et minoritaire et l'effet de court-circuit par un des canaux disparaît. La résistance est alors $(R + r)/2$ pour les deux canaux et la résistance finale $r_{AP} = (R + r)/4$ supérieure à r_P . On peut en déduire la GMR :

$$GMR = \frac{r_{AP} - r_P}{r_P} = \frac{(R - r)^2}{4Rr}$$

Ce modèle simple est valable pour des géométries où le courant passe parallèlement aux plans des couches (géométrie « CIP ») ou perpendiculairement aux plans des couches (géométrie « CPP »), tant que les épaisseurs des couches sont petites devant une longueur caractéristique, différente pour chaque géométrie. Il s'agit du libre parcours moyen λ pour la géométrie CIP et de la longueur de diffusion de spin l_{sf} pour la géométrie CPP. Dans le cas

de la géométrie CIP, le transport est moyenné sur une épaisseur de couche de l'ordre de λ . La GMR diminue fortement lorsque l'épaisseur de la couche non magnétique est supérieure à λ [20, 21, 22], car un électron ne « voit » pas l'aimantation relative de plusieurs couches magnétiques. Dans le cas de la géométrie CPP, les électrons traversent toutes les couches et des phénomènes d'accumulation de spin apparaissent lorsque les épaisseurs des couches sont de l'ordre de l_{sf} , généralement grand devant λ . Ils sont à l'origine de courants de diffusion de spin non pris en compte dans le modèle précédent. D'autre part, ce modèle suppose que les phénomènes de diffusion dépendant du spin sont uniquement extrinsèques et dus à des défauts et impuretés dans les couches magnétiques, ainsi qu'à la rugosité d'interface [23]. Il néglige les réflexions spéculaires aux interfaces, liées au potentiel intrinsèque de la multicouche parfaite.

Les mesures de GMR effectuées durant cette thèse étant dans la géométrie CPP, nous décrivons plus en détails celle-ci dans la section suivante. Comme souligné plus haut, elle se caractérise par des phénomènes d'accumulation de spin à l'origine de courant de diffusion de spin qui joue un rôle important dans la GMR, mais aussi dans l'effet de transfert de spin.

1.3 La magnéto-résistance géante CPP

1.3.1 Le phénomène d'accumulation de spin

Le phénomène d'accumulation de spin s'explique simplement en considérant une interface entre un matériau ferromagnétique et un matériau non magnétique traversée par un courant (Fig. 1.3(a)). Loin de l'interface, dans le métal ferromagnétique, le courant est polarisé en spin : le courant de spin + est plus grand que le courant de spin -. Dans le métal non magnétique, le courant n'est pas polarisé et les deux courants de spin sont égaux. Si on effectue un bilan, on voit qu'il arrive sur l'interface plus d'électrons de spin + et moins d'électrons de spin - qu'il n'en sort. Ceci entraîne une accumulation de spin + et une déplétion de spin - au niveau de l'interface, entraînant des potentiels chimiques μ_+ et μ_- différents. Cette accumulation est contrebalancée par un processus de relaxation retournant le spin des électrons, caractérisé par un temps τ_{sf} ¹ et une longueur de diffusion l_{sf} dépendant du matériau, correspondant à la distance moyenne parcourue par un électron de conduction entre deux collisions renversant son spin. Un état stationnaire est atteint lorsque cette relaxation compense l'injection de spin par le courant.

¹A basse température, τ_{sf} a principalement pour origine la partie spin-orbite de potentiels de diffusion dus à des défauts, impuretés, ou rugosité d'interface [11, 24]

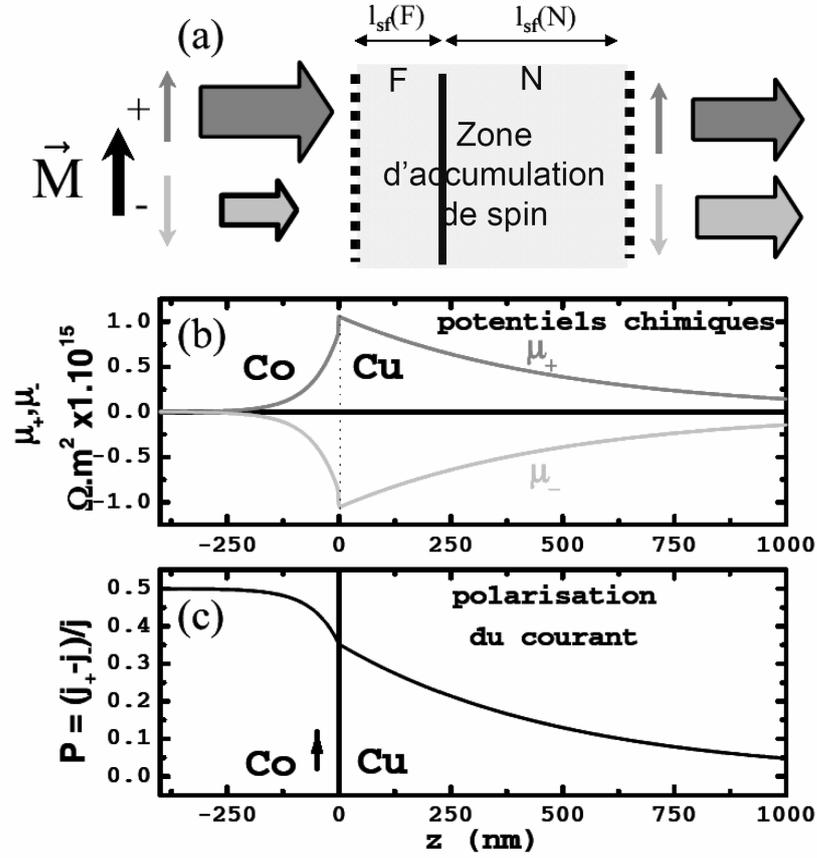


FIG. 1.3 – (a) Illustration de l'effet d'accumulation de spin à une interface ferromagnétique/non magnétique, pour un courant d'électron allant de la gauche vers la droite. (b) Potentiels chimiques de spin $+$ (μ_+) et $-$ (μ_-) par unité de densité de courant en fonction de la distance x à une interface Co/Cu, calculés par le modèle de Valet et Fert . (c) Polarisation en spin correspondante.

L'accumulation de spin s'amortit autour de l'interface sur une distance caractéristique égale au l_{sf} du matériau, qui est typiquement de $0.5 \mu\text{m}$ dans le Cu et de 60 nm dans le Co [12, 25, 26] (Fig. 1.3(b)). La présence de l'accumulation de spin entraîne l'apparition de courant de diffusion de spin lié à la présence d'un gradient d'accumulation près de l'interface (Fig. 1.3(c)). Ce courant diminue l'asymétrie en spin du courant dans le métal ferromagnétique et réduit l'effet de court-circuit par un canal de spin préférentiel (cf section précédente). Ceci augmente la résistivité effective de la zone où se produit l'accumulation [11].

L'accumulation de spin joue un rôle important dans la CPP-GMR et son rôle a été décrit théoriquement par Valet et Fert en 1993 [11].

1.3.2 Le modèle de Valet et Fert de CPP-GMR

Le modèle de Valet et Fert décrit le transport électronique dans une multicouche magnétique par une équation de Boltzmann qui inclut le temps de retournement de spin τ_{sf} et les potentiels chimiques dépendant du spin μ_+ et μ_- . Les phénomènes de relaxations de spin dans chaque couche sont décrits par des équations de diffusion de l'accumulation et du courant de spin tandis que les diffusions aux interfaces et les réflexions spéculaires sont traitées en introduisant des conditions aux limites pour ces même grandeurs. Les aimantations des différentes couches magnétiques sont colinéaires par hypothèse.

Par la suite, on considère une multicouche formée de couches magnétiques F_i séparées par des couches non-magnétiques N_i traversée par un courant (densité de courant j) s'écoulant dans la direction x perpendiculaire au plan des couches. Les directions des aimantations sont supposées colinéaires et alignées (parallèlement ou antiparallèlement) suivant l'axe z pris comme axe de quantification. Les symboles $+$ et $-$ sont associés à la direction absolue de la direction de spin ($s_z = \pm 1/2$) et \uparrow et \downarrow aux directions de spin majoritaire et minoritaire respectivement. On définit la densité de courant de spin par $j_s = -\frac{\hbar}{2}(j_+ - j_-)/e$, avec j_+ et j_- les densités de courant associées respectivement aux électrons de spin $+$ et $-$. On peut écrire la densité d'électrons de spin de direction σ hors-équilibre n_σ , comme $n_\sigma = n_0 + \delta n_\sigma$, avec n_0 la densité à l'équilibre. On définit l'accumulation de spin comme $\Delta s = (\hbar/2)(\delta n_+ - \delta n_-)$. Le potentiel électrochimique d'accumulation de spin $\Delta\mu = (\mu_+ - \mu_-)$ est relié à l'accumulation de spin Δs par $\Delta\mu = \frac{2}{\hbar} \frac{\Delta s}{N(E_F)}$, avec $N(E_F)$ la densité d'état au niveau de Fermi pour une direction de spin. On note ρ_{F_i} et ρ_{N_i} les résistivités respectivement des couches F_i et N_i .

Dans le cas où τ_{sf} est grand devant les temps de relaxation de quantité de mouvement τ_\uparrow et τ_\downarrow ² et en supposant des bandes paraboliques, les équations de transport suivantes se déduisent de l'équation de Boltzmann :

$$j_{+(-)} = \frac{1}{e\rho_{+(-)}} \frac{\partial \mu_{+(-)}}{\partial x} \quad (1.1)$$

$$j_+ + j_- = j \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial(j_+ - j_-)}{\partial x} = \frac{eN(E_F)\Delta\mu}{\tau_{sf}} \quad (1.3)$$

L'équation (1.1) n'est autre que la loi d'Ohm généralisée. Les équations (1.2) et (1.3) traduisent respectivement la conservation de la charge

²Cette hypothèse est généralement vérifiée. Pour la grande majorité des matériaux utilisés en CPP-GMR, τ_{sf} est supérieur à $\tau_{\uparrow(\downarrow)}$ d'au moins un facteur 10^2 [11, 24].

et la conservation du spin, c'est-à-dire l'égalité entre la divergence du courant de spin et la relaxation de spin, proportionnelle à $\Delta\mu/\tau_{sf}$. Dans le cas où l'aimantation est alignée suivant les z positifs, on peut déduire de (1.1) et (1.2) le courant de spin j_s en fonction de j et $\Delta\mu$, du coefficient d'asymétrie β et de ρ_F^* tel que $\rho_{\uparrow(\downarrow)} = 2\rho_F^*(1 \mp \beta)$:

$$j_s = -\frac{\hbar}{2e} \left(\beta j + \frac{1}{2e\rho_F^*} \frac{\partial\Delta\mu}{\partial x} \right) \quad (1.4)$$

Le premier terme est lié aux résistivités différentes des deux canaux de spin dans le métal ferromagnétique massif (voir section 1.1). Le second terme est une nouvelle source de courant de spin liée au gradient d'accumulation près de l'interface. Cette équation montre qu'il est aussi possible d'injecter, grâce à l'accumulation, des courants de spin dans un métal non magnétique ($\beta = 0$).

Des équations (1.1) et (1.3), on déduit l'équation de diffusion pour $\Delta\mu$:

$$\frac{\partial^2\Delta\mu}{\partial x^2} - \frac{\Delta\mu}{l_{sf}^2} = 0 \quad (1.5)$$

l_{sf} est la longueur de diffusion de spin, donnée ici par :

$$l_{sf} = \left(\frac{\lambda_{sf}\lambda_m}{3} \right)^{1/2} \quad (1.6)$$

où $\lambda_{sf} = v_F\tau_{sf}$, $\lambda_m = \left(\frac{1}{\lambda_{\uparrow}} + \frac{1}{\lambda_{\downarrow}} \right)^{-1}$ avec $\lambda_{\uparrow(\downarrow)} = v_F\tau_{\uparrow(\downarrow)}$, v_F étant la vitesse de Fermi.

La solution de (1.5) est $\Delta\mu(x) = A \exp(x/l_{sf}) + B \exp(-x/l_{sf})$, A et B étant des constantes. Les courant de spin j_+ et j_- suivent eux aussi une loi du type exponentiel d'argument l_{sf} , qui apparaît ainsi comme la longueur caractéristique gouvernant le transport. Ces solutions calculées dans chaque couche sont reliées par des conditions aux limites prenant en compte la diffusion aux interfaces. On introduit pour cela une résistance d'interface dépendant du spin $r_{\uparrow(\downarrow)}$ à laquelle est associée un coefficient d'asymétrie de spin γ tel que $r_{\uparrow(\downarrow)} = 2r_b(1 - (+)\gamma)$. Elle se traduit par une discontinuité du potentiel chimique à l'interface $x = x_0$:

$$\mu_{+(-)}(x = x_0^-) - \mu_{+(-)}(x = x_0^+) = r_{+(-)}[j_{+(-)}(x = x_0)/e] \quad (1.7)$$

Les courants dépendants du spin sont supposés continus aux interfaces (la relaxation de spin aux interfaces est négligée³) et :

³La relaxation de spin aux interfaces peut être prise en compte en insérant une couche artificielle d'épaisseur t de l_{sf} très court, caractérisée par le coefficient de *spin memory loss* interfacial $\delta = t/l_{sf}$ [27]

$$j_{+(-)}(x = x_0^-) - j_{+(-)}(x = x_0^+) = 0 \quad (1.8)$$

On obtient grâce à ces équations l'accumulation de spin et le courant de spin dans toute la multicouche (voir par exemple Fig. 1.3(b),(c)). On en déduit la résistance totale de la multicouche dans la configuration parallèle et antiparallèle en calculant la partie du potentiel chimique indépendante du spin aux extrémités de la multicouche.

Ceci permet d'exprimer la GMR en fonction des différentes résistivités (ρ_{F_i} et ρ_{N_i}), résistance d'interface (r_b), coefficients d'asymétries (β et γ), et du rapport t/l_{sf} , t étant l'épaisseur de la couche, pour les différents matériaux. Il faut souligner que dans la limite où l_{sf} est grand devant l'épaisseur des couches, on retrouve bien le modèle à deux courants présenté dans la section 1.1.

Chapitre 2

Introduction à l'effet de transfert de spin

Nous introduisons dans ce chapitre le principe physique du transfert de spin (section 2.1), et décrivons deux manifestations expérimentales importantes de l'action du couple de transfert de spin sur l'aimantation (section 2.2) : le renversement hystérétique de l'aimantation à faible champ et la dynamique entretenue de l'aimantation à fort champ. Nous concluons par les applications technologiques potentielles qui découlent de ces deux effets (section 2.3).

2.1 Principe de l'effet de transfert de spin

L'effet de transfert de spin a été proposé théoriquement par J. Slonczewski et L. Berger en 1996 [1, 9]. Considérons deux couches ferromagnétiques séparées par une couche non magnétique et traversées par un courant s'écoulant perpendiculairement au plan des couches (voir figure 2.1). La première couche ferromagnétique F_1 est épaisse de sorte que son aimantation \vec{M}_1 est insensible à l'effet de transfert de spin et peut-être supposée fixe. Elle joue le rôle de polariseur en spin du courant. La seconde couche ferromagnétique F_2 est fine, et son aimantation \vec{M}_2 libre de bouger sous l'action du courant. Les aimantations des deux couches ferromagnétiques sont supposées être non-colinéaires et on les assimile à des macrospins (leur aimantation est uniforme). La direction de la polarisation en spin du courant dans le métal normal ne peut être parallèle aux deux aimantations \vec{M}_1 et \vec{M}_2 simultanément. Elle fait donc un angle avec l'aimantation de la couche fine \vec{M}_2 et possède ainsi une composante transverse¹ par rapport à celle-ci

¹C'est-à-dire dans le plan perpendiculaire à \vec{M}_2 .

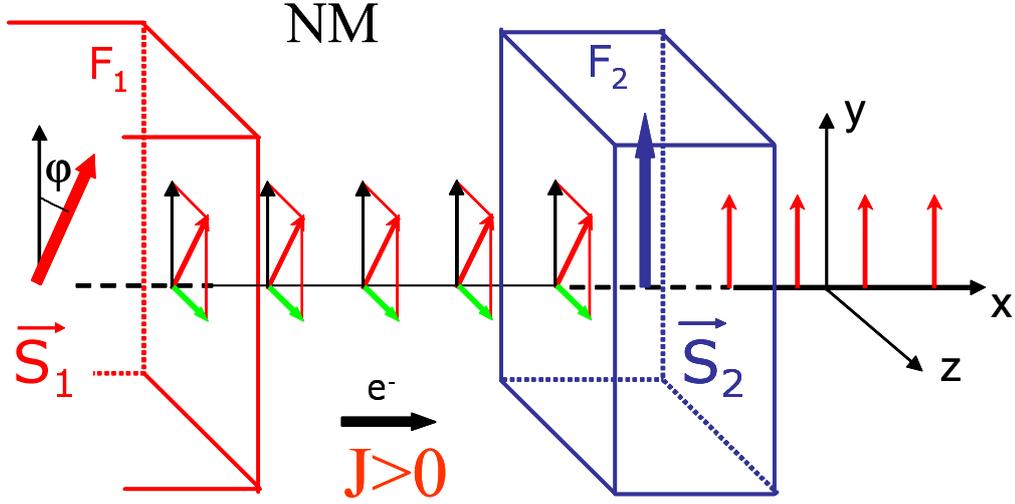


FIG. 2.1 – Schéma de la structure tricouche proposée initialement par J. Slonczewski. Les aimantations \vec{M}_1 et \vec{M}_2 ont une direction opposée aux macrospins \vec{S}_1 et \vec{S}_2 correspondants et s'écrivent $\vec{M}_i = -g\mu_B/(\hbar V_i)\vec{S}_i$, avec V_i le volume de F_i .

(en vert sur la figure 2.1). En traversant la couche F_2 , les électrons alignent leur spin avec la direction de l'aimantation locale \vec{M}_2 du fait de l'interaction d'échange. Cette interaction conservant le spin, cela signifie que la composante transverse du courant de spin a été absorbée et transférée à l'aimantation. Ce transfert de moment angulaire est équivalent à un couple $\vec{\tau}$ exercé sur l'aimantation \vec{M}_2 , appelé « couple de transfert de spin ». Ce couple de transfert de spin est égal au courant de spin transverse à \vec{M}_2 absorbé.

On peut l'exprimer en fonction de la polarisation en spin P du courant dans la couche non magnétique, représentant le spin moyen porté par chaque électron du courant et de l'angle φ entre les deux macrospins \vec{S}_1 et \vec{S}_2 associés respectivement aux aimantations \vec{M}_1 et \vec{M}_2 ². Nous supposons pour simplifier que le spin des électrons de conduction dans la couche non magnétique a la même direction que \vec{S}_1 ³. Une section de surface A de F_2 est traversée par unité de temps par Aj/e électrons, j étant la densité de courant et e la charge de l'électron. Dans la couche non magnétique, chaque électron du courant

²les directions de \vec{M}_1 et \vec{M}_2 sont opposées aux macrospins \vec{S}_1 et \vec{S}_2 de la figure 2.1.

³Nous verrons dans les chapitres 3.1.2.2, p 40 et 5.1, p 61 qu'en réalité le spin des électrons dans la couche non magnétique fait un angle $\varphi_g(\varphi)$ avec \vec{S}_1 . Cependant, l'expression 2.1 du couple de transfert de spin reste exact en incluant les corrections dues à $\varphi_g(\varphi)$ dans le facteur de polarisation du courant $P(\varphi)$. Voir les équations 5.2 et 5.3 p 61 pour plus de détails.

porte en moyenne un spin $P\hbar/2$. Le courant de spin suivant \vec{S}_1 est donc $(P\hbar/2)(Aj/e)$. En projetant ce courant suivant la direction \vec{u}_z transverse au macrospin \vec{S}_2 , on obtient le courant de spin transverse dans la couche non magnétique égal au couple de transfert de spin $\vec{\tau}$:

$$\vec{\tau} = \text{courant de spin transverse absorbé} = AP \sin \varphi \frac{\hbar j}{2e} \vec{u}_z \quad (2.1)$$

La polarisation P dépend à priori de φ . On peut déjà noter sur cette expression que le sens du couple dépend du signe du courant.

En écrivant $\sin \varphi \vec{u}_z = \vec{m}_2 \times \vec{m}_2 \times \vec{m}_1$, avec \vec{m}_1 et \vec{m}_2 les vecteurs unitaires correspondant à \vec{M}_1 et \vec{M}_2 , on a finalement :

$$\vec{\tau} = AP \frac{\hbar j}{2e} \vec{m}_2 \times \vec{m}_2 \times \vec{m}_1 \quad (2.2)$$

En multipliant $\vec{\tau}$ par $-\gamma_0/\mu_0 = -g\mu_B/\hbar$ (γ_0 est la valeur absolue du rapport gyromagnétique et μ_B le magnéton de Bohr) et en normalisant par rapport au volume de F_2 , $V=Ad$ où d est l'épaisseur de F_2 , on obtient la variation d'aimantation par unité de temps $\frac{d\vec{M}_2}{dt}$ correspondant à $\vec{\tau}$:

$$\frac{d\vec{M}_2}{dt} = -P \frac{g\mu_B j}{2de} \vec{m}_2 \times \vec{m}_2 \times \vec{m}_1 \quad (2.3)$$

On peut décrire l'action du couple de transfert de spin sur la dynamique de l'aimantation en ajoutant $\frac{1}{M_s} \frac{d\vec{M}_2}{dt}$ aux autres couples de l'équation de Landau-Lifschitz-Gilbert (LLG) :

$$\frac{d\vec{m}_2}{dt} = -\gamma_0 \vec{m}_2 \times \vec{H}_{eff} + \alpha \vec{m}_2 \times \frac{d\vec{m}_2}{dt} - \frac{Pg\mu_B j}{2dM_s e} \vec{m}_2 \times \vec{m}_2 \times \vec{m}_1 \quad (2.4)$$

Les deux premiers termes de l'équation correspondent à l'équation LLG classique : le premier terme est un terme de précession autour du champ magnétique effectif \vec{H}_{eff} prenant en compte le champ extérieur, les champs d'anisotropie, champs de couplage, etc...; le second terme est un terme phénoménologique d'amortissement caractérisé par le facteur α (de l'ordre de 0.01), tendant à ramener l'aimantation vers sa position d'équilibre. A ces deux couples s'ajoutent le couple de transfert de spin.

Pour comprendre comment le couple de transfert de spin agit sur l'aimantation, il est instructif de faire un bilan énergétique du système. Pour cela, on peut écrire \vec{H}_{eff} en fonction de la densité d'énergie magnétique E

du système, formée des énergies d'anisotropie et d'interaction avec le champ extérieur :

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E}{\partial \vec{M}} \quad (2.5)$$

En multipliant vectoriellement (2.4) par $d\vec{m}_2/dt$ et en utilisant la relation (2.5), on obtient la variation d'énergie par unité de temps dE/dt :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\mu_0 M_S}{\gamma_0} \left(-\alpha \left| \frac{d\vec{m}_2}{dt} \right|^2 + \frac{Pg\mu_B j}{2dM_s e} \frac{d\vec{m}_2}{dt} \cdot (\vec{m}_2 \times \vec{m}_1) \right) \quad (2.6)$$

En définissant les longueurs adimensionnées $\epsilon = E/(\mu_0 M_s^2)$, $\tau = t/(\gamma_0 M_S)^{-1}$ et $\eta = j/j_a$, avec $j_a = 2\mu_0 M_s^2 ed/(P\hbar)$, on peut écrire l'équation (2.6) sous sa forme sans dimension :

$$d\epsilon/d\tau = -\alpha \left| \frac{d\vec{m}_2}{d\tau} \right|^2 + \eta \frac{d\vec{m}_2}{d\tau} \cdot (\vec{m}_2 \times \vec{m}_1) \quad (2.7)$$

L'équation (2.7) montre que la variation d'énergie du système est due à deux termes : un premier terme dissipatif lié à l'amortissement, un second terme lié au couple de transfert de spin. Ces couples sont non-conservatifs. Lorsqu'aucun courant n'est appliqué ($\eta = 0$), l'amortissement fait perdre continûment de l'énergie au système et tend à ramener \vec{m}_2 vers un minimum d'énergie. Si le champ extérieur appliqué est statique, il empêche toute précession continue de \vec{m}_2 . Si on applique un courant dans la structure ($\eta \neq 0$), le couple de transfert de spin peut prendre ou fournir de l'énergie au système suivant le signe du courant appliqué. Dans le premier cas, le couple amplifie l'effet de l'amortissement. Dans le second cas, le couple de transfert de spin s'oppose à l'amortissement. Pour un courant suffisamment important, $d\epsilon/d\tau$ devient positif et l'état d'équilibre initial devient instable. Suivant la valeur du champ magnétique appliqué, l'aimantation peut soit se retourner et atteindre un nouvel état stable statique, soit se mettre à précesser continûment autour d'orbite d'énergie moyenne constante. Les densités de courant critiques permettant l'excitation de l'aimantation (retournement ou précession) prédites par Slonczewski sont de l'ordre de 10^7A/cm^2 .

L'influence du couple de transfert de spin sur l'aimantation apparaît aussi de manière directe sur l'équation LLG (2.4) dans le cas particulier où \vec{H}_{eff} et \vec{m}_1 sont alignés, c'est-à-dire $\vec{H}_{eff} = H_{eff} \vec{m}_1$. En négligeant les termes d'ordre 2 en α , on peut réécrire (2.4) sous la forme :

$$-\frac{1}{\gamma_0} \frac{d\vec{m}_2}{dt} = \vec{m}_2 \times \vec{H}_{eff} + \tilde{\alpha} \vec{m}_2 \times \vec{m}_2 \times \vec{H}_{eff} \quad (2.8)$$

avec un amortissement effectif $\tilde{\alpha} = \alpha + \frac{j}{j_a} \frac{M_s}{H_{eff}}$. Dans ce cas, le couple de transfert de spin a la même direction que le couple d'amortissement, mais s'oppose ou s'y ajoute suivant la direction du courant.

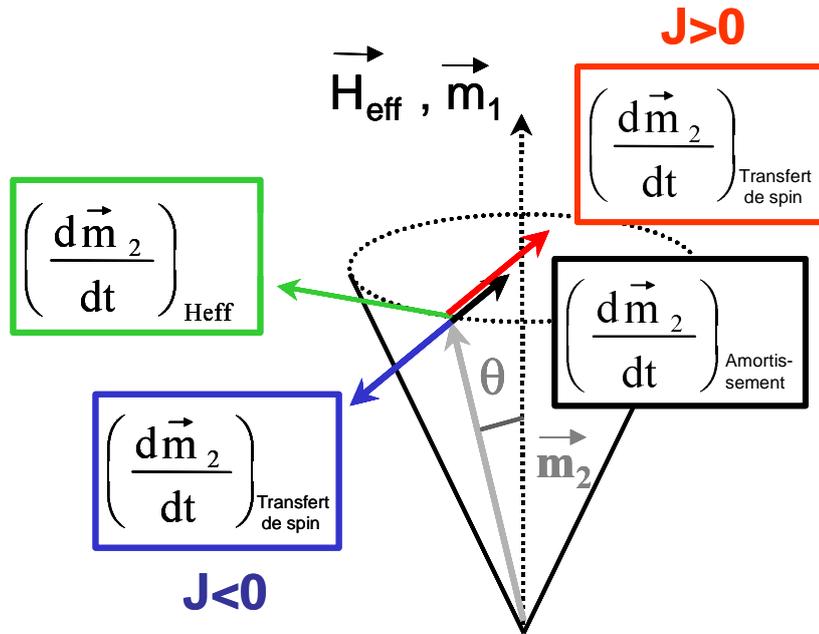


FIG. 2.2 – Représentation schématique des différents couples s'exerçant sur l'aimantation de la couche libre \vec{m}_2 .

Ceci est illustré schématiquement sur la figure 2.2 dans le cas d'une polarisation en spin du courant positive. Lorsque les électrons s'écoulent *de la couche polarisatrice vers la couche libre* ($J > 0$ dans notre convention de signe), le couple agit sur l'aimantation de la couche libre de manière à favoriser une configuration *parallèle* des aimantations. Lorsque les électrons s'écoulent *de la couche libre vers la couche polarisatrice* ($J < 0$), le couple favorise une *configuration antiparallèle*.

2.2 Etudes expérimentales de l'effet de transfert de spin

L'observation de l'effet de transfert de spin nécessite l'injection d'une forte densité de courant, de l'ordre de 10^7 A/cm^2 dans la multicouche magnétique. Des courants trop élevés peuvent d'une part chauffer l'échantillon et le

détériorer, d'autre part générer un champ d'Oersted non désiré trop important. Afin d'obtenir des courants critiques de l'ordre du mA, il est nécessaire de diminuer les dimensions latérales de l'échantillon jusqu'à 100 nm. Deux géométries ont été expérimentées jusqu'à présent pour l'étude du transfert de spin : la géométrie « nanocontact » consistant à injecter le courant dans une multicouche continue à l'aide d'un contact ponctuel mécanique [5, 28, 29] ou lithographié [30, 6, 31, 32] de diamètre compris entre 10 et 50 nm de diamètre ; la géométrie « nanopilier » consistant à injecter le courant dans un pilier de dimensions latérales d'environ 100 nm découpé dans une multicouche magnétique [33, 3, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40], ou sous la forme de nanofils électrodéposés dans des nanopores [41, 42, 43, 44]. Le courant est injecté dans des multicouches magnétiques formées généralement de deux (parfois plusieurs) couches ferromagnétiques séparées par une couche non magnétique. Dans le cas de multicouches métalliques, la résistance est liée à l'état magnétique par l'effet de magnétorésistance géante. On peut ainsi détecter la variation de l'état magnétique induit par le courant en mesurant la résistance de l'échantillon.

L'effet de transfert de spin a été mis en évidence expérimentalement pour la première fois en 1998 par Tsoi *et al.* [5], en injectant un courant dans des multicouches (Co/Cu)₂₀₋₅₀ continues à l'aide d'un contact ponctuel mécanique. Des pics dans la résistance différentielle sont observés pour une seule polarité du courant, à fort champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan des couches ($\geq 1,5$ T) et pour des densités de courant de l'ordre de 10^8 A/cm². Ces pics sont attribués à des excitations d'onde de spin induites par le courant ayant pour origine l'effet de transfert de spin. En 1999, des expériences effectuées à Cornell dans le groupe de D. Ralph sur des contacts ponctuels lithographiés sur une multicouche Co(0-10 nm)/Cu/Co(100 nm) ont confirmé ces observations et montré qu'il était possible de retourner de manière hystérétique l'aimantation d'un petit domaine de la couche fine de Co à champ nul grâce au courant pour des densités de l'ordre de (10^9 A/cm²) [30]. En 2000, Katine *et al.* [3], puis Albert *et al.* [45] du groupe de Cornell ont observé le retournement hystérétique complet d'un nanoaimant d'environ 100 nm de diamètre découpé dans une couche continue (géométrie nanopilier) grâce au courant sans champ appliqué. Ces observations ont été confirmées en 2001 à l'unité mixte de physique CNRS/Thales à Orsay par J. Grollier *et al.* [34]. Contrairement à la géométrie nanocontact, le nanoaimant n'est pas couplé par échange avec une couche continue. Ceci entraîne des courants critiques plus faibles de l'ordre de 10^7 A/cm². Ces premières mises en évidence expérimentales ont motivé de nombreux groupes à se lancer dans l'étude de l'effet de transfert de spin et sont à l'origine de la croissance rapide du nombre de travaux de recherche publiés dans ce domaine

depuis 2000.

De manière générale, ces travaux montrent que dans la géométrie nanopilier, l'aimantation réagit à l'action du courant polarisé de deux manières différentes suivant la valeur du champ appliqué dans le plan des couches. Pour des champs appliqués typiquement inférieurs au champ coercitif H_c , l'aimantation peut être retournée de manière hystérétique par le courant entre ses deux états d'équilibre dans le plan : c'est le régime de *champs faibles*. Pour des champs supérieurs à H_c , il y a un seul état d'équilibre dans le plan à courant nul, et l'injection du courant fait passer l'aimantation réversiblement de son état d'équilibre vers de nouveaux états magnétiques incluant des états dynamiques associés à une précession entretenue de l'aimantation, c'est le régime de *champs forts*. Ces états de précession sont caractérisés par l'émission d'ondes hyperfréquences contrôlables en courant.

2.2.1 Régime de champs faibles : retournement hystérétique de l'aimantation par le courant

Les expériences d'Albert *et al.* [45] en 2000 sont parmi les premières expériences de retournement d'aimantation par transfert de spin publiées dans une géométrie nanopilier. Le nanopilier de $60 \times 130 \text{ nm}^2$ de forme elliptique est découpé dans une tricouche $\text{Co}(40 \text{ nm})/\text{Cu}(6 \text{ nm})/\text{Co}(2,5 \text{ nm})$. La couche épaisse de Co est continue et joue le rôle de couche polarisatrice. Son plus grand moment magnétique ainsi que l'interaction d'échange intracouche rendent son aimantation insensible à l'action du courant. La forme elliptique allongée du nanopilier entraîne une anisotropie suivant le grand axe de l'ellipse et favorise un état uniforme de l'aimantation.

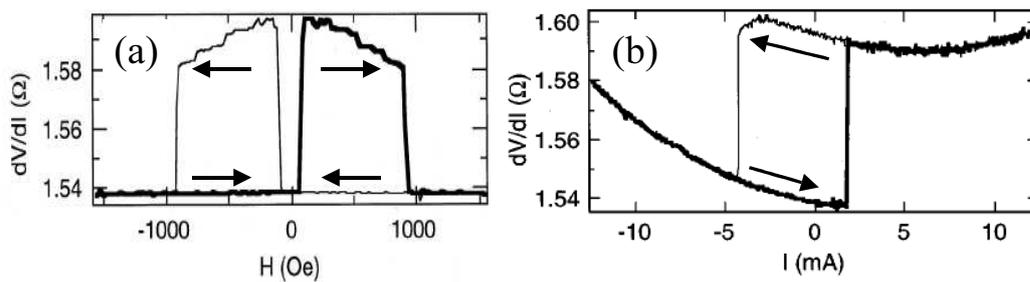


FIG. 2.3 – (a) Résistance différentielle du nanopilier en fonction du champ magnétique appliqué à faible courant. (b) Résistance différentielle en fonction du courant appliqué à champ nul. Le courant est défini positif lorsque les électrons s'écoulent de la couche fine vers la couche épaisse de Co. Figures extraites de la référence [45].

La direction de l'aimantation de la couche libre est détectée par l'effet

GMR (Fig. 2.3(a)). A champ nul, la courbe de résistance en fonction du courant appliqué est hystérétique (Fig. 2.3(b)). Dans l'état parallèle, l'application d'un courant *négalif* (les électrons s'écoulent de la couche polarisatrice vers la couche fine) n'entraîne aucun changement de la direction de l'aimantation et l'augmentation parabolique de la résistance observée n'est due qu'au chauffage par effet Joule de l'échantillon. Partant de cet état P, lorsqu'un courant *positif* suffisamment élevé est appliqué (les électrons s'écoulent de la couche fine vers la couche polarisatrice), on observe une augmentation irréversible de l'aimantation associée au retournement de l'aimantation de l'état P à l'état AP. Partant de l'état AP, l'application d'un courant négatif suffisamment important permet de retourner l'aimantation vers l'état P.

L'asymétrie de comportement suivant le signe du courant permet d'exclure que ce changement de l'état magnétique est dû au seul champ d'Oersted ou au chauffage de l'échantillon. Elle ne peut s'expliquer que par un retournement induit par le couple de transfert de spin. Les signes et l'amplitude des densités de courant critiques (de l'ordre de $4 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$) observés sont en accord avec les prédictions théorique de J. Slonczewski [1].

2.2.2 Régime de champs forts : dynamique de l'aimantation induite par le courant

Lorsque l'on applique un champ magnétique supérieur au champ coercitif favorisant une configuration parallèle des aimantations et un courant suffisamment élevé favorisant une configuration antiparallèle de l'aimantation, le couple de transfert de spin s'oppose à l'action du champ magnétique et de nouveaux états magnétiques de l'aimantation sont observés, incluant des états dynamiques de précession. La figure 2.4(a) montre l'évolution des courbes $dV/dI(I)$ lorsque le champ appliqué augmente. Ces mesures ont été effectuées par Kiselev *et al.* [4] en 2003 sur un nanopilier similaire à celui mesuré par Albert *et al.*. On voit que le comportement hystérétique laisse progressivement place, pour $H > H_c \approx 0,6 \text{ kOe}$, à un comportement réversible caractérisé par l'apparition de pics dans les courbes dV/dI associés à une augmentation réversible de la résistance⁴. Si la résistance augmente plus doucement avec le courant, ces pics sont moins prononcés et remplacés par des coudes (observés par exemple vers 5,5 mA pour $H=2 \text{ kOe}$). Suivant la valeur du champ magnétique, la résistance après ces pics peut être égale à celle de l'état antiparallèle, ou comprise entre la résistance des états parallèle et antiparallèle et donc associée à un nouvel état magnétique. Ce nouvel état a longtemps été associé à un état dynamique de précession de l'aimantation, mais

⁴Ceci s'explique simplement en considérant que $dV/dI=R+I(dR/dI)$.

seules des mesures statiques et donc indirectes avaient permis de le mettre en évidence avant 2003 [5, 30, 3, 46, 47, 48, 49]. Si Tsoi *et al.* ont montré en 2000 que dans une géométrie nanocontact, ces états se couplait fortement avec des excitations micro-ondes externes [28], les premières preuves directes de ces précessions de l'aimantation par des mesures hyperfréquence datent de 2003 par Kiselev *et al.* du groupe de D. Buhrman à Cornell dans une géométrie nanopilier [4].

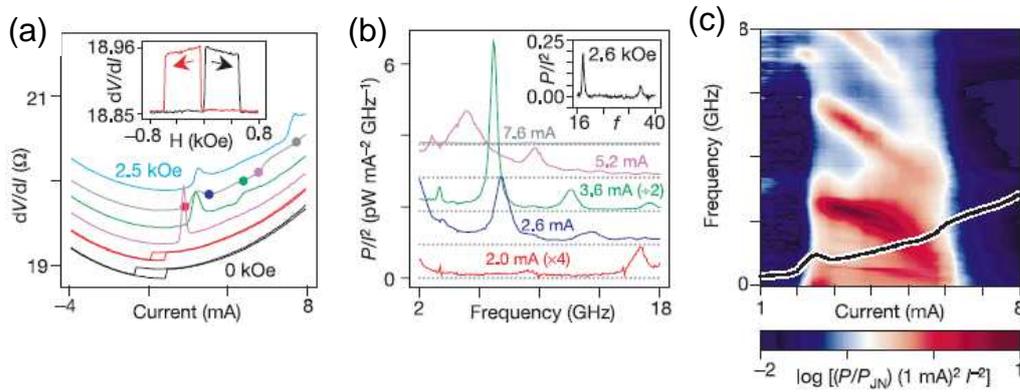


FIG. 2.4 – (a) Courbes $dV/dI(I)$ pour pour $H=0$ (bas), 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5 kOe (haut). (b) Les points colorés sur la courbe à 2 kOe correspondent aux spectres de (b). encart dans (a) : Résistance en fonction du champ magnétique pour I proche de 0. (b) Spectre micro-onde pour $H=2$ kOe pour différents courants injectés. encart dans (b) : Spectre pour $H=2,6$ kOe et $I=2,2$ mA, pour lequel on observe des pics en f et $2f$ sur le même scan. (c) Densité de puissance micro-onde (en échelle de couleur) en fonction de la fréquence et du courant pour $H=2$ kOe. La ligne noire montre la courbe $dV/dI(I)$ extraite de (b). La structure du nanopilier de $70 \times 130 \text{ nm}^2$ est $\text{Co}(40 \text{ nm})/\text{Cu}(10 \text{ nm})/\text{Co}(3 \text{ nm})$. Figures extraites de la référence [4].

Lors de la précession induite par le courant, l'angle entre l'aimantation de la couche libre et celle de la couche fixe oscille avec le temps. Cet angle étant lié directement à la résistance par l'effet de magnétorésistance géante⁵, il apparaît aux bornes de l'échantillon une tension oscillant à une fréquence typiquement de l'ordre du GHz et des ondes hyperfréquence sont émises. La figure 2.4(b) montre le spectre de puissance micro-onde associé à la courbe $dV/dI(I)$ de la figure 2.4(a) pour différents courant injectés et un champ de 2 kOe. Lorsqu'on injecte le courant, on voit apparaître des pics dont la fréquence et l'amplitude varient avec le courant. Cette variation peut être abrupte (chute de la fréquence de précession lorsque I passe de 2 mA à

⁵pour un angle θ entre les deux aimantations, la variation de résistance $\Delta R(\theta)$ liée à la GMR peut s'écrire en première approximation : $\Delta R(\theta) = \Delta R(\pi)(1 - \cos(\theta))/2$.

2,6 mA), associée à un changement brusque du mode de précession, ou continue ($2,6 \text{ mA} \leq I \leq 6,2 \text{ mA}$) ce qui correspond à un changement progressif de l'orbite de précession. Cette émission d'ondes hyperfréquence s'effectue sur une gamme de courant limitée (Fig. 2.4(c)). Le passage d'un mode de précession à un autre, ou d'un mode statique à un mode dynamique est souvent associé à une variation réversible de la résistance DC, se manifestant par des coudes ou pics dans les courbes $dV/dI(I)$ (Fig. 2.4(a)-(b) et (c)).

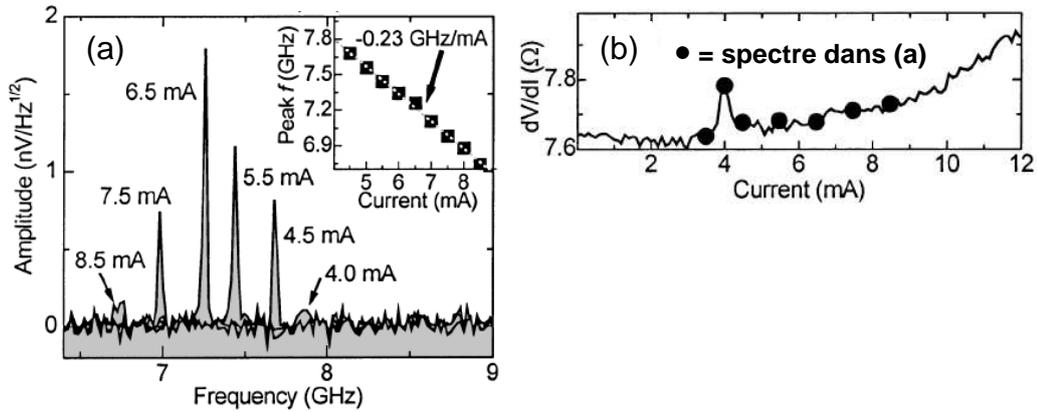


FIG. 2.5 – (a) Spectre hyperfréquence pour différentes valeurs du courant et un champ appliqué dans le plan de 0,1 T. Encart de (a) : Variation de la fréquence du pic avec le courant. (b) Courbe $dV/dI(I)$ correspondante. La structure de la couche est $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ (20 nm)/Cu(5 nm)/ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (5 nm). Le diamètre du contact ponctuel est d'environ 40 nm. Figures extraites de la référence [6].

En 2004, Rippard *et al.* [6] ont mesuré ces émissions hyperfréquences lors de l'injection du courant dans une géométrie nanocontact (Fig. 2.5). Pour un champ appliqué dans le plan de 0,1 T, des pics apparaissent dans le spectre hyperfréquence (Fig. 2.5(b)) au-delà d'un courant critique correspondant à un pic dans les courbes $dV/dI(I)$ (Fig. 2.5(b)). La fréquence de ces pics varie avec le courant sur une gamme de un à plusieurs GHz suivant la valeur du champ appliqué. Le champ permet aussi de faire varier la fréquence sur une gamme d'une trentaine de GHz ($5 \text{ GHz} \leq f \leq 40 \text{ GHz}$). Les largeurs de raie des pics de précession sont plus fines que dans les nanopiliers et peuvent dans certaines conditions, atteindre quelques MHz, pour des facteurs de qualité de l'ordre de 18000 [50]. Ces performances rendent l'émission d'ondes hyperfréquences par transfert de spin particulièrement intéressante du point de vue des applications et motivent la conception de nouveaux « oscillateurs à transfert de spin ».

2.3 Applications technologiques de l'effet de transfert de spin

Nous avons vu que suivant la valeur du champ appliqué, le couple de transfert de spin se manifeste par un renversement hystérétique de l'aimantation entre deux états d'équilibres à faible champ ou bien un comportement dynamique de l'aimantation associé à l'émission d'ondes hyperfréquences à champ plus élevé. Ces deux comportements dictent deux applications potentielles de l'effet de transfert de spin.

2.3.1 Ecrire l'information dans des mémoires magnétiques grâce au transfert de spin

Le renversement par transfert de spin apparaît comme une alternative au renversement induit par un champ magnétique lors de l'étape d'écriture du bit magnétique dans les mémoires magnétiques MRAM. Il permet des courants de retournement plus faibles entraînant une moindre consommation d'énergie. D'autre part, le couple de transfert est localisé sur une épaisseur d'environ 1 nm du nanoaimant, au contraire du champ magnétique plus étendue spatialement. Ceci permet de retourner le bit souhaité sans agir sur les voisins et d'augmenter la densité.

Afin d'obtenir des fréquences de travail élevées, un temps d'écriture très court est nécessaire. Il a été montré expérimentalement que des impulsions de courant de quelques centaines de ps pouvait entraîner le retournement complet de l'aimantation [51]. D'autre part, des temps de retournement inférieurs à la ns ont été mesurés par Krivorotov *et al.* par des mesures électriques résolues en temps [52] et par Acremann *et al.* par microscopie à rayon X ultra-rapide résolue en temps (retournement en environ 500 ps) [53]. Ces résultats sont encourageants quant à la fréquence d'utilisation des prochaines générations de MRAM.

Une perspective intéressante pour augmenter encore la vitesse de retournement serait d'utiliser des structures dans lesquelles la couche polarisatrice a son aimantation perpendiculaire au plan des couches. Dans ce cas, des vitesses de retournement inférieures à 50 ps sont prédites par les modèles [54, 55]. D'autre part, les structures à anisotropie perpendiculaires ont l'avantage d'être plus stables vis-à-vis des fluctuations thermiques du fait de leur fort champ coercitif, ce qui permet de réduire encore la taille du bit magnétique, et d'augmenter la densité de la mémoire. Jusqu'à présent, ce type de structure a été peu étudiée expérimentalement. Seuls Mangin *et al.* [56, 57] ont mis en évidence en 2006 le retournement de l'aimantation par transfert de spin

dans des nanopiliers dans lesquelles les deux couches magnétiques étaient à anisotropie perpendiculaire.

Afin d'obtenir un signal de lecture suffisant, il est nécessaire d'utiliser comme bit magnétique des jonctions tunnel magnétiques, caractérisées par une impédance ($\approx 0.1-1 \text{ k}\Omega$) et un signal magnétorésistif plus grands que les nanopiliers GMR tout métalliques. L'effet de transfert de spin a été observé dans des jonctions tunnel magnétiques pour la première fois en 2004 par Huai *et al.* [58], la barrière étant une fine couche d'alumine. Les courants critiques observés sont de l'ordre de 8.10^6 A/cm^2 pour une magnétorésistance de 5 %. Récemment, le renversement d'aimantation a été observé dans des jonctions tunnel magnétiques à barrière de MgO et électrodes de CoFeB [59, 60, 61, 62, 63]. Hayakawa *et al.* [59] et Diao *et al.* [63] ont rapporté de faibles courants critiques (de l'ordre de 2.10^6 A/cm^2) associés à de fortes magnétorésistances (de l'ordre de 150 %). Ces résultats sont très encourageants pour les nouvelles générations de MRAM haute densité (technologie 90 nm), qui nécessitent une forte magnétorésistance tunnel, associée à des courants critique inférieurs à 5.10^5 A/cm^2 [60].

Afin de diminuer encore les courants critiques, il est possible d'utiliser deux couches fixes polarisatrices en combinant la jonction tunnel à une vanne de spin [64, 65], ou bien d'utiliser des matériaux de M_s plus faibles. Des densités de courant de l'ordre de 10^5 A/cm^2 ont été observées par Chiba *et al.* en 2004 [66], puis Elsen *et al.* [67] en 2005 à l'Unité Mixte de Physique CNRS/Thales à Orsay dans des jonction tunnels à base de semi-conducteurs ferromagnétiques dilués (Ga,Mn)As/(In,Ga)As/(GaMnAs. Ces faibles densités s'expliquent principalement par l'aimantation plus faible dans (Ga,Mn),As (voir la référence [68] et la section 6.2.3, p 86 pour plus de détails)

2.3.2 Les oscillateurs à transfert de spin

Une autre application de l'effet de transfert de spin est l'émission d'ondes hyperfréquences contrôlables en courant et en champ. Cette nouvelle classe d'oscillateurs micro-onde (on parle « d'oscillateur à transfert de spin ») a un fort potentiel dans le domaine des technologies de la télécommunication (téléphonie mobile, réseaux locaux sans fils, radars, ...). Le développement futur des allocations dynamiques de fréquence due à la saturation des bandes, ainsi que le besoin d'intégrer un nombre croissant de standards de téléphonie sur un même émetteur-récepteur, entraînent une demande de nouveaux émetteurs hyperfréquences capables de travailler sur une gamme de fréquence de plus en plus large. Comme on l'a vu dans la section 2.2.2, les oscillateurs à transfert de spin ont l'avantage d'émettre directement dans la gamme micro-onde et d'allier de grand facteur de qualité (jusqu'à 18 000 [50]) à une grande

agilité en fréquence (quelques GHz en contrôlant en courant et plusieurs dizaines de GHz en contrôlant en champ [6]). Ils sont d'autre part facilement miniaturisables, et peu coûteux, car se basant sur des technologies existantes. Ces performances sont à comparer aux dispositifs actuels utilisés dans les récepteurs à synthèse de fréquence proposant des plages de fréquences étroites, de l'ordre de 100 à 200 MHz, de faibles facteurs Q et des tailles millimétriques, grand handicap à l'intégration.

L'inconvénient principal des oscillateurs à transfert de spin est le faible signal de sortie. Une solution pour surmonter cette difficulté est de synchroniser en phase plusieurs oscillateurs entre eux, le signal de sortie variant comme N^2 pour N oscillateurs synchronisés. La synchronisation d'un oscillateur à transfert de spin en géométrie nanocontact avec un courant AC externe sur une gamme de plusieurs centaines de MHz a été observée par Rippard *et al.* [69]. En 2005, Kaka *et al.* et Mancoff *et al.* ont montré une synchronisation en phase de deux oscillateurs à transfert de spin en géométrie nanocontact voisins de plusieurs centaines de nm [31, 32]. Ces premiers résultats permettent d'imaginer un fort signal de sortie en synchronisant un réseau entier d'oscillateurs.

Chapitre 3

Prédire et modifier le couple de transfert de spin

Nous décrivons dans ce chapitre comment le couple de transfert de spin peut être prédit théoriquement à partir de paramètres accessibles par l'expérience. L'analyse des processus physiques à l'origine de l'effet de transfert de spin permet de dégager des grandeurs clés (l'accumulation de spin et le courant de spin) contrôlant le couple (section 3.1). En jouant sur la nature des couches composant la structure, il est possible de faire varier ces grandeurs et ainsi de modifier le couple de transfert de spin (section 3.2).

3.1 Prédire le couple de transfert de spin

Lorsqu'un courant polarisé en spin pénètre dans un métal ferromagnétique, l'absorption de la composante transverse du courant de spin due à l'interaction d'échange avec l'aimantation entraîne un couple sur celle-ci, le couple de transfert de spin. Dans cette section, nous décrivons dans une première partie quels mécanismes sont à l'origine de cette absorption et montrons qu'il s'agit d'un phénomène d'interface. Ceci nous permet d'exprimer le couple de transfert de spin en fonction du courant de spin traversant l'interface. Nous montrons dans une deuxième partie comment calculer ce courant de spin dans une multicouche magnétique à l'aide de paramètres accessibles par l'expérience, afin de prédire le couple de transfert de spin agissant sur l'aimantation

3.1.1 Origine du couple de transfert de spin à l'interface métal non magnétique/ferromagnétique

3.1.1.1 Mécanisme d'absorption de la composante transverse du courant de spin

Considérons un courant polarisé en spin dans un métal non magnétique traversant une interface avec un métal ferromagnétique. On suppose que le couple de transfert de spin agit juste au niveau de l'interface et nous considérons une boîte s'étendant juste avant et juste après l'interface. Nous notons \vec{I}_{inc} , \vec{I}_{ref} et \vec{I}_{trans} les courants de spin respectivement incidents, réfléchis et transmis de part et d'autre de la boîte, associés à un courant d'électrons s'écoulant dans la direction de l'axe x perpendiculaire à l'interface. La variation des spins contenus dans la boîte par unité de temps $\partial\vec{s}/\partial t$, due à la différence entre les courants de spin rentrant et sortant est équivalent à un couple $\vec{\tau}$ exercé sur les spins de la boîte :

$$\vec{\tau} = \frac{\partial\vec{s}}{\partial t} = (\vec{I}_{inc} + \vec{I}_{ref} - \vec{I}_{trans}) \quad (3.1)$$

En l'absence de processus de retournement de spin à l'interface, les composantes longitudinales du courant de spin sont conservées de part et d'autre de la boîte et ne génèrent donc pas de couple. A l'opposé, les composantes du courant de spin transverses à l'aimantation ne sont pas conservées, donnant naissance à un couple sur l'aimantation. Deux mécanismes sont à l'origine de ce couple [70, 7, 71].

Le premier est lié à la dépendance en spin des processus de transmission et de réflexion à l'interface métal ferromagnétique/non magnétique, due à l'énergie d'échange. Considérons tout d'abord un électron incident sur la surface. La fonction d'onde associée à sa direction de spin peut toujours s'écrire comme la combinaison linéaire de composantes de spin up et down. Les coefficients de réflexion et de transmission étant différents pour les deux directions de spin, la combinaison linéaire des composantes up et down dans les ondes transmises et réfléchies diffère de la combinaison initiale dans l'onde incidente. Cela signifie que les courants de spin transmis et réfléchis ont une direction et une amplitude différente par rapport au courant de spin incident, ce qui se manifeste par un couple sur l'aimantation (le terme de droite de l'équation 3.1 est non nul). Il s'agit ici d'un effet à un électron. Lorsque l'on considère différents vecteurs d'ondes sur la surface de Fermi, l'angle dont ont tourné les courants réfléchis et transmis à l'interface par rapport au courant incident varie beaucoup. Lorsque l'on somme sur tous les électrons de conduction, ceci se traduit par un courant de spin transverse réfléchi

$\vec{I}_{ref \perp}$ très faible (voir Fig. 3.1). L'effet est moins important pour le courant transmis.

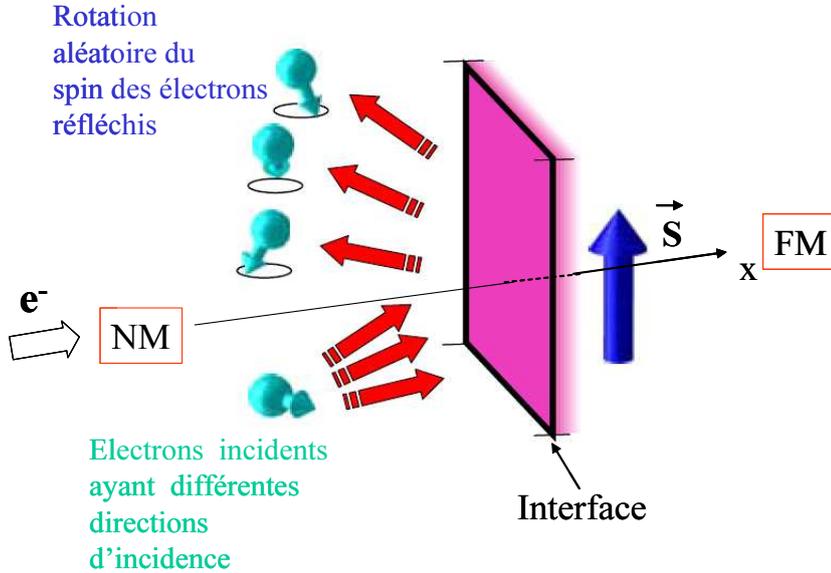


FIG. 3.1 – Illustration de la rotation aléatoire du spin des électrons réfléchis à l'interface Non magnétique/Ferromagnétique (NM/FM). Les différentes flèches rouges correspondent à différentes directions d'incidence pour plusieurs électrons incidents et réfléchis, les flèches vertes à la direction du spin de l'électron. Lorsque l'on additionne les contributions de tous les électrons sur la surface de Fermi, le courant de spin réfléchi résultant est très faible. Les spins transmis ne figurent pas sur la figure. \vec{S} est le macrospin associé à l'aimantation de FM. En violet, est illustrée la boîte entourant l'interface. Figure adaptée de la référence [71].

Le second mécanisme est lié à la précession incohérente du spin des électrons de conduction transmis autour du champ d'échange local (voir Fig. 3.2). Lorsque les électrons transmis se propagent dans le métal ferromagnétique suivant la direction \vec{u}_x normale à l'interface, l'interaction d'échange se manifeste par des vecteurs d'ondes k_{Fx}^\uparrow et k_{Fx}^\downarrow différents pour les composantes de spin \uparrow et \downarrow . Ces deux composantes ont des vitesses de propagation différentes suivant l'axe x , ce qui se traduit par une précession du spin de l'électron. L'angle de précession $\phi(x)$ est proportionnel à la distance x à l'interface et $\Delta\phi(x) \equiv \phi(x) - \phi(0) = \Delta k x$, avec $\Delta k = k_{Fx}^\uparrow - k_{Fx}^\downarrow$, la fréquence de précession spatiale. Δk varie beaucoup sur la surface de Fermi. Lorsque l'on somme $\Delta\phi(x)$ sur tous les électrons de conduction, pour x supérieur à l_{coh} de l'ordre de $\pi/(k_{Fx}^\uparrow - k_{Fx}^\downarrow)$, les phases s'annulent et le courant de spin transverse transmis $\vec{I}_{trans \perp}$ devient nul. Des calculs *ab initio* effectués par Stiles *et al.* [7]

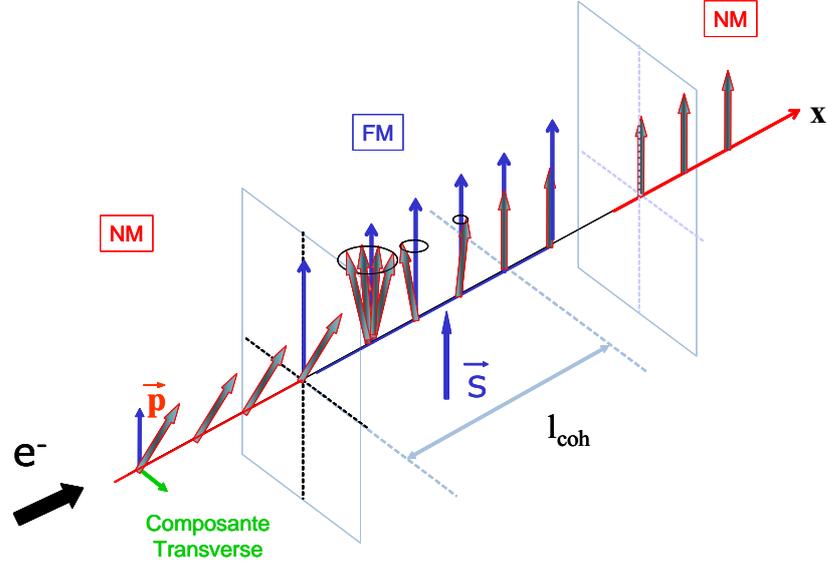


FIG. 3.2 – Illustration du mécanisme de précession incohérente du spin des électrons de conduction autour du champ d'échange local dans le métal ferromagnétique. Les flèches rouges représentent le courant de spin. La composante transverse du courant de spin transmis à l'interface est entièrement absorbée sur une distance l_{coh} de l'ordre de 1 nm dans les métaux ferromagnétiques usuels.

et Zwierzycki *et al.* [72] ont montré qu'à l'interface Cu/Co, le courant de spin transverse incident est complètement absorbé¹ sur une épaisseur d'environ 1 nm. D'un point de vue expérimental, Albert *et al.* [74] ont montré que leurs résultats d'injection de spin dans des nanopiliers Co/Cu/Co étaient cohérents avec $l_{coh} < 1,2$ nm dans le Co. Enfin, les expériences de GMR anisotrope dans des multicouches Py/Cu/Py effectuées par Urazhdin *et al.* [75] s'interprètent bien en supposant $l_{coh} \approx 0.8$ nm dans le permalloy.

En résumé, ces deux mécanismes entraînent que $\vec{I}_{ref \perp}$ est très faible et $\vec{I}_{trans \perp}$ nul pour des épaisseurs de métaux ferromagnétiques supérieures à $l_{coh} \approx 1$ nm². En considérant que la boîte entourant l'interface s'étend sur une longueur supérieure à 1 nm, la relation (3.1) donne le couple de transfert de spin :

$$\vec{\tau} = (\vec{I}_{inc \perp} + \vec{I}_{ref \perp} - \vec{I}_{trans \perp}) = (\vec{I}_{inc \perp} + \vec{I}_{ref \perp}) \approx \vec{I}_{inc \perp} \quad (3.2)$$

En conclusion, pour des épaisseurs de métaux ferromagnétiques usuels

¹On peut mentionner cependant les travaux Zhang et Levy [73], qui prédisent une absorption sur une longueur plus grande (≈ 3 nm).

²Dans des matériaux dont l'interaction d'échange est plus faible, comme les semiconducteurs ferromagnétiques dilués, cette longueur peut être bien plus grande.

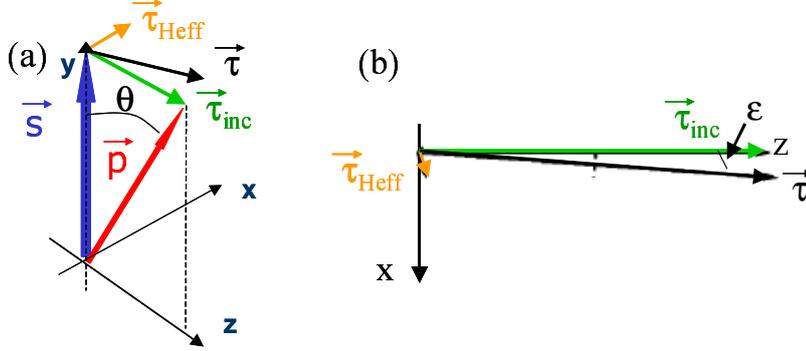


FIG. 3.3 – (a) Schéma des couples $\vec{\tau}_{inc}$ et $\vec{\tau}_{Heff}$ agissant sur la direction du macrospin \vec{s} associé à l'aimantation pour une direction de polarisation \vec{p} du courant. (b) Schéma représentant les amplitudes respectives de $\vec{\tau}_{inc}$ et $\vec{\tau}_{Heff}$ à l'interface Cu/Co(110) obtenus par calcul ab initio, extrait de la référence [7].

supérieures à environ 1 nm, le couple de transfert de spin est égal au courant de spin transverse absorbé.

3.1.1.2 Différentes composantes du couple : Couples « de Slonczewski » et couple de champ effectif

Dans cette section, nous notons \vec{p} et \vec{s} les vecteurs unitaires associés respectivement à la direction de la polarisation en spin du courant et au macrospin correspondant à l'aimantation (voir Fig. 3.2 et 3.3(a)) et $\vec{I}_i = I_i \vec{p}$ le courant de spin incident. En négligeant le terme $\vec{I}_{r\perp}$, l'équation (3.2) peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{\tau} = -I_i \vec{s} \times \vec{s} \times \vec{p} \equiv \vec{\tau}_{inc}$$

On retrouve bien la forme du couple de l'équation (2.1) de la section 2.1 initialement proposé par J. Slonczewski [1]. Cependant, si on tient compte du courant de spin réfléchi $\vec{I}_{r\perp}$, $\vec{\tau}$ n'est plus nécessairement dans le plan (\vec{s}, \vec{p}) et a une petite composante $\vec{\tau}_{Heff}$ de direction $\vec{s} \times \vec{p}$ (Fig. 3.3(a)). La prise en compte de $\vec{\tau}_{Heff}$ entraîne une petite rotation du couple d'un angle ϵ par rapport à $\vec{\tau}_{inc}$, ainsi qu'une variation de l'amplitude d'un facteur t (Fig. 3.3(b)). On peut alors écrire le couple de transfert de spin totale $\vec{\tau} = \vec{\tau}_{inc} + \vec{\tau}_{Heff}$ sous la forme suivante :

$$\vec{\tau} = -tI_i (\cos \epsilon \vec{s} \times \vec{s} \times \vec{p} + \sin \epsilon \vec{p} \times \vec{s}) \quad (3.3)$$

Le nouveau terme a la forme d'un couple associé à un champ effectif de direction \vec{p} agissant sur l'aimantation. Comme on l'a souligné précédemment,

$\vec{I}_{r,\perp}$ et donc $\vec{\tau}_{H_{eff}}$ est en général faible et ϵ proche de 0 et t proche de 1. La figure 3.3(b) extraite de la référence [7] montre l'importance respective de $\vec{\tau}_{inc}$ et $\vec{\tau}_{H_{eff}}$ pour une interface Cu/Co(110). Pour Cu(111)/Co, $t \approx 0,92$ et $|\epsilon| < 0,03$ [7, 76].

Brataas *et al.* [77, 8] ont exprimé le couple de transfert de spin de manière équivalente dans leur « théorie des circuits » (« circuit theory »). Celle-ci introduit un terme de conductance de mélange de spin (« mixing conductance ») $G^{\uparrow\downarrow}$ aux interfaces métal non magnétique/ferromagnétique (NM/FM). $G^{\uparrow\downarrow}$ s'exprime en fonction des probabilités de réflexion à l'interface r_{\uparrow}^{NM} et r_{\downarrow}^{NM} d'un canal n à un canal m du métal non magnétique respectivement pour les spins \uparrow et \downarrow :

$$G^{\uparrow\downarrow} = \frac{e^2}{h} \sum_{n \in NM} (1 - \sum_{m \in NM} r_{\uparrow}^{NM} (r_{\downarrow}^{NM})^*) \quad (3.4)$$

$G^{\uparrow\downarrow}$ est le paramètre qui permet de relier le courant de spin transverse à l'aimantation $\vec{I}_{s,\perp}$ absorbé par la couche ferromagnétique, au potentiel chimique d'accumulation de spin transverse $\Delta\vec{\mu}_{NM,\perp}$ dans la couche non magnétique adjacente. $\Delta\vec{\mu}_{NM}$ est défini à partir de l'accumulation de spin $\Delta\vec{s}_{NM}$ par $\Delta\vec{\mu}_{NM} = \frac{2}{h} \frac{\Delta\vec{s}_{NM}}{N(E_F)}$, avec $N(E_F)$ la densité d'état au niveau de Fermi par direction de spin. On a :

$$-\frac{2e^2}{h} \vec{I}_{s,\perp} = \text{Re } G^{\uparrow\downarrow} \vec{s} \times \vec{s} \times \Delta\vec{\mu}_{NM} + \text{Im } G^{\uparrow\downarrow} \Delta\vec{\mu}_{NM} \times \vec{s} \quad (3.5)$$

Le courant de spin transverse dans la couche NM, absorbé dans la couche FM, est transféré à l'aimantation et est à l'origine du couple de transfert de spin. Les équations (3.3) et (3.5) sont donc équivalentes pour $\Delta\vec{\mu}$ et \vec{p} parallèles. Les parties réelles et imaginaires de coefficients $G^{\uparrow\downarrow}$ ont été calculées par des calculs *ab initio* par Xia *et al.* [78] pour les interfaces Co/Cu et Fe/Cr. En général, $\text{Im } G^{\uparrow\downarrow}$ est 10 à 20 fois plus petite que $\text{Re } G^{\uparrow\downarrow}$.

La grande majorité des expériences publiées jusqu'à présent s'explique bien si on ne tient compte que du couple type Slonczewski et que l'on néglige le couple de champ effectif (ou autrement dit si l'on néglige la partie imaginaire de la conductance de mélange de spin) (voir entre autre Ref. [79, 47, 80]). Seul Zimmler *et al.* [81] ont tenté jusqu'à présent de mesurer l'amplitude du terme de champ effectif dans des nanopiliers Co/Cu/Co. Ces auteurs concluent que son amplitude est de l'ordre de 20% de celle du couple de transfert de spin, plus grandes que celles prédites théoriquement par Stiles *et al.* [7] et Xia *et al.* [78]. Ceci peut s'expliquer par une absorption incomplète du courant de spin transverse due à une longueur d'absorption légèrement plus grande que 1 nm [73]. Cependant, le champ effectif correspondant est petit, de l'ordre de 1,5 Oe/(10⁷ A/cm²), soit 15 Oe pour 10⁸

A/cm², très faible devant les champs d'Ampère ($\approx 20 \text{ Oe}/(10^7 \text{ A/cm}^2)$) et les champs d'anisotropie dans la géométrie nanopilier et, en première approximation, son effet doit pouvoir être négligé.

3.1.2 Calcul des courants de spin et du couple de transfert de spin

3.1.2.1 Méthodes

Connaissant le couple de transfert de spin en fonction du courant de spin à l'interface couche non magnétique/ferromagnétique, il est désormais nécessaire de calculer le courant de spin pour pouvoir prédire l'amplitude du couple agissant sur l'aimantation. Les premiers modèles de transfert de spin développés par Slonczewski [1], Berger [82, 2, 9], puis Waintal *et al.* [10, 83] sont des modèles balistiques. La multicouche magnétique est reliée à des réservoirs de potentiel chimique uniforme et la polarisation en spin du courant provient principalement des réflexions dépendant du spin aux interfaces de la multicouche. Cependant, les expériences de CPP-GMR ont montré que le transport dans des multicouches doit être décrit dans des modèles de transport diffusif. En particulier les collisions dépendant du spin à l'intérieur des couches jouent aussi un rôle important³. Pour calculer le couple de transfert de spin, il est nécessaire de prendre en compte l'ensemble des phénomènes de diffusion dans la multicouche et de calculer les profils d'accumulation de spin et les courants de spin sur toute la structure.

Le calcul de ces profils est bien connu dans le cas d'aimantations colinéaires [11]. Cependant, pour des aimantations non colinéaires, le problème est plus complexe car ce qui est transverse dans le repère de l'une des couches ferromagnétiques devient partiellement longitudinal dans le repère de l'autre couche. Toutefois, la relaxation spatiale des composantes longitudinales et transverses à l'aimantation des courants de spin s'effectue sur des longueurs caractéristiques très différentes. On a vu dans la section précédente que le courant de spin transverse était complètement absorbé dans un métal ferromagnétique sur une distance l_{dec} de l'ordre de 1 nm par précession incohérente autour du champ d'échange. La relaxation de la composante longitudinale est elle liée à des processus de diffusion de renversement du spin ne conservant pas le spin, généralement dus à des diffusion liées à l'interaction spin-orbite. Cette relaxation s'effectue sur une distance l_{sf} appelée longueur de diffusion de spin, de l'ordre de 38 nm dans le Co et 350 nm dans le Cu à température ambiante [12, 25, 26]. On voit ainsi qu'il est possible de découpler partielle-

³Voir section 1.3 et référence [11].

ment les courants de spin transverses et longitudinaux.

Les travaux théoriques les plus récents sur le couple de transfert de spin convergent vers un traitement diffusif dans les couches et un traitement balistique interfacial du couple de transfert de spin. C'est le cas des travaux de Stiles *et al.* [70, 7, 84, 71], Kovalev *et al.* [85], Slonczewski [86], Manchon *et al.* [87] et Fert *et al.* [76, 15]. L'évolution des courants de spin longitudinaux à l'intérieur des couches, phénomène diffusif, est décrite par des équations de diffusion de spin du type Valet et Fert [11]. Le couple de transfert de spin et l'absorption du courant de spin transverse, phénomènes balistiques d'interface, sont introduits dans des conditions aux interfaces pour l'accumulation et les courants de spin. La démarche est identique à celle utilisée dans le modèle de Valet et Fert pour la prise en compte des diffusions dépendants du spin aux interfaces (voir section 1.3).

Dans ce cadre, Albert Fert a décrit en 2003 une théorie permettant le calcul du couple de transfert de spin dans le cas de petits angles θ entre les aimantations [76] (configuration proche des états parallèle et antiparallèle). Dans ce cas, le calcul des profils du courant et de l'accumulation de spin longitudinal est simplifié. Dans un calcul du couple au premier ordre en θ , on peut en effet négliger les corrections en θ^2 sur les amplitudes des courants de spin et d'accumulation de spin par rapport à la configuration colinéaire parallèle et antiparallèle. Ces amplitudes peuvent donc être calculées grâce au modèle de Valet-Fert valable pour des configuration colinéaires. L'expression de ces couples est utile en particulier pour discuter les conditions de stabilité des états statiques et dynamiques induits par le courant partant des états P et AP.

3.1.2.2 Le modèle de Fert

Considérons deux couches ferromagnétiques séparées par une couche non magnétique et traversées par un courant s'écoulant perpendiculairement au plan des couches (voir figure 2.1). On note $\vec{j}_m(x)$ la densité de courant de spin associé au courant d'électron s'écoulant dans la direction x perpendiculaire aux couches et $\vec{m}(x)$ l'accumulation de spin⁴. Dans un premier temps, les profils d'accumulation de spin et de courants de spin longitudinaux sont calculés pour une configuration où les aimantations sont colinéaires (aimantations parallèle ou antiparallèle) grâce au modèle de Valet-Fert en utilisant comme paramètres les valeurs expérimentales des coefficients usuels de la CPP-GMR⁵. Un tel profil est représenté sur la figure 3.4(a) pour une multi-

⁴voir section 1.3.2, p 13 pour une définition de ces grandeurs dans le cas colinéaire.

⁵Coefficients d'asymétrie de spin β , γ , la longueur de diffusion de spin l_{sf} , « interface spin memory loss » ... obtenus par des expériences de CPP-GMR.

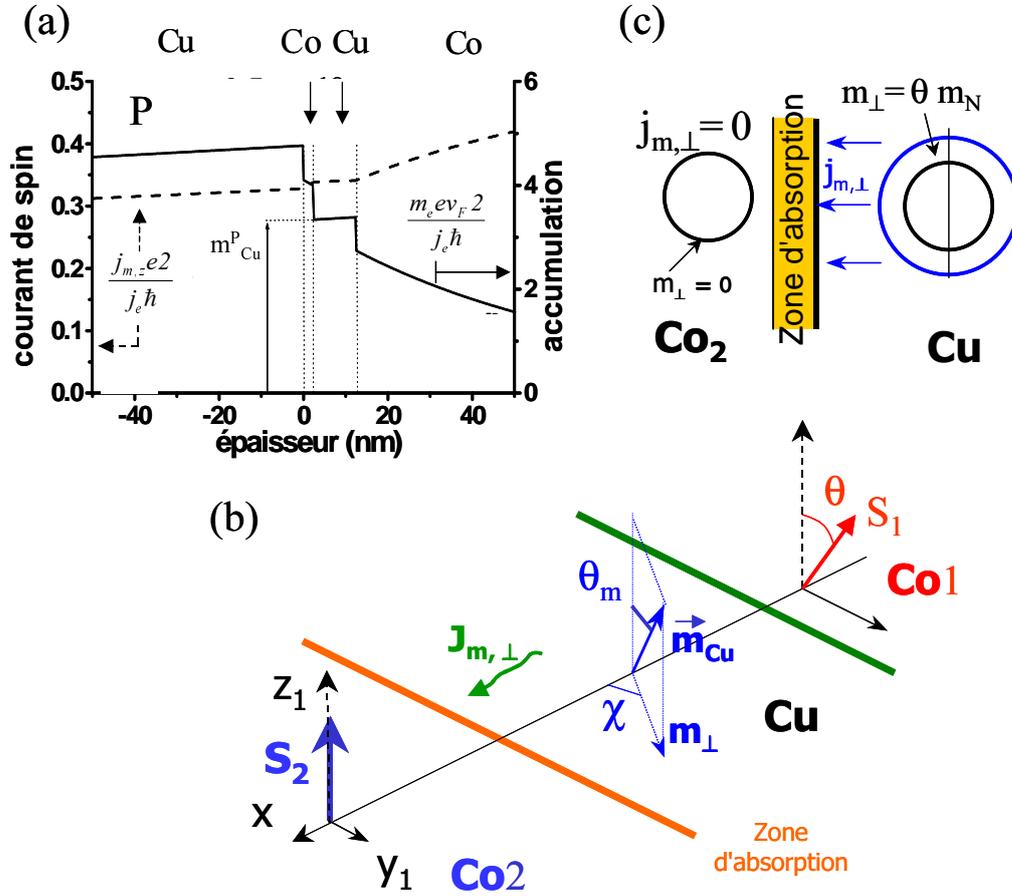


FIG. 3.4 – (a) Courant de spin longitudinal et accumulation de spin dans une multicouche $Cu(\infty)/Co(2,5 \text{ nm})/Cu(10 \text{ nm})/Co(\infty)$ (b) Schéma illustrant l'accumulation de spin \vec{m} et l'accumulation transverse m_{\perp} correspondante dans une tricouche $Co1$ (polarisatrice)/ Cu / $Co2$ (libre) d'aimantation \vec{M}_1 et \vec{M}_2 et de spins \vec{S}_1 et \vec{S}_2 (c) Schéma illustrant le courant de spin transverse à l'interface $Co2/Cu$ dû à la discontinuité de l'accumulation de spin transverse m_{\perp} . Dans la couche de Cu , les sphères de Fermi des deux directions de spins suivant les axes de quantification transverses sont dilatées/contractées du fait de m_{\perp}^{Cu} , ce qui n'est pas le cas dans la couche de Co , car $m_{\perp}^{Co2} = 0$ entraînant un fort courant de spin transverse proportionnel à m_{\perp}^{Cu} (On se place au delà de la zone d'absorption, c'est-à-dire à plus de environ 1 nm de l'interface).

couche $Co/Cu/Co$ dans une configuration parallèle des aimantations. Dans la couche de Cu , l'accumulation et le courant de spin varient peu ($t_{Cu} \ll l_{sf}Cu$) et on peut les considérer comme constants à l'intérieur de la couche.

Pour un petit angle θ entre les deux aimantations, on peut montrer que

l'amplitude de \vec{j}_{mCu} et \vec{m}_{Cu} dans le Cu varie au deuxième ordre en θ . Pour un calcul du couple au premier ordre en θ , on peut les assimiler à leurs valeurs dans l'état P, notées respectivement j_{mCu}^P et m_{Cu}^P . Le vecteur \vec{m}_{Cu} ne peut pas être à la fois parallèle aux deux aimantations et son orientation est définie par des angles θ_m et χ inconnus (voir Fig. 3.4(b)).

A l'interface Cu/Co2, le courant de spin transmis transverse à \vec{M}_2 est entièrement absorbé. Ceci se manifeste par une accumulation de spin transverse discontinue à l'interface : $|\vec{m}_{Cu,\perp}| = \theta_m m_{Cu}^P$ et $\vec{m}_{Co2,\perp} = 0$. Cette discontinuité est équivalente à un fort gradient d'accumulation de spin qui génère un courant de diffusion de spin transverse important.

Le courant incident à l'interface Cu/Co2 dû à la discontinuité de \vec{m}_\perp , $j_{m,\perp,accu}^{inc} = j_{x,\perp,accu}^{inc} + i j_{y,\perp,accu}^{inc}$, est la somme des courants de diffusion de \vec{m}_\perp vers les x positifs et les x négatifs. Comme $\vec{m}_{Co2,\perp} = 0$, seul le courant vers les x positifs contribue à $j_{m,\perp,accu}^{inc}$ (voir Fig. 3.4(c)). On obtient $j_{m,\perp,accu}^{inc}$ en sommant $v_x m_{Cu,\perp}$ sur la demi-sphère de Fermi⁶ S_{F+} de $v_x > 0$. On trouve alors :

$$j_{m,\perp,accu}^{inc} = \frac{1}{4} \theta_m e^{i\chi} m_{Cu}^P v_F \quad (3.6)$$

où v_F est la vitesse de Fermi⁷

Le courant de spin absorbé total s'obtient en ajoutant à ce courant lié à la discontinuité de \vec{m}_\perp à l'interface, le courant de spin lié au gradient d'accumulation $\vec{j}_{m,\perp,grad}$ avec $|\vec{j}_{m,\perp,grad}| = \theta_m j_m^P$. Les angles θ_m et χ sont déterminés en faisant un bilan sur les courants de spin transverses sortants et réfléchis dans la couche de cuivre⁸. Dans la configuration parallèle, on trouve $\theta_m = \theta/2$ et $\chi = \pi/2$.

Par ailleurs, dans le cas de couche de Cu fine, un courant de spin provenant directement de la couche épaisse de Co est aussi absorbé. Ce courant contribue pour une fraction $\exp(-(t_{Cu}/\lambda_{Cu}))$ au courant de spin total, avec λ_{Cu} le libre parcours moyen dans le cuivre. En sommant les contributions des courants de diffusion provenant du Co et du Cu, on obtient finalement le courant absorbé total, égal au couple de transfert de spin $\vec{\tau}$ pour θ proche de l'état parallèle. Pour une section de surface A traversé par le courant, on a :

$$\begin{aligned} {}^6 j_{m,\perp,accu}^{inc} &= \theta e^{i\chi} m_{Cu}^P \int_{S_{F+}} v_x \frac{d\Omega}{4\pi} = \theta e^{i\chi} m_{Cu}^P \int_0^{\pi/2} \frac{v_F}{2} \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta \\ &= \frac{1}{4} \theta e^{i\chi} m_{Cu}^P v_F. \end{aligned}$$

⁷Le coefficient $\frac{1}{4} \theta_m e^{i\chi} m_{Cu}^P$ est équivalent à la partie réelle de la conductance de mélange de spin $G^{\uparrow\downarrow}$ introduit dans le chapitre 3.1.1.2, p 36.

⁸Voir la référence [88] pour plus de détails

$$\begin{aligned} \frac{\vec{\tau}^P}{A} = & \left[\left(\frac{1}{8} m_{Cu}^P v_F + \frac{j_{m,Cu}^P}{2} \right) (1 - e^{-t_{Cu}/\lambda_{Cu}}) \right. \\ & \left. + \left(\frac{1}{4} m_{Co}^P v_F + j_{m,Co}^P \right) e^{-t_{Cu}/\lambda_{Cu}} \right] \vec{m}_2 \times \vec{m}_2 \times \vec{m}_1 \end{aligned} \quad (3.7)$$

Les vecteurs \vec{m}_1 et \vec{m}_2 sont les vecteurs unitaires associés respectivement à la direction des aimantations des couches Co1 et Co2. Les termes m_{Co}^P et $j_{m,Co}^P$ sont respectivement l'accumulation de spin et les courants de spin dans la configuration parallèle à l'interface Cu/Co1. Pour θ proche de la configuration antiparallèle, il faut remplacer l'indice P par l'indice AP. L'expression du couple de transfert de spin (3.7) est calculée dans le cas d'une multicouche de structure Co/Cu/Co, mais reste valable quelque soit l'empilement considéré tant que les matériaux de la multicouche restent métalliques⁹. Il est intéressant de comparer l'amplitude relative des termes $m_{Cu}^P v_F/4$ et $j_{m,Cu}^P$ ¹⁰ :

$$\frac{\frac{1}{4} m_{Cu}^P v_F}{j_{m,Cu}^P} \sim \frac{3}{8} \left\langle \frac{l_{sf}}{\lambda} \right\rangle$$

où $\langle \frac{l_{sf}}{\lambda} \rangle$ est la moyenne sur toute la structure du rapport du libre parcours moyen sur la longueur de diffusion de spin. Le terme $\frac{3}{8} \langle \frac{l_{sf}}{\lambda} \rangle$ est en général grand devant 1 et donc le terme lié à la discontinuité de l'accumulation prédomine sur le terme de gradient d'accumulation. On note $P = j_m^P / (j_e/e)$ la polarisation du courant liée au courant de spin j_m^P . Le courant lié à l'accumulation $\frac{1}{4} m_{Cu}^P v_F \sim P \langle \frac{l_{sf}}{\lambda} \rangle \frac{j_e \hbar}{e}$ est équivalent à un courant classique de polarisation effective $\frac{3}{8} P \langle \frac{l_{sf}}{\lambda} \rangle$ qui peut être plus grand que 1, alors qu'en général P est inférieur à 0,5. On peut ainsi espérer diminuer les courants critiques en augmentant l'accumulation dans la couche de Cu. Dans les systèmes métalliques, il apparaît difficile de diminuer les courants critiques de plus d'un facteur 10 [76, 89]. Dans des matériaux permettant une plus grande accumulation de spin, comme les semi-conducteurs ferromagnétiques, une augmentation plus importante peut-être espérée.

On voit sur l'équation (3.7) que le couple est relié directement à l'accumulation et au courant de spin dans la couche de cuivre qui dépendent des

⁹Dans le cas où la couche libre est en sandwich entre deux électrodes polarisatrices, il est nécessaire de prendre en compte les couples aux deux interfaces entourant la couche libre

¹⁰ En utilisant la relation (1.4) de la section 1.3.2 $j_{m,Cu}^P \sim \frac{\hbar}{2e} \left(\frac{1}{e\rho} \frac{\partial \Delta\mu}{\partial z} \right) \sim \frac{1}{e^2 \rho N(E_F)} \frac{m_{Cu}^P}{l_{sf}} \sim \frac{\lambda}{l_{sf}} \frac{2m_{Cu}^P v_F}{3}$

phénomènes de diffusion dans toute la structure. Il apparaît donc possible de contrôler l'amplitude et même le signe du couple en changeant les profils de courant et d'accumulation. Ceci est possible en jouant sur les propriétés de diffusion (coefficients α , γ , l_{sf} , ...) dans les matériaux entourant la couche ferromagnétique libre.

3.2 Modifier le couple de transfert de spin

Plusieurs expériences de transfert de spin dans des nanopiliers ont mis en évidence le rôle des phénomènes diffusifs dans les couches entourant la couche libre [13, 14, 38, 89, 40, 90, 91]. En choisissant de manière appropriée les matériaux composant la multicouche, il est possible de jouer sur l'amplitude mais aussi le signe du couple de transfert de spin.

Ainsi, AlHajDarwish *et al.* [14] ont montré qu'il était possible de modifier le signe des courants critiques en changeant les propriétés de diffusion dépendant du spin et de relaxations de spin dans les couches et aux interfaces. Pour cela, les auteurs ont dopé les différentes couches magnétiques avec du chrome (le chrome diffusent plus les spins majoritaires que minoritaires [18]), et changer le matériau composant l'espaceur métallique. Ceci leur a permis de modifier le signe des coefficients β et γ d'asymétrie de diffusion de spin respectivement dans les couches et aux interfaces¹¹.

Plusieurs conclusions peuvent être déduites de cette étude. En premier lieu, on peut modifier indépendamment le signe des courants de retournement et le caractère normal (la résistance est plus faible dans l'état parallèle) ou inversé (la résistance est plus grande dans l'état parallèle) de la magnétorésistance géante. D'autre part, dans ces expériences, le signe des courants de retournement, et donc le signe du couple de transfert de spin, dépend du signe des coefficients β et γ de la couche *polarisatrice* et est indépendant du matériau composant la couche fine¹². En particulier, dans le cas d'une structure Ni₉₇Cr₃/Cu/Py, l'effet de la polarisation en spin négative liée aux diffusions dans la couche polarisatrice ($\beta < 0$ dans Ni₉₇Cr₃) domine sur la polarisation positive d'interface ($\gamma > 0$ pour l'interface Ni₉₇Cr₃/Cu). On observe alors des signes de courants de renversement inversés par rapport à une structure Py/Cu/Py classique. Ce résultat ne peut s'expliquer si on ne considère que les phénomènes balistiques aux interfaces. En conclusion, le couple de transfert de spin tout comme la GMR, dépend à la fois des effets d'interfaces et des diffusion dépendants du spin dans les couches.

¹¹Si $\beta > 0$ (resp. $\beta < 0$), les spins majoritaires sont moins diffusés (resp. plus diffusés) que les spins minoritaires dans les couches. Voir la section 1.3.2 p 14 pour plus de détails.

¹²Ce n'est pas une règle générale, il y a des exceptions.

L'amplitude du couple peut aussi être modifiée en jouant sur les matériaux entourant la tricouche magnétique. Urazhdin *et al.* [13] et Jiang *et al.* [38] ont montré que l'insertion d'une fine couche d'un matériau diffusant fortement les spins, comme FeMn (Urazhdin *et al.* [13]) ou Ru (Jiang *et al.* [38]), entre la couche fine et l'électrode supérieure permettait une diminution des courants critiques, associée à une augmentation de la GMR. Un effet similaire a été observé par Yang *et al.* en insérant une couche d'or de l'ordre de l_{sf}^{Au} (≈ 30 nm), entre le pilier et une électrode supérieure de Cu [90], entraînant une plus forte diffusion de spin. Ceci peut se comprendre en considérant que la diffusion de spin à l'extérieur de la partie active permet à la polarisation en spin de se construire dans la partie active [87].

L'effet de transfert de spin peut aussi être fortement diminué, en dopant par exemple la couche de Cu par du Pt, qui diffuse fortement les spins [13]. Ceci entraîne une diminution de l'accumulation et du courant de spin et diminue le couple et la GMR. Une autre possibilité est d'entourer la couche fine de deux couches polarisatrices dont les aimantations sont parallèles. Dans ce cas, l'accumulation de spin s'annule presque au niveau de la couche fine et le couple résultant est très faible¹³

Tous ces exemples soulignent que l'effet de transfert de spin tout comme la CPP-GMR est lié à la fois à des effets d'interface mais aussi aux phénomènes diffusifs dans l'ensemble des couches constituant la structure. Il est possible de modifier et de contrôler le couple de transfert de spin en jouant sur ces phénomènes.

¹³Ces systèmes à double vannes de spin ont une application pour les futures têtes de lecteur de disque dur de dimensions inférieures à 100 nm pour lesquelles l'effet de transfert de spin est à l'origine de bruit parasite et doit être éliminé.

Chapitre 4

Dynamique de l'aimantation induite par le couple de transfert de spin

Nous avons vu qu'il était possible de prédire et modifier le couple de transfert de spin en connaissant les paramètres du transport dépendant du spin dans le nanopilier et les électrodes. Nous décrivons dans ce chapitre comment ce couple agit sur l'aimantation et en particulier sur ses états dynamiques. Dans la section 4.1, nous introduisons un modèle décrivant la dynamique de l'aimantation dans l'hypothèse d'une aimantation uniforme (hypothèse macrospin). Ce modèle va nous permettre de décrire les caractéristiques essentielles de la dynamique de l'aimantation induite par le couple de transfert de spin. Une majorité d'expérience de transfert de spin étant faites à température ambiante, nous décrivons dans la section 4.2 l'influence de la température sur la dynamique de l'aimantation. Enfin nous présentons dans la section 4.3 des caractérisations expérimentales de la dynamique hyperfréquence de l'aimantation. Ces résultats expérimentaux montrent les limites de l'hypothèse macrospin, et soulignent que dans certaines conditions, il est nécessaire de prendre en compte le caractère inhomogène de l'aimantation pour décrire correctement les excitations de l'aimantation induites par le couple de transfert de spin (section 4.4).

4.1 Dynamique de l'aimantation dans l'approximation macrospin

Nous avons vu dans le chapitre 2 qu'il était possible de décrire la dynamique de l'aimantation induite par le couple de transfert de spin en intro-

duisant le couple de transfert de spin dans l'équation de Landau-Lifschitz-Gilbert (LLG) (2.4). Ceci suppose de décrire l'état magnétique par un vecteur aimantation de norme constante dont le seul degré de liberté est l'orientation (« hypothèse macrospin »). Bien que simplificatrice, cette hypothèse permet une bonne compréhension des phénomènes physiques en jeu et décrit les caractéristiques essentielles de la dynamique.

Kiselev *et al.* [4] ont résolu numériquement l'équation LLG modifiée (2.4) pour différentes valeurs de champ et de courant¹. Le facteur de polarisation $P(\theta)$, avec θ l'angle entre les deux aimantations, est celui déduit initialement par J. Slonczewski [1] dans le cas d'un transport entièrement balistique².

Le champ appliqué $\vec{H} = H \vec{u}_x$ est dans le plan des couches et a la direction du champ d'anisotropie uniaxiale $\vec{H}_u = H_{an} \cos \theta \vec{u}_x$ dû à la forme elliptique du nanopilier. On note \vec{m} la direction de l'aimantation ($|\vec{m}| = 1$) et $-m_z H_d \vec{u}_z$ le champ démagnétisant suivant la direction \vec{u}_z perpendiculaire au plan des couches, avec $m_z = \vec{m} \cdot \vec{u}_z$. Pour des épaisseurs faibles par rapport aux dimensions latérales du nanoaimant, H_d est égale à l'aimantation à saturation M_s . L'aimantation de la couche polarisatrice est supposée fixe et alignée suivant la direction des champs positifs, qui favorisent donc un état parallèle. La convention de signe du courant choisie par Kiselev *et al.* est la suivante : un courant positif est associé à un courant d'électron de la couche fine vers la couche polarisatrice et tend à amener l'aimantation de la couche libre dans une configuration antiparallèle. Nous nous plaçons à température nulle.

La figure 4.1(a) montre les différents états statiques et dynamiques obtenus suivant la valeur du champ et du courant appliqué. Considérons tout d'abord le cas où le champ appliqué est supérieur au champ d'anisotropie H_{an} . A courant nul, l'aimantation de la couche libre est alignée avec le champ et dans une configuration parallèle. Si on injecte un courant positif supérieur à un courant critique I_1^P , l'état parallèle devient instable et l'aimantation se met à précesser autour de la direction du champ appliqué, avec un petit angle de précession (Fig. 4.1(b)(1)). Pour $I \approx I_1^P$, la fréquence de précession est proche de la fréquence de résonance ferromagnétique de Kittel dans des films minces associée à des précessions à petits angles :

$$f_K = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H + H_{an})(H + H_{an} + H_d)} \quad (4.1)$$

¹ Les paramètres physiques utilisés sont les suivants : aimantation à saturation $\mu_0 M_s = 1$ T, amortissement $\alpha = 0,014$, champ d'anisotropie dans le plan $\mu_0 H_{an} = 0,05$ T. [4]

² $P(\theta) = 1/(-4 + (1 + P')^3(3 + \cos \theta)/4P'^{\frac{3}{2}})$, avec $P' = (N^\uparrow - N^\downarrow)/(N^\uparrow + N^\downarrow)$, et $N^{\uparrow(\downarrow)}$ la densité d'état au niveau de Fermi pour les spins majoritaires (resp. minoritaires). Pour une électrode polarisatrice de Co, P' est choisi égale à 0,3. On peut remarquer que cette polarisation a la forme de l'équation (5.4) p 62 avec $q_- = 0$. D'autre part, $P(0) \neq P(\pi)$.

4.1 Dynamique de l'aimantation dans l'approximation macrospi47

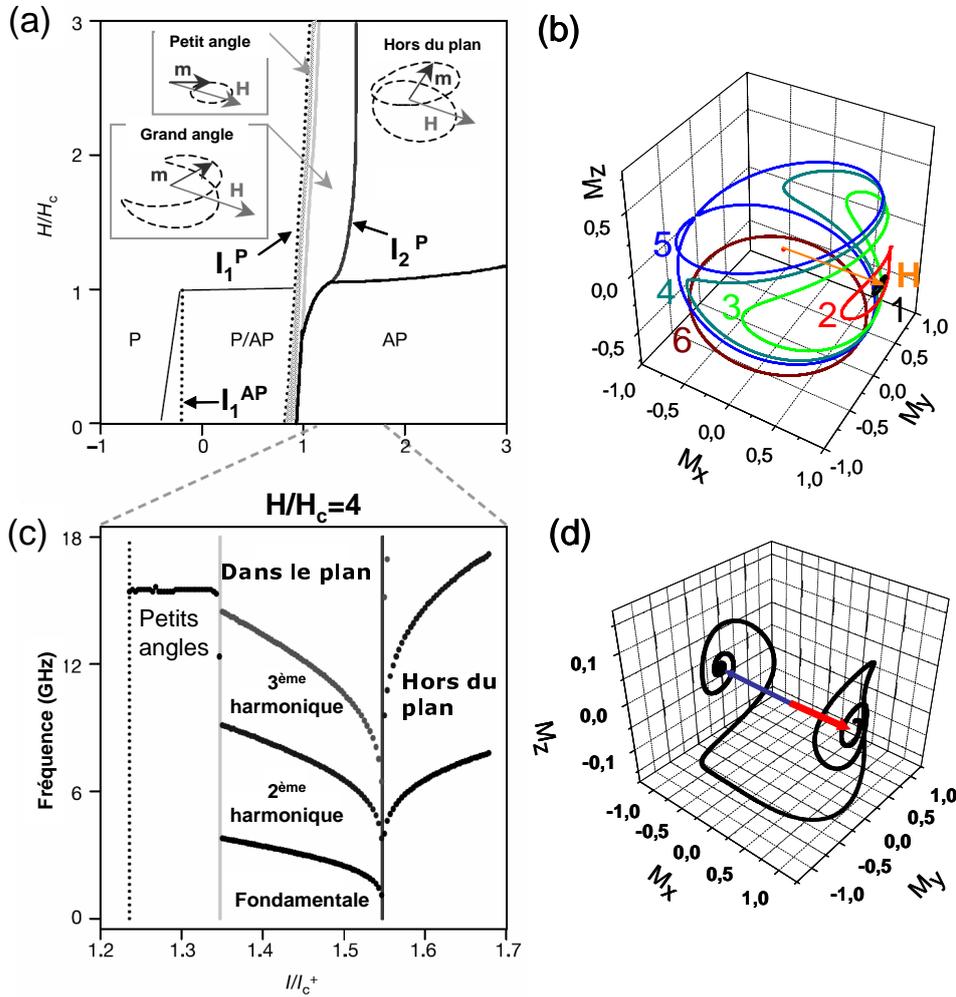


FIG. 4.1 – (a) Diagramme de phase de la dynamique de l'aimantation obtenu comme décrit dans le texte, pour un nanoaimant de $70 \times 130 \text{ nm}^2$, avec $I_c = 2,8 \text{ mA}$ [4]. Les lignes en pointillés représentent les courants d'instabilités $I_1^{P(AP)}(H)$. Les lignes continues séparent les régions (I, H) correspondant à différents états statiques ou modes de précession. (b) Illustration de l'évolution des trajectoires avec le courant croissant (de 1 à 6) dans le régime $H > H_{an}$. (c) Fréquence de précession en fonction de I pour $H/H_{an} = 4$ calculée par Kiselev et al. [4]. (d) Illustration de la trajectoire de l'aimantation lors du retournement de l'aimantation induit par le courant de l'état P (flèche rouge) vers l'état AP (flèche noire) dans le régime $H < H_{an}$. (a) et (c) extraites de la référence [4]. (b) et (d) obtenus en simulant l'équation LLG avec des paramètres proches de ceux utilisés par Kiselev et al.. $H = 4H_{an}$ pour (b) et $H = 0$ pour (d).

où γ est le rapport gyromagnétique.

Lorsque l'on augmente le courant appliqué, l'angle de précession augmente (1-3) et peut dépasser 90° (4) : on parle alors de précession grand-angle, ou « clamshell » (en forme de coquillage). Dans ce régime, la fréquence diminue avec le courant (régime de « red shift » (Fig. 4.1(c))). Au-dessus d'un courant critique I_2^P , les deux branches symétriques de la trajectoire par rapport au plan des couches (xy) se scindent en deux trajectoires symétriques de part et d'autre de (xy) (5-6). On passe alors d'un mode de précession dans le plan (1-4) à un mode de précession hors du plan suivant une de ces deux trajectoires (6). Lorsqu'on augmente le courant, les trajectoires s'éloignent du plan (xy) et se resserrent. Cela se traduit par une augmentation de la fréquence avec le courant (régime de « blue shift ») (Fig. 4.1(c)).

Considérons maintenant la cas où le champ appliqué est inférieur au champ d'anisotropie H_{an} . A courant nul, les états parallèle et antiparallèle sont stables. Comme dans le cas où $H > H_{an}$, partant de l'état parallèle, l'application d'un courant positif supérieur au courant critique I_1^P se manifeste par une instabilité de l'aimantation et un régime de précession petits angles. L'angle de précession augmente avec le courant et au-delà d'un certain courant critique, l'aimantation se renverse et est rapidement amortie vers l'état antiparallèle [92, 71] (Fig. 4.1(d)). Le comportement est similaire partant de l'état antiparallèle pour un signe de courant contraire.

On peut exprimer le courant d'instabilité en considérant l'influence du courant sur une trajectoire non perturbée [1, 92, 3], c'est-à-dire en l'absence d'amortissement et de couple de transfert de spin ($\alpha = 0$, $I = 0$). Dans ce cas, l'équation LLG (2.4) se traduit pour de petits angles autour de $\theta = 0$ par des précessions elliptiques de l'aimantation telle que :

$$\vec{m} \approx \vec{u}_x + m_y \cos wt \vec{u}_y + m_y \frac{\gamma(H_{an} + H)}{w} \sin wt \vec{u}_z$$

avec $w = 2\pi f_K$. L'amortissement tend à diminuer l'amplitude m_y des oscillations avec le temps, tandis que le couple de transfert de spin les amplifie ou les atténue suivant le signe du courant. En utilisant la relation (2.6), on peut écrire la variation moyenne d'énergie par unité de temps pour des petits angles θ autour de l'état parallèle :

$$\overline{\frac{dE}{dt}} = m_y^2 \gamma \mu_0 M_s^2 \left[-\alpha \left(\frac{H_d}{2} + H_{an} + H \right) - M_s \frac{j}{j_a} \right]$$

avec j la densité de courant injecté et $j_a = 2\mu_0 M_s^2 e d / (P\hbar)$. L'état parallèle

$\theta = 0$ devient instable si $\frac{dE}{dt} > 0$, c'est-à-dire $j < j_1^P$ avec j_1^P tel que³ :

$$j_1^P = -\frac{2e\mu_0}{\hbar} \frac{d}{P(0)} \alpha M_s \left(\frac{H_d}{2} + H_{an} + H \right) \quad (4.2)$$

avec d l'épaisseur du nanoaimant. On peut vérifier sur cette expression que le courant critique est d'autant plus petit que $P(0)$ est grand, que l'épaisseur du nanoaimant est faible (il y a moins de spins à retourner) et que l'amortissement est faible. En utilisant les paramètres typiques d'un nanoaimant de Co ($\mu_0 H_{an} \sim 0,1$ T, $\mu_0 H_d \sim \mu_0 M_s \sim 1,7$ T, $\alpha=0.009$, $d=3$ nm, $P(0)=0,3$), j_1^P est de l'ordre de $3 \cdot 10^7$ A/cm². On déduit de manière similaire le courant d'instabilité partant de l'état antiparallèle ($|H| < H_{an}$) :

$$j_1^{AP} = \frac{2e\mu_0}{\hbar} \frac{d}{P(\pi)} \alpha M_s \left(\frac{H_d}{2} - H_{an} + H \right) \quad (4.3)$$

Le courant critique pour lequel l'aimantation passe d'un régime de précession dans le plan à (1) l'état stable AP dans le cas $H < H_{an}$ ou (2) un état de précession hors du plan dans le cas $H > H_{an}$, est plus délicat à exprimer analytiquement, car il n'est plus possible de linéariser l'équation de LLG. Plusieurs approches se basant sur des théories non-linéaires permettent cependant de construire le diagramme de phase [71, 93, 94]. En particulier, dans le régime irréversible ($H < H_{an}$), on peut obtenir une expression analytique du courant critique de retournement [93], mais son expression est complexe (voir Ref. [71]).

4.2 Influence de la température

Jusqu'à présent, nous avons négligé l'influence de la température sur le comportement statique et dynamique de l'aimantation. Dans le cas de mesures effectuées à basse température (température de l'Helium liquide), le comportement de l'aimantation est proche de celui prévu à 0 K. Cependant, dans la perspective d'application et par simplicité, de nombreuses expériences sont effectuées à température ambiante, ce qui a des conséquences importantes sur les caractéristiques statiques et dynamiques observées.

Ainsi, Myers *et al.* [79] ont montré que le courant critique de retournement de l'aimantation à faible champ à température ambiante variait lorsqu'on reproduit plusieurs fois de suite l'expérience. La figure 4.2(a) montre une large distribution du courant critique de retournement de l'état P à AP pour un champ inférieur au champ coercitif. Le processus de retournement

³La convention de signe du courant est la même que celle de la section 2

n'est ainsi plus déterministe mais stochastique. La caractéristique nanoaimant du pilier se manifeste ainsi par un retournement de l'aimantation thermiquement activé mettant en jeu de petites barrières d'énergie modulables par le courant. L'énergie thermique facilite les transitions entre les différents états stables ou métastables, entraînant une diminution des courants et champs critiques lorsque la température augmente ou la vitesse de la rampe de courant appliquée diminue. (Fig. 4.2(b)). Cela se manifeste dans les diagrammes de phase champ-courant par une région de bistabilité des états P/AP plus étroite et de forme plus arrondie lorsqu'on augmente la température (Fig. 4.2(c-d)).

En présence de deux états stables ou métastables, l'énergie thermique entraîne des fluctuations entre ces états. Le temps moyen que passe l'aimantation dans chaque état dépend de la hauteur de barrière à franchir par rapport à l'énergie thermique et varie fortement avec les valeurs du champ et du courant appliqué. Pour des champs inférieurs au champ coercitif, les temps associés aux états P et AP sont généralement grands devant le temps de mesure (de l'ordre d'1 s). Ces états sont stables à cette échelle de temps et les transitions hystérétiques. Pour des champs supérieurs au champ coercitif, ces temps peuvent être inférieurs au temps de mesure. On observe alors des sauts aléatoires entre les états ou « bruit télégraphique » sur des gammes de temps allant de 1 s à quelques ns suivant les valeurs du champ, du courant appliqué et de la température [79, 44, 48, 95, 96](voir Fig. 4.3(a-c)). Les transitions d'un état à un autre induites par le champ ou le courant sont alors réversibles et caractérisées par un pic dans la résistance différentielle, correspondant à des temps de vie moyen des deux états égaux [48](voir Fig. 4.3(d) trait pointillé).

Pufall *et al.* [96] ont observé ce bruit télégraphique à des fréquences allant jusqu'au GHz (Fig. 4.3(a-b)). La présence de bruit télégraphique se manifeste dans le spectre par du bruit basse fréquence ayant la forme d'une lorentzienne centrée en zéro (Fig. 4.4(c)).

4.3 Caractérisation expérimentale de la dynamique

Kiselev *et al.* [4] ont été les premiers à mettre en évidence expérimentalement la dynamique de l'aimantation induite par le couple de transfert de spin, en mesurant les oscillations de tension hyperfréquence générées lors de la précession de l'aimantation⁴.

Ces auteurs ont mesuré en fonction du champ et du courant la

⁴Voir aussi la section d'introduction 2.2.2 p 24

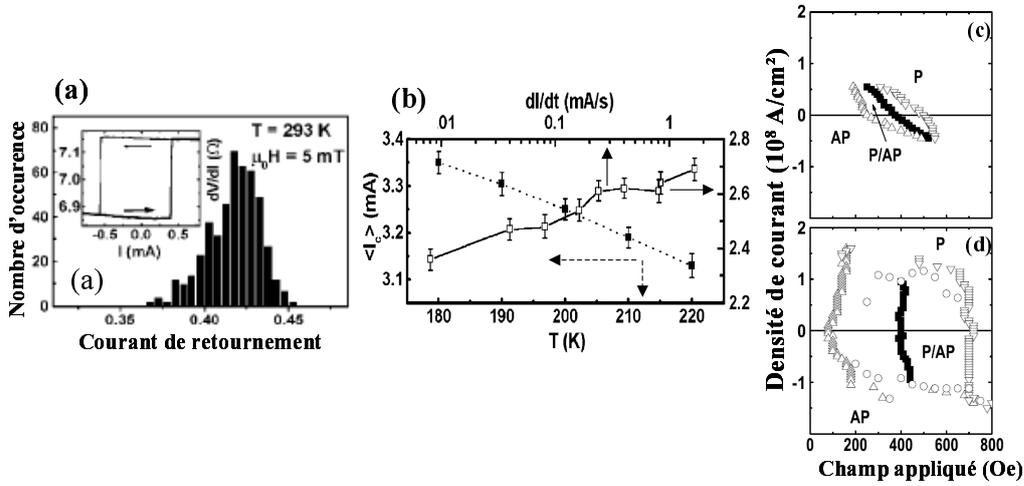


FIG. 4.2 – (a) Distribution du courant de retourment I_c pour la transition parallèle à antiparallèle dans un nanopilier de structure $\text{Co}(40 \text{ nm})/\text{Cu}(6 \text{ nm})/\text{Co}(3 \text{ nm})$ et un champ appliqué de 5 mT à 293 K. Encart de (a) : Résistance appliquée en fonction du courant. (b) Dépendance de la valeur moyenne de I_c avec la température et la vitesse de la rampe de courant appliquée. (c,d) Diagramme de phase d'un nanopilier de structure $\text{Co}(3 \text{ nm})/\text{Cu}(10 \text{ nm})/\text{Co}(12 \text{ nm})$ à 295 K (c) et 4,5 K (d). La forme carrée du diagramme à 4,5 K est proche de celle prédite par le modèle macrospin à température nulle (voir section 4.1 p 45). Figures (a,b) extraites de la référence [79], (c,d) de la référence [81].

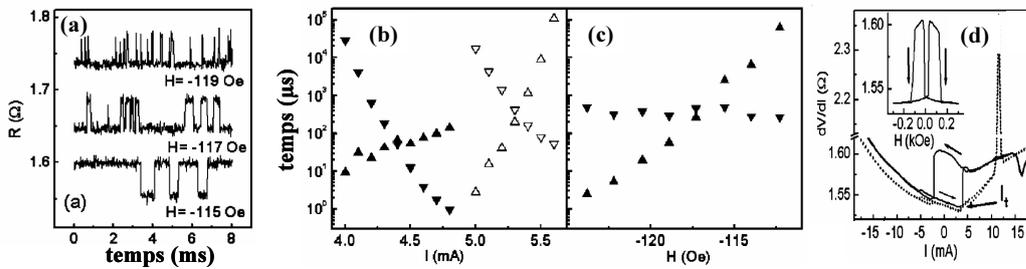


FIG. 4.3 – Bruit télégraphique et résistance en fonction du courant d'un nanopilier de structure $\text{Py}(20 \text{ nm})/\text{Cu}(10 \text{ nm})/\text{Py}(6 \text{ nm})$. (a) Résistance en fonction du temps pour un courant de 4.4 mA favorisant l'état antiparallèle et différents champs à 295 K. (b-c) Variation des temps de vie moyen dans l'état P et AP (triangle vers le haut (P) et vers le bas (AP)) à différents champs en fonction du courant à 295 K et $H = -120$ Oe (triangle plein) et 4,5 K et $H = -335$ Oe (triangle vide) (b); en fonction du champ à 295 K et $I = 4.4$ mA (c). (d) courbe $dV/dI(I)$ à 295 K pour $H = 0$ Oe (trait plein) et $H = -500$ Oe (trait pointillé). Encart : Résistance en fonction du champ magnétique appliquée. Ces mesure ont été effectuées sur un nanopilier de structure $\text{Py}(20 \text{ nm})/\text{Cu}(10 \text{ nm})/\text{Py}(6 \text{ nm})$. Figures extraites de la référence [48].

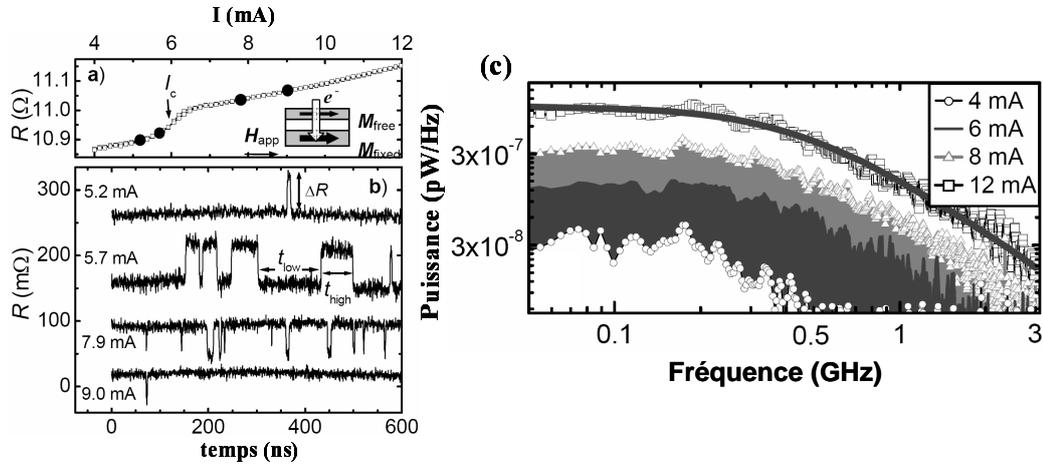


FIG. 4.4 – (a) Résistance en fonction du courant pour un champ appliqué de 0,1 T. (b) Variation de la résistance en fonction du temps à différents courants pour un champ de 0,1 T. (c) Spectre de puissance pour un champ appliqué de 0,24 T pour différents courants. Trait plein : ajustement suivant une fonction de Lorentz à 12 mA. Ces mesures ont été effectués sur un nanopilier de structure $\text{IrMn}(7 \text{ nm})/\text{Co}(7,5 \text{ nm})/\text{Cu}(4 \text{ nm})/\text{Co}(3 \text{ nm})$. Figures extraites de la référence [96]

résistance différentielle et la puissance hyperfréquence émises par le nanopilier (Fig. 4.5 (a-b)). Pour un champ inférieur au champ coercitif, il existe une gamme étroite de courant avant le retournement caractérisée par une augmentation de la résistance et une émission de puissance micro-onde (zone bleu ciel sur Fig. 4.5 (b)). On peut associer cette zone au régime d'oscillation petits angles prédit par le modèle macrospin avant que l'aimantation ne se retourne.

Ce mode de précession est aussi présent pour des champs appliqués supérieurs au champ coercitif. La fréquence de précession varie peu avec le courant (Fig. 4.5(d)) et peut être ajustée suivant une loi de Kittel valable pour de petits angles de précession⁵. Lorsqu'on augmente le courant, la fréquence de précession chute brusquement suggérant un changement de mode dynamique (Fig. 4.5(c-d)). Ce nouveau mode L est caractérisé par une augmentation importante de la puissance émise avec le courant, associée à une diminution de la fréquence de précession, caractéristique d'un mode de précession grand-angle dans le plan⁶. On peut remarquer d'autre part la présence de larges signaux basse fréquence en $1/f$ dans cette région de champ et de courant (Fig. 4.5(c) $I = 2, 6 \text{ mA}$). Au dessus d'une certaine valeur de

⁵voir p 46

⁶cf Fig. 4.1(c), p 47

courant, la puissance émise chute brusquement, et la résistance augmente jusqu'à une valeur intermédiaire entre P et AP ($I \gtrsim 7,3$ mA, Fig. 4.5 (c-d) et zone W sur Fig. 4.5 (b)).

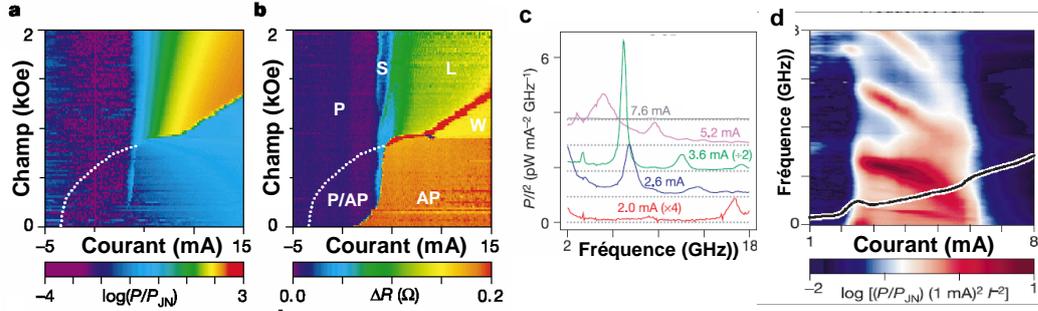


FIG. 4.5 – Echantillon n°1 (a-b) : (a) Puissance micro-onde au-dessus du bruit Johnson en échelle de couleur en fonction du courant et du champ appliqué. (b) Résistance différentielle en échelle de couleur en fonction du courant et du champ appliqué. Echantillon n°2 (c-d) : (c) Spectre micro-onde pour un champ appliqué de 2 kOe et différents courants appliqués. Les courbes sont décalées dans un souci de clarté. (d) Densité de puissance micro-onde en échelle de couleur en fonction de la fréquence et du courant pour un champ appliqué de 2 kOe. La structure du nanopilier est $\text{Co}(3 \text{ nm})/\text{Cu}(10 \text{ nm})/\text{Co}(40 \text{ nm})$. La convention de signe de courant est la suivante : un courant positif correspond à des électrons s'écoulant de la couche fine vers la couche épaisse. Figures extraites de la référence [4].

Les simulations macrospin décrites section 4.1 reproduisent qualitativement le diagramme de phase expérimental, ainsi que les dépendances en courant des fréquences de précession. Cependant, elles ne permettent pas d'expliquer la présence de la région W dans le diagramme de phase 4.5(b). Un mode de précession hors du plan est prédit dans cette gamme de champ et de courant, caractérisé par une puissance émise bien plus élevée que celle observée expérimentalement. Ce désaccord suggère que l'hypothèse macrospin n'est plus valable dans la partie W et montre qu'il est nécessaire de prendre en compte l'inhomogénéité spatiale de l'aimantation pour décrire correctement la dynamique dans certaines gammes de champ et de courant.

4.4 Influence de l'inhomogénéité

Si l'on calcule la distribution spatiale de l'aimantation d'un nanoaimant de forme elliptique à champ et courant nul, on remarque qu'elle est inhomogène (Fig. 4.6(a)). Pour réduire les charges magnétiques de surface, l'aimantation se courbe aux extrémités du nanoaimant. Ces charges magnétiques

se manifestent par une distribution de champ interne non-uniforme, d'amplitude plus importante sur les bords de l'ellipse qu'au centre (Fig. 4.6(b)). D'autre part, le champ d'Oersted créé par le courant, de l'ordre de 40 Oe/mA sur les bords d'un nanopilier circulaire de 100 nm de diamètre, a une distribution spatiale inhomogène de symétrie orthoradiale. Ces champs non-uniformes ont une influence importante sur la dynamique de l'aimantation induite par le courant et facilitent la formation de modes de précession inhomogènes [97, 98, 99, 100, 101, 71, 51, 53].

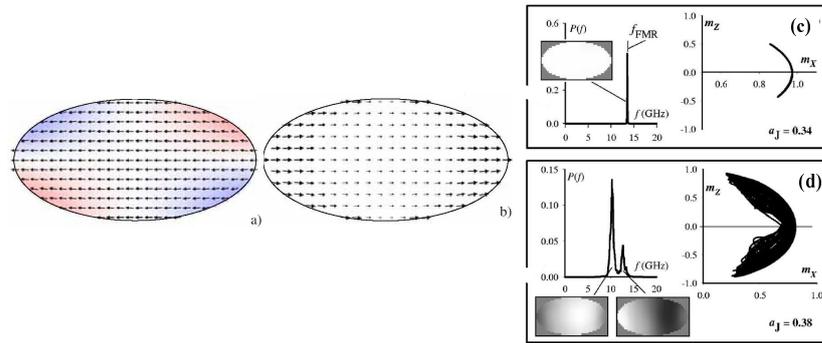


FIG. 4.6 – (a-b) Aimantation (a) et champ effectif (b) d'un nanoaimant de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ de forme elliptique, de dimension $65 \times 130 \text{ nm}^2$ et de 2,5 nm d'épaisseur. Figures extraites de la référence [71]. (c) (gauche) Spectre de puissance de la composante m_z de l'aimantation (transverse à la direction de l'anisotropie uniaxiale) et carte en échelle de gris de la distribution spatiale de l'aimantation pour un courant proche du courant d'instabilité et un champ de 0,2 T (droite) Trajectoire de l'aimantation correspondante dans le plan des couches (d) idem à (c) pour un courant correspondant à l'apparition d'un régime quasi-chaotique. (c) et (d) sont obtenues en tenant compte d'une distribution aléatoire d'anisotropie uniaxiale. Figures extraites de la référence [100].

Les simulations micromagnétiques [97, 98, 99, 100, 101, 71] permettent de rendre compte de l'influence d'une aimantation non-uniforme sur la précession de l'aimantation induite par le couple de transfert de spin. Berkov *et al.* [99] ont ainsi montré que la dynamique de l'aimantation s'éloignait significativement de celle obtenue à partir du modèle macrospin pour des tailles supérieures à 30 nm, et se manifestait dans certaines gammes de champ et de courant par une aimantation largement inhomogène. De manière générale, pour un champ supérieur au champ coercitif, on peut distinguer deux régimes suivant la valeur du courant appliqué. Pour un courant proche du courant critique d'excitation, la dynamique de l'aimantation est caractérisée par des excitations cohérentes de l'aimantation, associées à des précessions petits-angles, des pics hyperfréquence fins et une fréquence variant peu avec le courant. Suivant les auteurs, ce mode de précession est lié

à un mode propre du nanoaimant de forme elliptique, caractérisé par une excitation plus importante aux bords de l'ellipse [101], ou bien un mode entièrement homogène [100](Fig. 4.6(c)). Ce mode reproduit la zone S du diagramme de phase 4.5(b).

Pour des courants plus importants, les simulations micromagnétiques montrent que des ondes de spin inhomogènes et incohérentes sont générées afin d'emmagasiner et de dissiper l'énergie fournie par le couple de transfert de spin [97, 98, 99, 100]. Cette incohérence se manifeste par un élargissement important de la largeur de raie et des trajectoires de l'aimantation quasi-chaotique(Fig. 4.6(d)). Ce mode de précession est caractérisé par une fréquence diminuant avec le courant et correspond à la zone *L* du diagramme de phase expérimental 4.5(b). Dans cette zone, un signal basse fréquence en $1/f$ est observé à $T = 0$ K, correspondant à du bruit télégraphique GHz entre deux états de résistance [97, 98]. Lee *et al.* [98] ont interprété ces transitions par des sauts aléatoires de l'aimantation entre deux puits attracteurs générés par une dynamique de l'aimantation chaotique. Ces instabilités chaotiques et/ou la température explique le bruit en $1/f$ observé par Pufall *et al.* [96]⁷ et Kiselev *et al.* dans la zone *L* de précession.

Enfin, Lee *et al.* attribue la présence d'une zone *W* muette dans le spectre hyperfréquence et l'absence d'un mode de précession hors du plan à l'émissions d'onde de spin de plus en plus incohérentes à mesure que le courant augmente. Ces auteurs observent dans cette zone des configurations vortex instables et un spectre micro-onde caractérisé par l'absence de pics haute fréquence et un fort bruit en $1/f$.

L'inhomogénéité de l'aimantation joue aussi un rôle important à faible champ lors du retournement de l'aimantation. Le champ appliqué est alors inférieur au champ coercitif et le champ d'Oersted agit de façon notable sur l'aimantation. Celui-ci étant de direction orthoradiale, il tend à courber l'aimantation aux extrémités de l'ellipse, et lui donne dans certain cas une forme de « C » (voir Fig. 4.7(a)). La présence d'une aimantation inhomogène joue un rôle crucial dans le retournement comme l'ont montré de récentes études micromagnétiques [98, 103, 104, 102, 105, 71]. L'inhomogénéité du processus de retournement a été directement mis en évidence par Acremann *et al.* [53] grâce à des images résolues en temps du retournement de l'aimantation, obtenue par spectroscopie à rayon X ultra-rapide. Les auteurs ont observé un état *C* créé par le courant (Fig. 4.7(b-c)). Cet état est stable à courant nul, et il est possible de retourner l'aimantation entre cet état intermédiaire et l'état antiparallèle. Le retournement de l'aimantation d'un état à l'autre n'est pas cohérent et s'effectue par déplacement latéral de vortex dans le nanoaimant.

⁷Voir figure 4.4 p 52

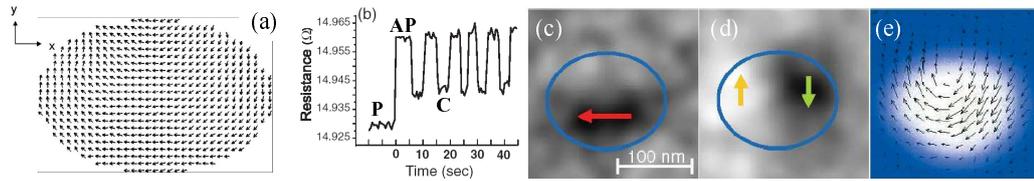


FIG. 4.7 – (a) Structure de domaine en forme de « C » 440 ps après l'application d'une impulsion de courant de 7 mA partant de l'état P (le temps de montée et descente est de 200 ps) obtenue par simulation micromagnétique de la dynamique de l'aimantation d'une ellipse de $66 \times 99 \text{ nm}^2$, extrait de la référence [102]. (b) Résistance en fonction du temps d'un nanopilier de structure CoFe/Cu/CoFe. Des impulsions de courant de signe alternativement positif et négatif sont injectées toutes les 5 s entraînant alternativement le retournement entre l'état antiparallèle et l'état C (c-d) Images magnétiques de l'aimantation de la couche libre de CoFe du nanopilier suivant M_x (horizontale) (c) et M_y (verticale) (d), qui se combinent pour donner un champ de vecteur (e) représentant la direction de l'aimantation. Figures extraites de la référence [53].

Ces expériences montrent directement les limitations du modèle macrospin et la complexité du processus de retournement lorsque l'inhomogénéité de l'aimantation est considérée.

Deuxième partie

Dépendance angulaire
oscillante du couple de transfert
de spin : théorie et expérience

Chapitre 5

Dépendance angulaire oscillante du couple de transfert de spin : modèles théoriques

La prédiction des états dynamiques induits par le couple de transfert de spin nécessite de résoudre deux types de problèmes. D'une part, le couple de transfert de spin et en particulier sa dépendance angulaire sont liés au transport dépendant du spin dans la structure. Il est donc nécessaire dans un premier temps de résoudre les équations régissant ce transport pour pouvoir calculer le couple. Celui-ci est introduit dans un second temps dans les équations décrivant la dynamique de l'aimantation afin de prédire les états dynamiques induits par le transfert de spin. Transport et dynamique sont donc intrinsèquement liés. Dans ce chapitre, nous montrons qu'en jouant sur les processus de relaxation de spin dans la structure, de manière à modifier la dépendance angulaire du couple, la dynamique induite par le couple de transfert de spin peut être profondément modifiée. En particulier, grâce à cette nouvelle dépendance angulaire, des états de précessions à champ nul peuvent être obtenus. Nous introduisons dans une première partie les modèles théoriques permettant de prédire la dépendance angulaire du couple à partir des paramètres décrivant le transport dépendant du spin dans la structure, puis montrons dans une deuxième partie comment cette dépendance angulaire peut être modifiée en jouant sur ces paramètres.

5.1 Dépendance angulaire du couple de transfert de spin : modèles théoriques

5.1.1 Le modèle de Barnas-Fert

Le modèle de Barnas-Fert [15] est une extension à tous les angles du modèle de Fert valable pour de petits angles proches des configurations collinéaires P ou AP et est décrit en détail dans l'annexe A. Il permet de calculer la dépendance angulaire du couple de transfert de spin à partir des paramètres de transport usuels de la CPP-GMR, comme les coefficients d'asymétrie de spin dans le massif et aux interfaces β et γ , la longueur de diffusion de spin l_{sf} , les résistances d'interface, etc...

Le transport est décrit dans les couches par des équations de diffusion pour le courant et l'accumulation de spin de type Valet et Fert et le couple de transfert de spin intervient comme un effet d'interface et est introduit comme condition aux limites. Soulignons que dans ce modèle, le courant de spin transverse à l'interface N/F n'est dû qu'à la discontinuité de l'accumulation de spin et l'influence du courant de spin lié au gradient d'accumulation longitudinale est négligée. Nous considérons par la suite des tricouches $F_1/N/F_2$ telles que les aimantations de F_1 et F_2 sont supposées respectivement fixe et libre, et nous appellerons F_1 la « couche fixe » et F_2 la « couche libre ».

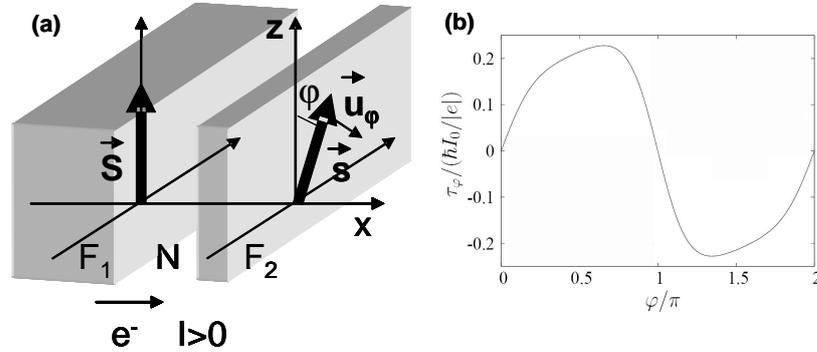


FIG. 5.1 – (a) Schéma de la tricouche, (b) Dépendance de τ_φ en fonction de l'angle φ entre les deux aimantations pour une structure $\text{Co}(\infty)/\text{Cu}(10 \text{ nm})/\text{Co}(10 \text{ nm})/\text{Cu}(\infty)$. Figure (b) extraite de Ref. [15]

Pour un terme de champ effectif du couple négligeable (*i.e.* $\text{Im } G^{\uparrow\downarrow} \approx 0$)¹, on peut écrire simplement le couple de transfert de spin en fonction de l'angle

¹Voir section 3.1.1.2, p 35

φ entre les directions des macrospins \vec{s} et \vec{S} associés respectivement à la couche libre et à la couche fixe :

$$\vec{\tau} = -\frac{\hbar}{2e^2} G^{\uparrow\downarrow} \Delta\mu(\varphi) \frac{\sin(\varphi - \varphi_g)}{\sin(\varphi)} \vec{s} \times \vec{s} \times \vec{S} \quad (5.1)$$

$\Delta\mu$ est la norme du potentiel électrochimique d'accumulation de spin dans la couche non-magnétique, φ_g l'angle (dépendant de φ) que fait $\Delta\vec{\mu}$ avec la direction du macrospin associé à la couche fixe. On peut écrire $\vec{\tau}$ sous la forme $\vec{\tau} = \tau_\varphi \vec{u}_\varphi$, avec \vec{u}_φ unitaire de direction $\vec{s} \times \vec{s} \times \vec{S}$ (voir Fig.5.1(a)) et τ_φ tel que :

$$\tau_\varphi = -\frac{\hbar I}{2e} \mathcal{P}(\varphi) \sin(\varphi) \quad (5.2)$$

$$\text{avec } \mathcal{P}(\varphi) = \frac{G^{\uparrow\downarrow}}{e} \frac{\Delta\mu(\varphi) \sin(\varphi - \varphi_g)}{I \sin(\varphi)} \quad (5.3)$$

I est le courant traversant la structure. $\mathcal{P}(\varphi)$ représente la polarisation en spin effective du courant à l'interface N/F₂. En particulier, $\mathcal{P}(0)$ (resp. $\mathcal{P}(\pi)$) est directement proportionnel à la pente du couple en fonction de l'angle $d\tau_\varphi/d\varphi$ en 0 (resp. en π).

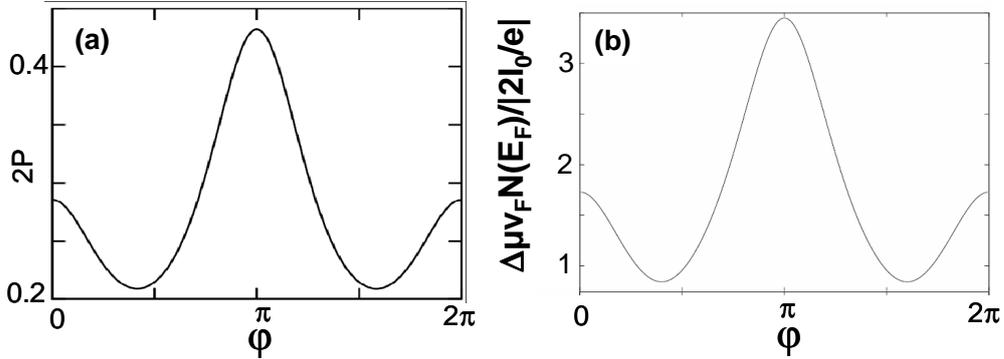


FIG. 5.2 – Dépendance angulaire de (a) $\Delta\mu$, (b) \mathcal{P} pour une structure Co(∞)/Cu(10 nm)/Co(10 nm)/Cu(∞). Figures adaptées de Ref. [15].

La Figure 5.1(b) montre la dépendance angulaire du couple calculée pour la structure Co(∞)/Cu(10 nm)/Co(10 nm)/Cu(∞). On voit qu'elle s'écarte significativement de la forme sinusoïdale attendue dans le cas où \mathcal{P} ne dépend pas de φ . Cela s'explique par la dépendance importante de \mathcal{P} avec l'angle φ (Fig. 5.2(a)). La similarité entre les courbes $\Delta\mu(\varphi)$ (Fig. 5.2(b)) et $\mathcal{P}(\varphi)$ (Fig. 5.2(a)) montre que cette dépendance est liée principalement à la dépendance angulaire de l'accumulation ($-\frac{\sin(\varphi - \varphi_g)}{\sin(\varphi)}$ varie aussi avec φ mais plus faiblement).

5.1.2 Autres modèles théoriques

D'autres travaux théoriques ont été publiés sur la dépendance angulaire du couple et de la résistance se basant soit sur une théorie « des circuits » [86, 85, 106, 107, 108, 109], soit sur une description du transport par une équation de Boltzmann [70, 84]. Ces travaux théoriques convergent vers une forme analytique du couple initialement proposée par Slonczewski [86] : $\tau_\varphi = A\mathcal{P}(\varphi)\sin\varphi$, A étant une constante avec $\mathcal{P}(\varphi)$ tel que :

$$\mathcal{P}(\varphi) = \frac{q_+}{B_0 + B_1 \cos\varphi} + \frac{q_-}{B_0 - B_1 \cos\varphi} \quad (5.4)$$

B_0 , B_1 , q_+ et q_- étant des constantes.

Ces travaux montrent aussi que la dépendance angulaire de la magnétorésistance est directement reliée à la dépendance angulaire du couple. Ceci s'explique par une dépendance commune de ces deux grandeurs aux facteurs de polarisation effectif $\mathcal{P}(\varphi)$. Supposons \mathcal{P} indépendant de φ . La magnétorésistance et le couple de transfert de spin varient alors suivant les lois classiques $\sin^2(\varphi/2)$ et $\sin(\varphi)$ respectivement. Si l'on prend en compte la dépendance angulaire de \mathcal{P} ($\propto \tau_\varphi/\sin\varphi$), la magnétorésistance et le couple de transfert de spin dévient significativement par rapport à ces lois (voir Fig. 5.3) et les déviations associées à ces deux grandeurs sont directement reliées l'une à l'autre [70, 71, 109].

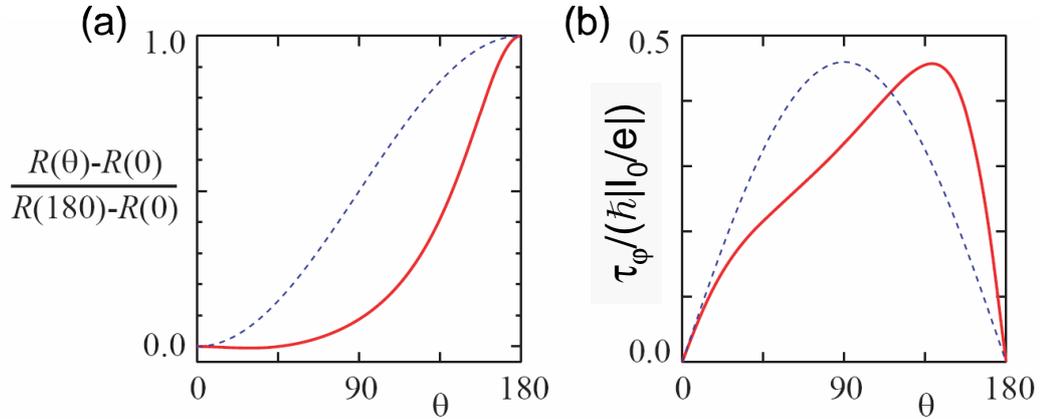


FIG. 5.3 – Dépendance angulaire de la magnétorésistance géante (a) et du couple de transfert de spin dans le cas où la polarisation \mathcal{P} dépend (trait plein rouge) ou non (traits bleus pointillés) de φ . Si \mathcal{P} est indépendant de φ , la magnétorésistance et le couple de transfert de spin varient respectivement comme $\sin^2(\varphi/2)$ et $\sin(\varphi)$. Figures extraites de la référence [71].

5.2 Dépendance angulaire du couple oscillante

5.2.1 Prédications du modèle de Barnas-Fert

La figure 5.4(a) reproduit la dépendance angulaire du couple (dite « standard ») pour la structure Co/Cu/Co calculée dans le cadre du modèle de Barnas-Fert. On peut discuter à partir de cette courbe la stabilité des états P ($\varphi = 0$) et AP ($\varphi = \pi$) en considérant la pente du couple en fonction de l'angle. Pour des électrons s'écoulant de la couche libre vers la couche fixe ($I < 0$ dans notre convention), cette pente est positive en $\varphi = 0$. Le couple de transfert de spin tend donc à déstabiliser l'aimantation de la couche libre dans l'état P et à la retourner dans l'état AP ($\varphi = \pi$). Dans cet état, la pente est négative. L'état AP est donc stabilisé par le couple (voir Fig. 5.4(b)). Si l'on inverse le signe du courant, la dépendance angulaire est inversée par rapport à l'axe des abscisses, et le couple va déstabiliser l'état AP et stabiliser l'état P. On retrouve le comportement classique associé au retournement hystérétique de l'aimantation par transfert de spin à faible champ.

Considérons maintenant la dépendance angulaire du couple prédite par le modèle de Barnas-Fert dans le cas d'une structure Co(8 nm)/Cu(10 nm)/Py(8 nm)², la couche de Py étant la couche libre (Fig. 5.4(c)). Les traits noirs sur la figure représente les pentes du couple dans l'état P et AP prédites par le modèle de Fert³ et seront discutés plus loin. La dépendance angulaire du couple a désormais une forme « oscillante ». Le couple change de signe entre 0 et π et est caractérisé par un angle φ_c qui annule le couple. Pour un courant négatif, les pentes en $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi$ sont négatives, ce qui signifie que les deux états P et AP sont stables. Un courant négatif laisse donc l'aimantation dans l'état initial parallèle ou antiparallèle. En courant positif, les pentes en P et AP sont positives, et les deux états instables. La seule solution est une précession entretenue de l'aimantation⁴. Ceci est confirmé par des simulations macrospin de la dynamique de l'aimantations décrites en détails dans le chapitre 10. Un

²La structure complète est Cu(∞)/Ta(10 nm)/Co(8 nm)/Cu(10 nm)/Py(8 nm)/Cu(5 nm)/Au(∞) et correspond à la structure d'un nanopilier effectivement mesuré. Cependant, la forme de la dépendance angulaire est similaire dans le cas par exemple d'une structure Cu(∞)/Co(8 nm)/Cu(10 nm)/Py(8 nm)/Cu(∞).

³Voir section 3.1.2.2 p 38

⁴Dans certains cas particuliers (absence de champ démagnétisant et d'anisotropie uniaxiale dans le plan), un état d'équilibre stable peut exister pour φ compris entre 0 et π . Cependant, la solution générale est une précession de l'aimantation.

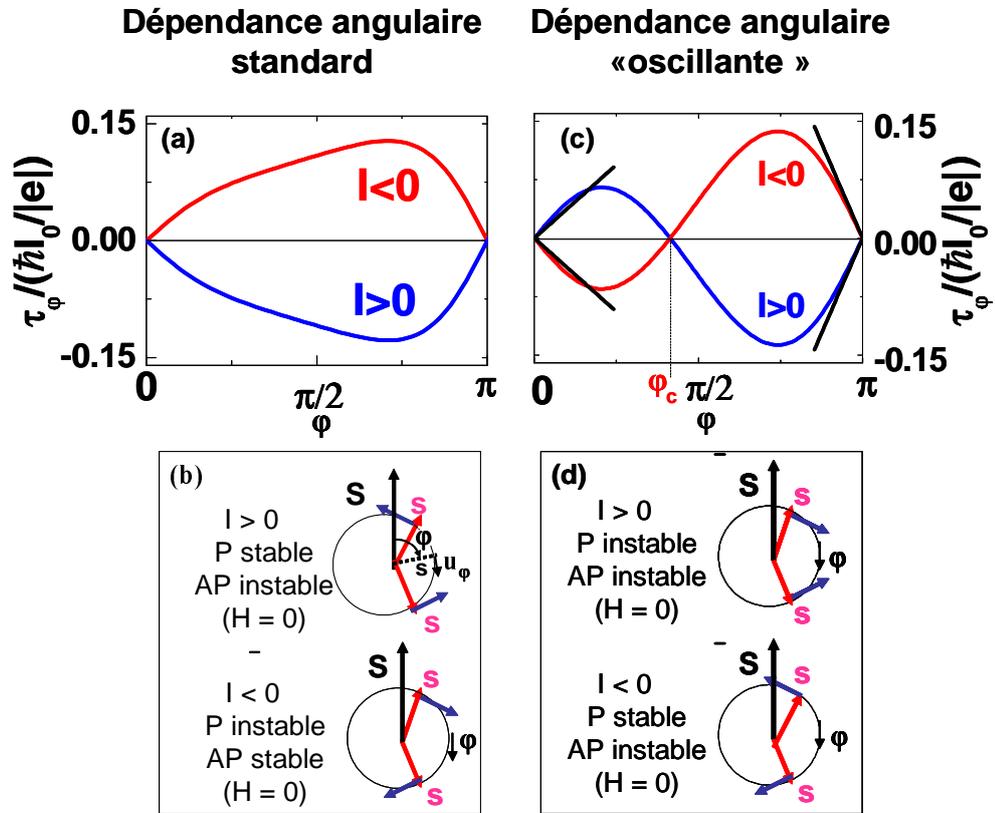


FIG. 5.4 – (a) et (c) : Dépendance angulaire du couple de transfert de spin pour (a) une structure standard $\text{Co}(\infty)/\text{Cu}(10 \text{ nm})/\text{Co}(10 \text{ nm})/\text{Cu}(\infty)$ et (c) une structure à couple oscillant $\text{Cu}(\infty)/\text{Ta}(10 \text{ nm})/\text{Co}(8 \text{ nm})/\text{Cu}(10 \text{ nm})/\text{Py}(8 \text{ nm})/\text{Cu}(5 \text{ nm})/\text{Au}(\infty)$. (b) et (d) : Schémas illustrant l'action du couple de transfert de spin (flèche bleue) sur le macrospin \vec{s} de la couche libre (flèche rouge) dans les états P et AP dans le cas d'un couple à dépendance angulaire (b) standard et (d) oscillante pour des courants positifs et négatifs. Les courbes (a) et (c) ont été calculées par M. Gmitra et J. Barnas dans le cadre du modèle de Barnas-Fert en utilisant les paramètres présentés dans l'annexe E.

point important est que cet état de précession peut être obtenu sans champ appliqué.

La mise en évidence expérimentale de ces précessions de l'aimantations à champ nul a un intérêt à la fois fondamental et applicatif :

- D'une part, la dépendance angulaire oscillante du couple est liée directement aux phénomènes de relaxation de spin dans la structure, phénomènes pris en compte par les modèles de Fert et Barnas-Fert. La mise en évidence expérimentale de précession de l'aimantation à

champ nul associée à une dépendance angulaire oscillante apparaît donc comme un nouveau test du rôle du transport diffusif dans la structure, à la suite entre autres, des expériences de AlHajDarwish *et al.* [14] et de Theodoropoulou *et al.* [91] (voir section 3.2).

- D'autre part, un problème actuel des oscillateurs à transfert de spin est qu'un champ magnétique suffisamment important est nécessaire pour générer des ondes hyperfréquence grâce au courant⁵. La possibilité de générer ces ondes à champ nul, contrôlables uniquement par le courant, apparaît donc comme une solution originale à ce problème.

5.2.2 Mécanismes physiques en jeu

La physique gouvernant cette dépendance angulaire oscillante peut être discutée simplement en considérant l'expression suivante du couple de transfert de spin valable pour de petits angles proches des états colinéaires P et AP :

$$\frac{\vec{\tau}^{P(AP)}}{A} = -\frac{1}{8} m^{P(AP)} v_F \sin \varphi \vec{u}_\varphi \quad (5.5)$$

$m^{P(AP)}$ est l'accumulation de spin dans la couche non-magnétique calculée dans les configurations colinéaires P et AP, v_F la vitesse de Fermi dans N et A la surface de la section de conducteur traversée par le courant. Cette expression est une version simplifiée pour la discussion du couple (3.7) introduit dans le cadre du modèle de Fert. En particulier, le terme $j_m^{P(AP)}$ lié au courant de spin longitudinal (voir section 3.1.2.2), plus faible que le terme $m^{P(AP)}$, est négligé dans un premier temps⁶, ainsi que les termes m et j_m calculés dans la couche magnétique fixe, qui introduisent une diffusion directe depuis cette couche. Dans le forme (5.5), on retrouve le couple calculé dans le modèle de Barnas dans la limite de petits-angles proches des configurations colinéaires P et AP.

En comparant les dépendances angulaires standard (Fig. 5.4(a)) et « oscillante » (Fig. 5.4(c)) pour un même signe de courant injecté, on remarque que celles-ci se distinguent par une pente inversée du couple dans l'état P ($\varphi = 0$). Cette pente étant proportionnelle à $-m^P$ (Eq. 5.5), cela signifie que le signe de l'accumulation de spin dans la couche de cuivre m^P dans l'état P est inversée.

On peut comprendre intuitivement l'origine de cette inversion en considérant le gradient de la densité de courant de spin j_m . Celui-ci s'exprime

⁵Voir section 2.3

⁶Son influence sera discutée plus en détail dans la section 5.2.3.

en fonction de l'accumulation dans la couche non-magnétique m suivant la relation ⁷ :

$$\frac{m^P}{\tau_{sf}^N} = -\frac{\partial j_m^P}{\partial x} \quad (5.6)$$

avec τ_{sf}^N le temps de retournement de spin.

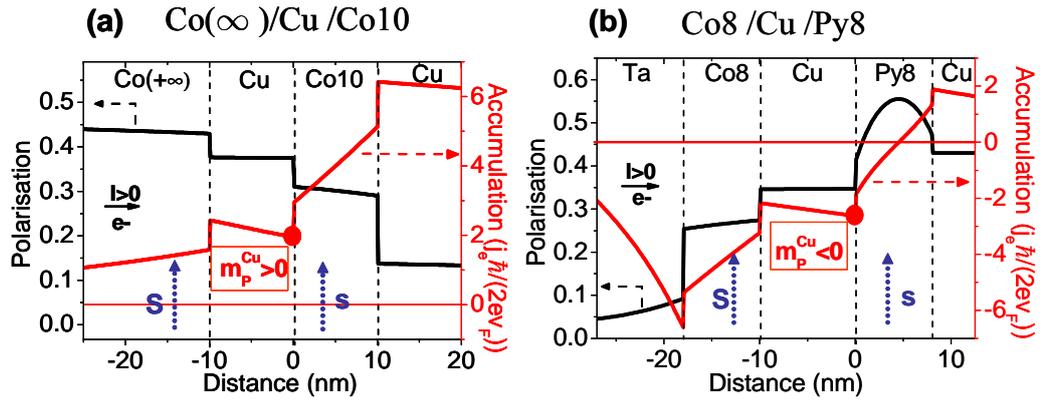


FIG. 5.5 – Profil de la polarisation et de l'accumulation de spin pour une structure (a) $Co(\infty)/Cu(10\text{ nm})/Co(10\text{ nm})/Cu(\infty)$ et (b) $Cu(\infty)/Ta(10\text{ nm})/Co(8\text{ nm})/Cu(10\text{ nm})/Py(8\text{ nm})/Cu(5\text{ nm})/Au(\infty)$ pour une configuration parallèle des macrospins \vec{S} et \vec{s} associés respectivement à la couche fixe et la couche libre. Ces profils ont été obtenus en résolvant les équations de diffusion Valet-Fert (voir section 1.3.2 et annexe E).

Dans le cas d'une couche fixe épaisse et d'une couche fine libre (structure standard associée à la dépendance angulaire de la figure 5.4(a)), la polarisation *diminue* de la couche fixe vers la couche libre pour des électrons s'écoulant de la couche fixe vers la couche libre ($I > 0$ dans notre convention) (Fig. 5.5(a), trait noir). L'accumulation de spin est donc *positive* dans le cuivre (Fig. 5.5(a), trait rouge). Dans le cas de la structure Co8/Cu/Py8, la polarisation en spin du courant *augmente* de la couche fixe de Co vers la couche libre de Py pour $I > 0$ (Fig. 5.5(b), trait noir). Cela se traduit par une accumulation de spin dans le cuivre désormais *négative* (Fig. 5.5(b), trait rouge).

L'augmentation de la polarisation de la couche fixe de Co vers la couche libre de Py à l'origine de la dépendance angulaire oscillante est liée principalement à deux facteurs :

⁷Voir section 1.3.2 p 13

1. L'épaisseur de la couche fixe de Co (8 nm) est petite comparée à la longueur de diffusion de spin ($l_{sf}^{Co} \approx 38$ nm à température ambiante [110]), tandis que l'épaisseur de la couche libre de Py (8 nm) est plus grande que $l_{sf}^{Py} \approx 4$ nm. l_{sf} étant la longueur caractéristique sur laquelle s'établit la polarisation du courant dans le métal magnétique, la polarisation augmente ainsi de la couche de Co vers la couche de Py⁸.
2. La polarisation en spin dans le matériau massif, égale au coefficient β d'asymétrie en spin de la résistivité⁹, est plus faible dans le Co ($\beta_{Co} \approx 0,46$) que dans le Py ($\beta_{Py} \approx 0,76$)¹⁰ [19].

On comprend donc intuitivement que l'aspect oscillant du couple est d'autant plus grand que :

- l'épaisseur de la couche fixe est petite devant le l_{sf} du matériau magnétique considéré.
- l'épaisseur de la couche libre est grande devant le l_{sf} du matériau magnétique considéré.
- les coefficients β d'asymétrie en spin sont différents avec $\beta_{fixe} < \beta_{libre}$.

Ces tendances sont confirmées par des calculs du couple dans le cadre du modèle de Fert (Eq. (3.7)) dans différentes structures en faisant varier les épaisseurs et les paramètres β et l_{sf} des couches magnétiques¹¹.

Enfin, il est intéressant d'étudier comment sont modifiés les profils d'accumulation dans les structures standards et à couple oscillant lorsque l'on retourne l'aimantation de la couche libre de l'état P vers l'état AP.

Si l'on considère une tricouche standard Co(∞)/Cu/Co(10 nm), la valeur de l'accumulation de spin dans la couche intermédiaire de cuivre est modifiée entre l'état P et AP, mais son signe ne change pas et reste positif (Fig. 5.6(a)). Le signe de l'accumulation de spin dans la couche non-magnétique est ainsi imposé par la direction fixe de l'aimantation de la couche de Co d'épaisseur grande devant l_{sf} . La couche fixe « contrôle » l'accumulation dans la couche de Cu.

⁸On peut noter qu'un couple oscillant est prédit même si la couche de Co est plus épaisse que la couche de Py, par exemple dans une structure Co(15 nm)/Cu(10 nm)/Py(8 nm). Il faut donc comparer les rapports de l'épaisseur sur l_{sf} des deux couches et non leurs épaisseurs seules.

⁹Voir section 1.1.

¹⁰Cet effet est secondaire dans le cas de la structure Co/Cu/Py présentée.

¹¹Dans le cas où l'on fait varier le l_{sf} de la couche libre pour une épaisseur constante d avec $d > l_{sf}$, la tendance est moins claire. En dessous d'une certaine valeur de l_{sf} (≈ 3 nm pour $d=8$ nm), la pente de la dépendance angulaire dans l'état parallèle diminue avec l_{sf} .

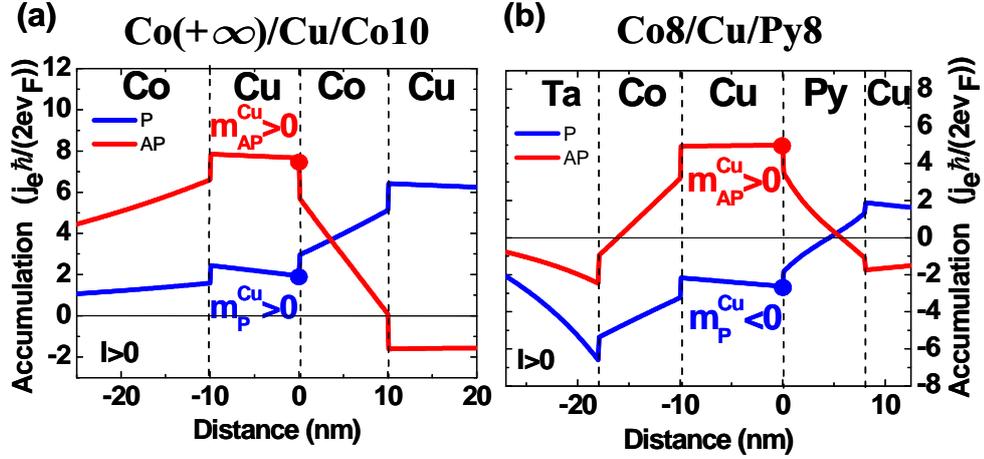


FIG. 5.6 – Profils d'accumulation de spin dans les structures (a) $\text{Co}(\infty)/\text{Cu}(10 \text{ nm})/\text{Co}(10 \text{ nm})/\text{Cu}(\infty)$, (b) $\text{Cu}(\infty)/\text{Ta}(10 \text{ nm})/\text{Co}(8 \text{ nm})/\text{Cu}(10 \text{ nm})/\text{Py}(8 \text{ nm})/\text{Cu}(5 \text{ nm})/\text{Au}(\infty)$. Les configurations parallèles (P) et antiparallèles (AP) des aimantations correspondant au retournement du macrospin \vec{s} de la seconde couche ferromagnétique. Pour un axe de quantification d'axe z , \vec{s} a la direction des $z > 0$ dans l'état P et des $z < 0$ dans l'état AP.

Dans le cas d'une structure $\text{Co}8/\text{Cu}/\text{Py}8$, le retournement de l'aimantation de la couche de Py se manifeste par un changement du signe de l'accumulation de spin « suit » la direction de l'aimantation de la couche de Py et c'est désormais la couche libre d'épaisseur grande devant l_{sf} , qui « contrôle » l'accumulation dans la couche de Cu. Le signe du couple de transfert de spin étant celui de $-m$, cette inversion du signe de l'accumulation se manifeste par le changement du signe du couple entre $\varphi = 0$ (P) et $\varphi = \pi$ (AP) qui apparaît sur la dépendance angulaire oscillante Fig. 5.4(c).

5.2.3 Influence du terme de courant de spin

Dans l'expression simplifiée du couple (5.5), nous avons négligé dans le préfacteur le terme de densité de courant de spin longitudinal $j_m^{P(AP)}/2$ introduit par Fert dans l'équation (3.7) et souvent faible devant le terme d'accumulation $m^{P(AP)}v_F/8$. Nous discutons dans cette section son influence sur la dépendance angulaire oscillante du couple.

La figure 5.7 montre le profil de la polarisation en spin du courant P (autrement dit du terme j_m ($j_m = Pj_e\hbar/(2e)$)) dans les états P et AP pour

les structures standards et « à couple oscillant » (Fig. 5.7(b)). Dans le cas d'une structure standard, le signe de la polarisation dans la couche non-magnétique reste positif lorsque l'on retourne l'aimantation de la couche fine de la configuration P à la configuration AP et est donc déterminé par la direction de l'aimantation de la couche fixe épaisse (Fig. 5.7(a)). Dans le cas de la structure Co8/Cu/Py8, le signe de la polarisation dans le Cu suit la direction du macrospin associé à la couche libre de Py, et s'inverse entre l'état P et l'état AP (Fig. 5.7(b)). Le terme j_m entraîne donc lui aussi une dépendance angulaire « oscillante » du couple. Cependant, que ce soit dans la configuration P ou AP, les signes de j_m et m sont toujours opposés (on peut le vérifier en comparant les profils d'accumulation et de courant de spin dans l'état P et AP Fig. 5.6 et Fig. 5.7). Cela signifie que le terme j_m tend à inverser le couple au voisinage de l'état AP alors que le terme m inverse le couple au voisinage de P. Autrement dit, le terme j_m s'oppose au terme d'accumulation et tend à diminuer l'effet « oscillant » de la dépendance angulaire induit par le terme d'accumulation.

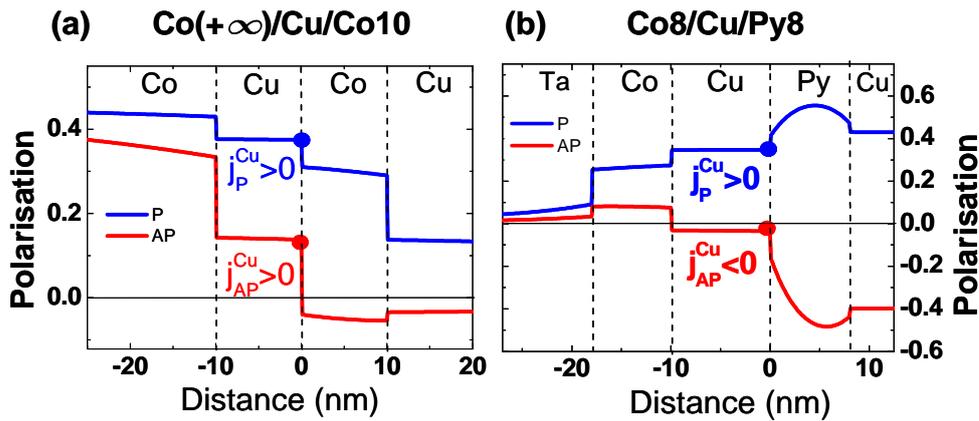


FIG. 5.7 – Profils de la polarisation en spin du courant $P = -ej_m/j_e$ dans les structures (a) $\text{Co}(\infty)/\text{Cu}(10 \text{ nm})/\text{Co}(10 \text{ nm})/\text{Cu}(\infty)$ et (b) $\text{Cu}(\infty)/\text{Ta}(10 \text{ nm})/\text{Co}(8 \text{ nm})/\text{Cu}(10 \text{ nm})/\text{Py}(8 \text{ nm})/\text{Cu}(5 \text{ nm})/\text{Au}(\infty)$ dans les états P et AP.

Contrairement au modèle de Fert, le modèle de Barnas-Fert néglige l'influence du terme de courant de spin dans l'expression du couple¹². L'influence de j_m sur la dépendance angulaire peut donc être évaluée directement en comparant les prédictions du modèle de Barnas-Fert (Fig. 5.4(c)) et de Fert (pentes en traits noirs sur Fig. 5.4(c)). Dans l'état P, la pente prédite par

¹²Voir section 5.1 p 60 ainsi que l'annexe A.

le modèle de Fert est légèrement plus faible que celle prédite par le modèle de Barnas-Fert, tandis que les pentes prédites par les deux modèles sont très proches dans l'état AP. Le terme de courant de spin ne modifie donc que légèrement la dépendance angulaire du couple pour des angles proches de l'état P. Ceci s'explique bien en considérant les valeurs de j_m dans Cu sur le profil de polarisation Fig. 5.7(b). Dans l'état P, la polarisation élevée du courant s'oppose à l'effet de l'accumulation de spin sur le couple et diminue la pente. Dans l'état AP, la polarisation est faible dans la couche de Cu, et son influence sur le couple est négligeable comparée à celle de l'accumulation qui est maximale dans la configuration AP. Le terme de courant de spin ne modifie donc que légèrement la dépendance angulaire du couple pour des angles proches de l'état P.

Un débat actuel porte sur l'influence relative des termes de courant et d'accumulation de spin sur le couple de transfert de spin [111, 112, 40, 90, 113]. La mise en évidence expérimentale de précession de l'aimantation à champs nul dans ces structures à dépendance angulaire oscillante permet de connaître quel terme est prédominant dans ces structures spécifiques. En effet, si le terme d'*accumulation* est prédominant, nous avons vu qu'un état de précession entretenue de l'aimantation à champ nul est prédit pour un courant *positif*. Si maintenant le terme de *courant* est prédominant, on s'attend à une dépendance angulaire oscillante du fait du changement de signe de la polarisation dans la couche de Cu (cf Fig. 5.7) et donc à la possibilité d'un état de précession de l'aimantation à champ nul. Cependant, le signe de la polarisation étant inversé par rapport à celui de l'accumulation, cet état de précession est prédit désormais pour un courant *négatif*. On peut donc connaître quel terme est prédominant en considérant le signe du courant pour lequel la précession de l'aimantation à champ nul est observée.

5.2.4 Influence des électrodes

Nous avons vu dans la section 3.2 que les électrodes entourant la tricouche $F_1/N/F_2$ ont une influence sur les profils de courant et d'accumulation de spin. Il est possible d'évaluer leur influence dans des structures à couple oscillant en comparant la valeur du couple dans les états P et AP calculé à l'aide du modèle de Fert pour différents matériaux entourant la tricouche. De cette étude, il ressort deux tendances générales :

- L'effet oscillant diminue lorsque l'électrode *inférieure* adjacente à la couche *fixe* diffuse plus fortement les spins. Dans les structures à couple oscillant, l'épaisseur de la couche fixe est petite devant l_{sf} et la couche fixe va avoir une influence plus faible sur le profil d'accumulation. En présence d'un matériau diffusant les spins adjacents à la couche fixe,

- l'accumulation inversé va diminuer dans la couche de Cu et donc la pente inversée de la dépendance angulaire du couple en P est réduite.
- L'effet oscillant augmente lorsque l'électrode *supérieure* adjacente à la couche *libre* diffuse plus fortement les spins (produit ρl_{sf} faible). Dans ce cas, la diffusion par la couche adjacente offre une zone de transition permettant aux électrons d'acquérir une polarisation dans la zone « active ». L'augmentation de la polarisation de la couche fixe vers la couche libre est donc plus prononcée entraînant une accumulation inversée dans la couche de Cu plus élevée et donc un effet oscillant plus important.

5.2.5 Dépendance angulaire de la magnétorésistance

Nous avons vu dans la section 5.1 que la dépendance angulaire du couple et de la magnétorésistance géante étaient liées dans les multicouches métalliques car gouvernées par les mêmes mécanismes physiques. On s'attend donc à ce qu'une modification de la dépendance angulaire du couple se manifeste par un changement de la dépendance angulaire de la magnétorésistance.

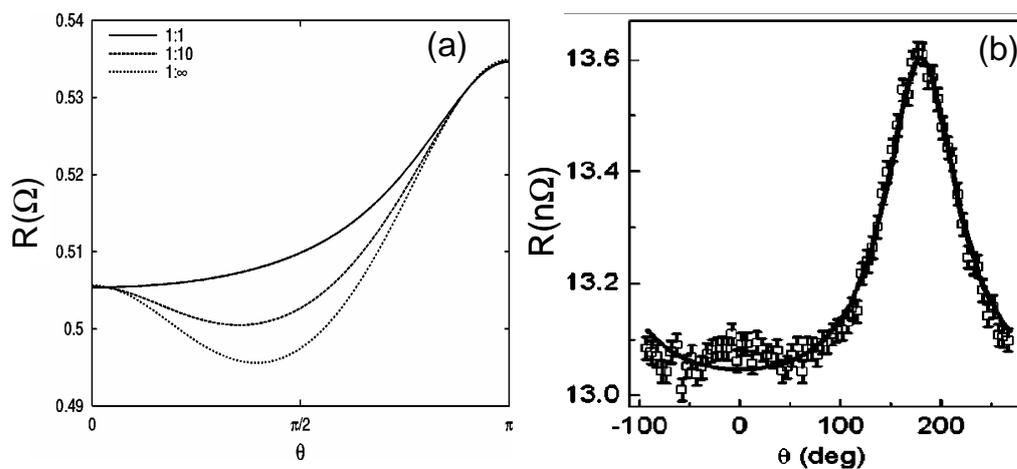


FIG. 5.8 – (a) Dépendance angulaire de la GMR d'une structure $N_1/\text{Co}1(3\text{nm})/\text{Cu}(10\text{ nm})/\text{Co}2(3\text{nm})/N_2$ (N_i non-magnétique) pour différents rapports R_1/R_2 , R_i étant la résistance connectant le réservoir et la couche N_i (pour un contact métallique $R_i \sim \rho_i l_{sf}$). Figures extraites de Ref. [108]. (b) Dépendance angulaire de la magnétorésistance CPP mesurée dans une structure planaire $\text{Nb}(150\text{nm})/\text{Cu}(20\text{nm})/\text{FeMn}(8\text{nm})/\text{Py}(6\text{nm})/\text{Cu}(10\text{nm})/\text{Py}(1,5\text{nm})/\text{Cu}(20\text{nm})/\text{Nb}(150\text{nm})$ à 4,2 K. Trait plein : ajustement suivant la loi $\Delta R(\theta) = \Delta R(1 - \cos^2 \theta)/(1 + \chi \cos^2 \theta)$ avec $\chi = 7,7$. Figure extraite de Ref. [75].

Manschot *et al.* [108] ont calculé dans le cadre de la théorie des circuits

de A. Brataas et G. Bauer [77, 8] la dépendance angulaire de la GMR dans le cas où le couple est oscillant. Ces auteurs prédisent qu'une dépendance angulaire oscillante du couple est associée à une dépendance angulaire non-monotone de la magnétorésistance qui admet un minimum pour l'angle θ qui annule le couple (Fig. 5.8(a)). L'origine de cette dépendance angulaire non-monotone vient d'une accumulation de spin plus grande dans l'état P dans ces structures asymétriques. Lorsque les aimantations sont non-colinéaires, l'absorption de spin transverse due au couple de transfert de spin diminue l'accumulation et donc la résistance.

Expérimentalement, Urazhdin *et al.* [75, 114] ont mesuré la dépendance angulaire de la magnétorésistance dans des structures CPP-GMR étendue FeMn/Py/Cu/Py en faisant varier les épaisseurs des deux couches magnétiques. Dans les structures les plus asymétriques (Py(1.5 nm)/Cu/Py(6 nm)), ces auteurs observent une très légère diminution de la magnétorésistance lorsque l'angle entre les aimantations augmente partant de l'état parallèle et un minimum de la magnétorésistance pour un angle de l'ordre de 45° (Fig. 5.8(b)). A partir d'un modèle simple de transport à deux canaux de spin étendu à un angle quelconque entre les deux aimantations, les auteurs prédisent dans cette structure une dépendance angulaire de la GMR non-monotone et une dépendance angulaire du couple agissant sur la couche épaisse oscillante. Cependant, le modèle prédit un effet plus important que celui observé expérimentalement. En utilisant le modèle de Fert et les paramètres de transport de Urazhdin *et al.*, on trouve que la dépendance angulaire du couple est standard mais proche d'une dépendance angulaire oscillante (le couple est très faible dans l'état P).

5.3 Résumé

Une nouvelle dépendance angulaire du couple de transfert de spin dite « oscillante » (le couple change de signe entre 0 et π) est prédite dans des structures telles que la couche libre est plus grande que l_{sf} et l'épaisseur de la couche fixe est petite devant l_{sf} . Elle s'explique par une inversion de l'accumulation dans la couche non-magnétique dans l'état parallèle. Cette nouvelle dépendance angulaire modifie la stabilité des états P et AP : les deux états sont stabilisés par le couple pour une polarité du courant et déstabilisés pour une polarité opposée. Dans ce dernier cas, le couple entraîne une précession entretenue de l'aimantation, même en l'absence de champ magnétique appliqué. Il est donc possible dans ces structures de générer des micro-ondes à champ nul grâce au courant. La mise en évidence de ces précessions à champ faible ou nul a un intérêt tant fondamental que technologique. Elle permet

d'une part un nouveau test du rôle du transport diffusif dans la structure sur le couple de transfert de spin, à l'origine de la dépendance angulaire oscillante. Elle ouvre d'autre part la voie à un nouveau type d'oscillateur à transfert de spin qui ne nécessite pas de champ appliqué.

Chapitre 6

Fabrication de nanopiliers magnétiques

Ce chapitre décrit les différentes méthodes de fabrication des nanopiliers utilisées durant cette thèse. La fabrication de ces nanopiliers est particulièrement délicate étant donné les faibles dimensions latérales mises en jeu (≤ 100 nm). Sa mise au point a été particulièrement fastidieuse et a demandé un travail important d'optimisation. Deux procédés de fabrication ont été utilisés. Le premier procédé a permis la fabrication de nanopiliers magnétiques métalliques à structure GMR, mais aussi de jonctions tunnels magnétiques à électrodes métalliques ou semi-conductrices. Cependant les résistances de contact trop élevées, ainsi que certaines contraintes matérielles (déménagement du laboratoire) ont motivé la mise au point d'un second processus de fabrication. Ce second procédé de fabrication s'est avéré plus simple et a permis de diminuer la résistance de contact des nanopiliers. Les différentes stratégies mises en œuvre sont tout d'abord introduites en décrivant leurs différentes étapes et difficultés respectives (section 6.1), puis les deux procédés de fabrication sont décrits en détail (section 6.2 et 6.3), ainsi que leurs avantages et inconvénients. Les techniques usuelles de nanofabrication (dépôt de couches minces, lithographie, gravure) utilisées durant cette thèse sont décrites dans l'annexe B.

6.1 Comment fabriquer des nanopiliers magnétiques ?

L'intérêt grandissant de la communauté du magnétisme pour l'effet de transfert de spin dans des nanopiliers magnétiques a incité de nombreux groupes à développer un effort de recherche dans la fabrication de nanopiliers

de taille latérale de l'ordre de 100 nm. Bien que particulièrement délicate à mettre au point, un certain nombre de groupe maîtrise aujourd'hui cette technique.

Fabrication de nanopilier « par gravure » La grande majorité des procédés de fabrication de nanopilier actuels utilisent une technique soustractive¹, dite « par gravure », consistant à définir un masque de gravure par lithographie, puis à transférer le motif dans une multicouche pleine plaque par gravure à faisceau d'ion (ou IBE pour « Ion Beam Etching »²). Cette technique a l'avantage de profiter d'une croissance de qualité sur un substrat non lithographié et d'être applicable quelle que soit la méthode de dépôt et la structure déposée (métallique, tunnel, semi-conductrice, ...).

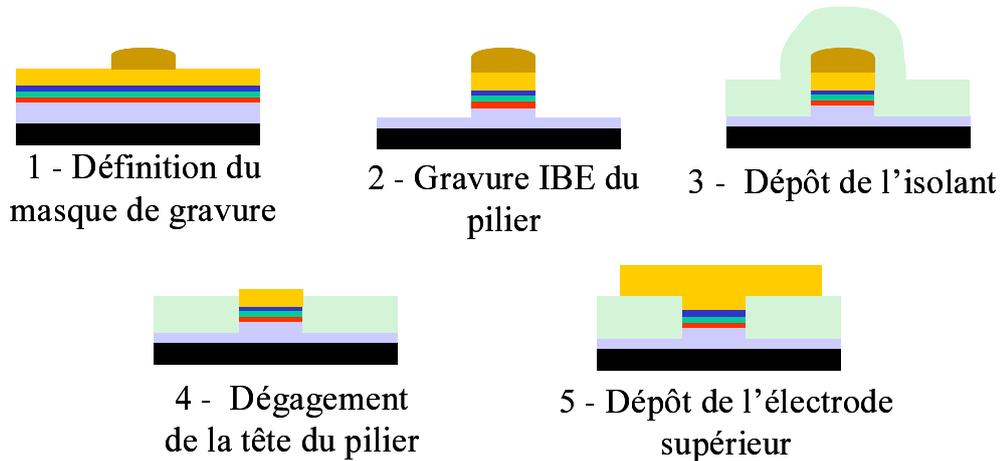


FIG. 6.1 – Méthode de fabrication du nanopilier par gravure.

De manière générale, on peut décrire les différentes étapes de la méthode de fabrication par gravure de la manière suivante (Fig. 6.1). Le pilier magnétique est tout d'abord découpé dans la multicouche par définition d'un masque de gravure par lithographie (étape 1) puis gravure IBE (étape 2). Un isolant est ensuite déposé qui va recouvrir tout le pilier (étape 3). La partie de l'isolant au-dessus du pilier et le masque de gravure sont éliminés afin de faire affleurer la tête du pilier à la surface (étape 4). Le contact électrique est ensuite repris sur le pilier en déposant l'électrode supérieure (étape 5). L'étape 4 consistant à dégager l'isolant au dessus du pilier pour la reprise de contact est particulièrement délicate à l'échelle de 100 nm et constitue la principale

¹On peut mentionner une autre technique additive, dite « nanostencil », utilisée par J. Grollier [34, 88] en 2001 et J. Sun [46, 35] à IBM Yorktown.

² voir section B.3.1, p 174 pour une description de cette technique.

difficulté de cette méthode. Dans le cas de procédé de lithographie micro-nique, une solution couramment utilisée est d'ouvrir un trou dans l'isolant juste au dessus du pilier et de tailles latérales légèrement plus faibles. Pour des tailles latérales inférieures à 100 nm, ceci nécessite une précision d'alignement et de lithographie à la limite de ce qui est théoriquement possible aujourd'hui avec un masqueur électronique ³, rendant le procédé peu reproductible et très délicat à mettre au point. Jusqu'à présent, deux méthodes ont été utilisées pour dégager l'isolant recouvrant le pilier.

Une première dite de « lift-off de l'isolant » [40, 38, 39, 58] consiste à utiliser un masque en résine pour graver le pilier, à déposer l'isolant, puis à retirer l'isolant au-dessus du pilier par lift-off avant de reprendre le contact électrique. Cette technique de reprise de contact est simple à utiliser, mais nécessite un travail d'optimisation important pour réussir correctement l'étape de « lift-off », particulièrement délicat pour ces faibles dimensions.

Une seconde méthode, dite de « planarisation » consiste à graver l'isolant recouvrant le pilier en aplanissant la surface de l'échantillon par un procédé de gravure, et à arrêter cette gravure lorsque la tête du pilier est dégagée.

Il existe plusieurs moyen de planariser la surface. Tout d'abord on peut polir l'échantillon par un polissage mécano-chimique (on parle aussi de CMP, pour « Chemical Mechanical Polishing »), associant gravure chimique et polissage mécanique utilisant des matériaux abrasifs. Cette technique est couramment utilisée dans l'industrie des semi-conducteurs et est actuellement utilisée par le groupe d'Hitachi à San Jose pour fabriquer des nanopiliers magnétiques [37]. Elle peut être très efficace si elle est bien contrôlée, mais elle nécessite un appareillage lourd et un important travail d'optimisation. Une seconde possibilité utilisée par le groupe de J. Bass à Michigan State University [36] et par le groupe de de R.A. Buhrmann à Cornell University consiste à dégager l'isolant par gravure ionique IBE en incidence rasante.

Enfin, le pilier peut être planarisé en déposant une résine à la surface de l'échantillon. Pour des petits motifs de hauteurs faibles par rapport à l'épaisseur de résine, la résine reste plane au-dessus du motif. On grave ensuite l'échantillon par gravure ionique réactive (ou RIE pour « Reactive Ion Etching » ⁴). Les conditions de gravure sont telles que la résine et l'isolant ont les mêmes vitesses de gravure. On obtient ainsi un front de gravure plan au-dessus du pilier qui grave aussi bien la résine que l'isolant recouvrant le pilier. On arrête la gravure lorsque toute la résine a été gravée et que le pilier est dégagé.

³L'équipe de R.A. Buhrmann et D. Ralph à Cornell a récemment réussi cette prouesse, mais pour une taille de pilier légèrement plus grande (150x250 nm²) [115].

⁴voir section B.3.2, p 176 pour une description de cette technique.

C'est cette technique que nous avons envisagée au début de cette thèse pour fabriquer des nanopiliers. Nous l'appellerons par commodité le **procédé A**. Une difficulté de cette technique est l'optimisation et la reproductibilité du procédé de gravure RIE de la résine planarisante et de l'isolant. Une alternative possible est d'utiliser directement la résine de planarisation comme isolant. Cette technique a été utilisée initialement par le groupe de Cornell pour fabriquer les premiers nanopiliers [33, 3]. Dans ce cas, les paramètres de la gravure RIE lors de la planarisation sont beaucoup moins critiques. Cette technique de fabrication a été envisagée dans un second temps. Nous l'appellerons le **procédé B**. Les deux sections suivantes décrivent la mise au point de ces deux procédés de fabrication et leur validation par des mesures de transport.

6.2 Elaboration de nanopiliers : procédé A

Le principe générale du procédé A de fabrication de nanopilier est résumé sur la figure 6.2.

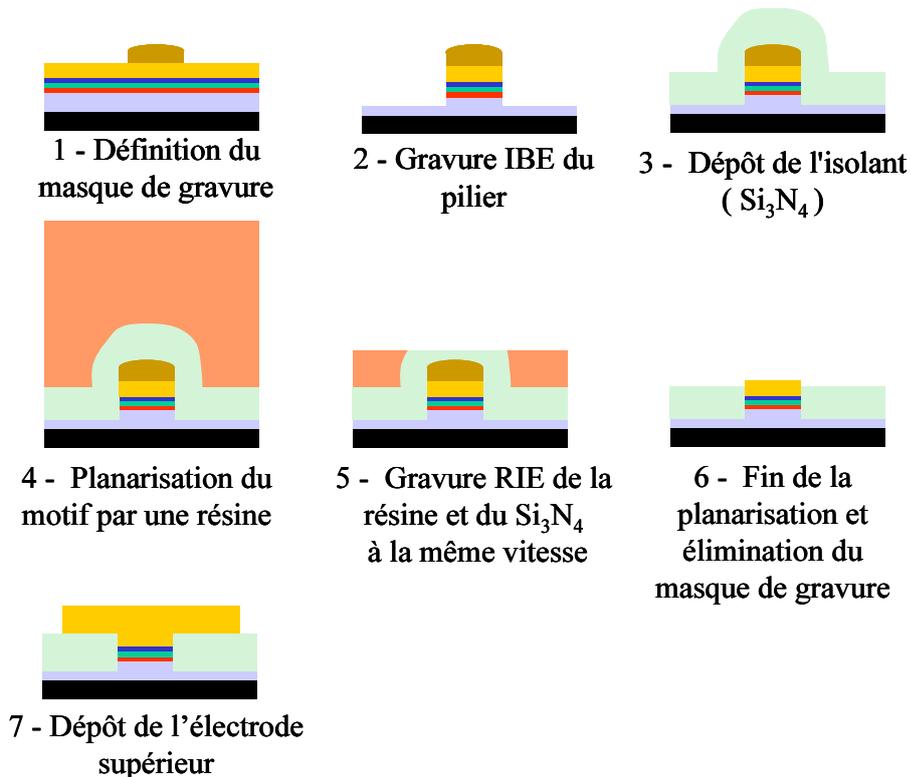


FIG. 6.2 – Méthode de fabrication de nanopiliers A.

Deux étapes sont particulièrement critiques dans cette méthode. En premier lieu, la fabrication du pilier lui-même (étape 1 et 2), qui doit être suffisamment haut pour faciliter la planarisation tout en restant de faibles dimensions latérales (voir section 6.2.2). Ensuite, l'étape de planarisation, fastidieuse à optimiser, et au cours de laquelle il est difficile d'être certain d'avoir bien dégagé l'isolant recouvrant le pilier.

6.2.1 La planarisation

La planarisation correspond aux étapes 4 à 6 de la figure 6.2. L'isolant utilisé est ici du Si_3N_4 déposé par pulvérisation et la résine de planarisation, la résine photosensible Shipley S1805 d'épaisseur typique 500 nm. La planarisation d'un motif par une résine donnée dépend d'une part de l'épaisseur de la résine, d'autre part de la hauteur et des dimensions latérales du motif à planariser. C'est pourquoi les tests de planarisation ont été effectués directement sur des piliers d'or lithographiés de dimensions latérales proches du pilier final (typiquement 100 nm de diamètre pour 150-200 nm de hauteur). La planéité de la surface après dépôt de la résine a été vérifiée par microscopie à force atomique (AFM).

L'étape de gravure RIE s'effectue en utilisant un mélange O_2/SF_6 ou SF_6/CHF_3 . La pression de travail utilisée est de 30 mT. La gravure est suivie par interférométrie laser durant la planarisation et arrêtée quand toute la résine a été gravée. Pour optimiser le procédé, différents mélanges de gaz ont été testés de manière à obtenir des vitesses de gravure proches entre le Si_3N_4 et la résine de planarisation. Cependant, il est apparu assez vite que les vitesses de gravures étaient assez peu reproductibles d'une gravure à une autre, ce qui limite la précision pour l'arrêt de la gravure.

On peut voir sur la figure 6.3 des clichés de microscopie électronique à balayage (ou MEB) de piliers d'or de 180 nm de hauteur, pris avant et après les différentes étapes de la planarisation. Après dépôt de l'isolant (Fig. 6.3(b)), le Si_3N_4 entourant le pilier a la forme d'un pilier bien plus élargi que le pilier initial (Fig. 6.3(a)), montrant que le procédé de dépôt est assez isotrope. Après planarisation (Fig. 6.3(c)), les piliers d'or émergent du Si_3N_4 et sont entourés d'un halo plus large, correspondant à un trou dans le Si_3N_4 . Ce halo s'explique par une vitesse de gravure plus importante du Si_3N_4 par rapport à la résine : quand le front de gravure atteint le sommet du pilier de Si_3N_4 , celui-ci se grave plus vite et on observe sa trace dans le Si_3N_4 une fois la planarisation terminée. La profondeur du trou mesurée à l'AFM est de 50 nm.

Cette expérience montre les limites de cette technique de planarisation. Malgré une optimisation fastidieuse des conditions de gravure, il est difficile

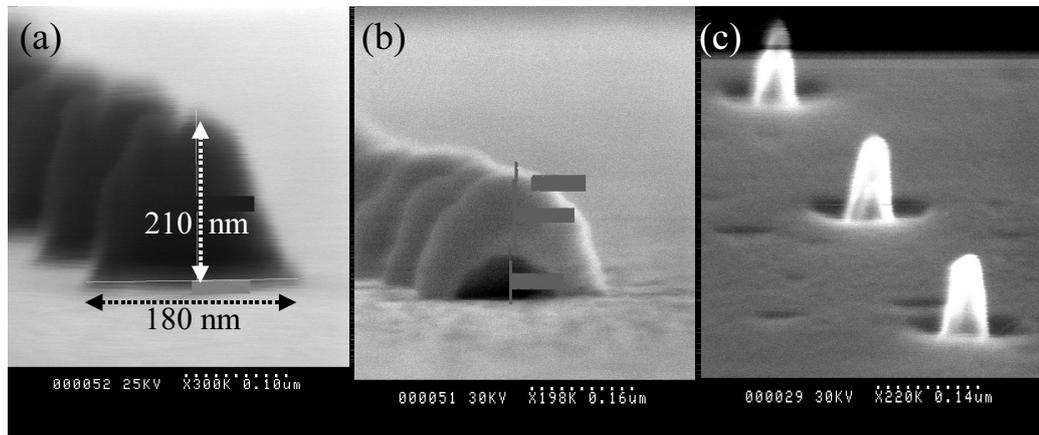


FIG. 6.3 – Planarisation d'un pilier d'or. (a), (b) Cliché MEB en incidence rasante de piliers avant (a) et après (b) dépôt de 130 nm de Si_3N_4 . (c) Cliché MEB en incidence oblique de piliers après l'étape de planarisation et gravure RIE

d'obtenir un flanc de gravure vraiment plat et des vitesses de gravure des deux composés proches, de manière reproductible dans le bâti RIE que nous avons utilisé. Ceci entraîne une incertitude importante (au moins 40 nm) sur la position du front de gravure réel autour du pilier pendant la gravure. A cette incertitude s'ajoutent celles liées à l'inhomogénéité de la résine sur le substrat, à l'inhomogénéité de la gravure RIE et à l'épaisseur effective de résine gravée. D'autre part, il est préférable de faire légèrement dépasser le pilier de l'isolant pour s'assurer d'un bon contact électrique et de laisser suffisamment de Si_3N_4 pour permettre l'isolation.

En conclusion, les différentes incertitudes en jeu lors de la planarisation montre que pour espérer réussir cette étape avec suffisamment de réussite et de manière reproductible, il est nécessaire d'avoir une marge de manœuvre suffisamment grande lors de l'étape de gravure et donc un pilier relativement haut, d'au moins 150 nm. Il faut ainsi réussir à fabriquer un pilier haut et de faibles tailles latérales formé d'un matériau conducteur (ou non-conducteur mais facile à éliminer) sur la multicouche magnétique pleine plaque. Ce pilier va servir de masque de gravure IBE pour le pilier magnétique. Le chapitre suivant montre les différentes stratégies mises en œuvre pour fabriquer un tel pilier.

6.2.2 Fabriquer un pilier haut et de faibles dimensions latérales

6.2.2.1 Fabrication de piliers d'or par gravure ionique

L'idée qui apparaît la plus simple pour fabriquer un pilier conducteur de grande taille au-dessus du pilier magnétique est de déposer sur la multicouche une épaisse couche d'or et de définir ensuite un masque de gravure par lithographie électronique puis lift-off, puis de graver le pilier.

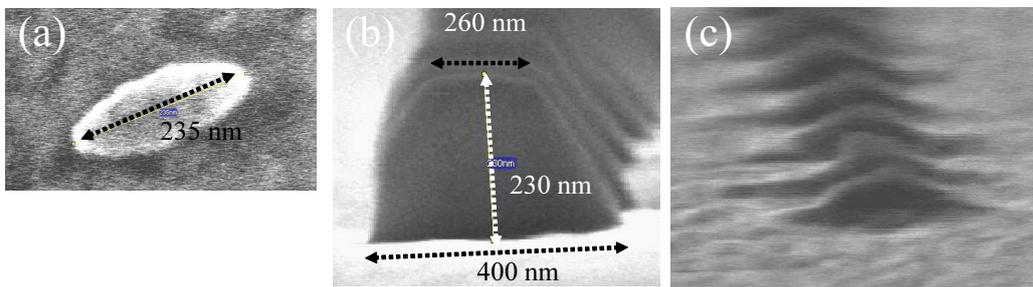


FIG. 6.4 – (a) Cliché MEB d'un pilier de Ti de 50 nm déposé sur une couche d'or de 300 nm vu de dessus. (b) Cliché MEB du pilier d'or après gravure IBE en incidence normale d'environ 230 nm d'or vu en incidence rasante (observation du « long côté » de l'ellipse). (c) Cliché MEB du pilier vu en incidence oblique après gravure IBE d'environ 230 nm d'or avec un angle d'attaque de 60° par rapport à la normale à l'échantillon

La figure 6.4(b) montre un pilier d'Or fabriqué par gravure IBE en incidence normale d'un masque de Ti (Fig. 6.4(a)) : on remarque que les flancs de gravure sont peu verticaux et que les dimensions latérales du pilier ont fortement augmenté. Elles passent de $90 \times 235 \text{ nm}^2$ avant gravure à $260 \times 400 \text{ nm}^2$ après gravure, ce qui se traduit par une perte importante du facteur de forme initial du motif. Le redépôt des espèces pulvérisées sur les flancs du masque explique cet agrandissement. L'utilisation d'un angle lors de la gravure pour graver les redépôts est délicate car pour des motifs de cet taille, la gravure latérale peut « couper en deux » le pilier (voir Fig. 6.4(c) pour un angle de 60° par rapport à la normale). Des essais pour des angles d'attaques plus faibles lors de la gravure n'ont pas apporté d'amélioration par rapport à l'incidence normale. En conclusion, il apparaît très difficile de fabriquer un pilier haut de taille latérale inférieure à 150 nm avec cette technique.

6.2.2.2 Fabrication de piliers de tungstène par gravure ionique réactive

Une autre possibilité consiste à graver le pilier par gravure ionique réactive. L'avantage de cette technique est que les produits de réaction formés après gravure sont volatiles, ce qui limite le phénomène de redépôt. Cependant, la plupart des métaux se gravent mal par RIE, à l'exception notable du tungstène qui se grave facilement par gravure fluorée.

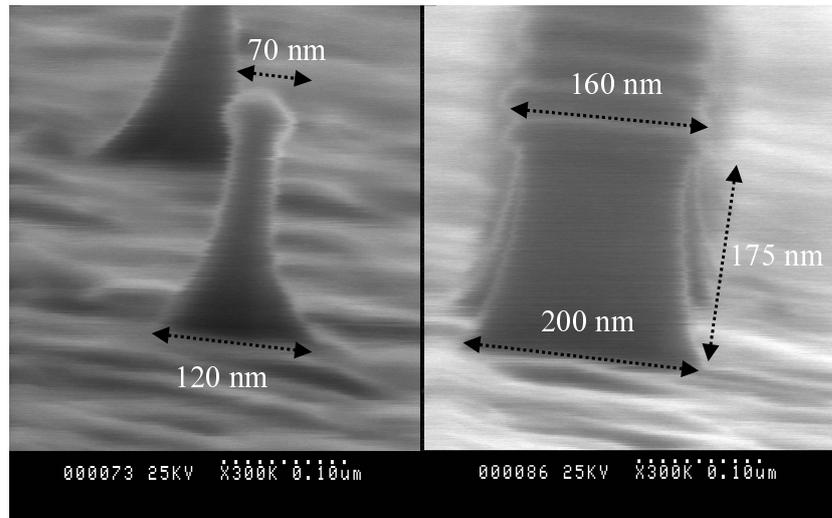


FIG. 6.5 – Photo MEB en incidence rasante suivant le petit côté (gauche) et le grand côté (droite) d'un pilier de tungstène gravé par gravure RIE anisotrope à l'aide d'un mélange CHF_3/SF_6 . Le masque de gravure est en nickel. Les côtes nominales du pilier sont $40 \times 160 \text{ nm}^2$.

La figure 6.5 montre un pilier de tungstène gravé par gravure RIE fluorée (mélange CHF_3/SF_6) anisotrope effectuée à basse pression (5 mT). Le masque de gravure en nickel a été défini par lithographie électronique puis lift-off. On remarque que l'utilisation de la gravure RIE entraîne une nette amélioration du profil de gravure par rapport à l'IBE. Les dimensions latérales n'augmentent que de 40 à 50 nm pour une épaisseur gravée de 175 nm. Les tailles latérales les plus petites obtenues sont de 105 nm. Cependant, cette technique a plusieurs inconvénients. Tout d'abord, les couches épaisses de tungstène sont très contraintes, entraînant de la rugosité et une mauvaise adhérence sur le substrat. D'autre part, un masque de nickel est difficile à éliminer sans endommager les multicouches magnétiques à graver (un masque de platine pourrait être utilisé pour le remplacer). Enfin, la fabrication du pilier est plus compliquée car une étape de dépôt et une étape de gravure

sont rajoutées au procédé. Ces raisons ainsi que les succès rencontrés par d'autres techniques nous ont poussé à abandonner cette méthode.

6.2.2.3 Procédé final : Utilisation de piliers de résine comme masque de gravure

Le procédé final choisi utilise un pilier de résine épais (de 200 à 250 nm) comme masque de gravure. L'utilisation d'une résine a plusieurs avantages : elle peut se graver de manière très anisotrope par gravure RIE oxygénée et son dépôt est simple et rapide. Après l'étape de planarisation, le pilier de résine est éliminé par gravure RIE oxygénée pour permettre la reprise de contact. La résine choisie est la Su-8 qui a l'avantage d'être insensible aux solvants usuels une fois polymérisée. Ceux-ci peuvent ainsi être utilisés pendant tout le procédé, sans risquer d'endommager le pilier.

Gravure du pilier magnétique Les étapes de fabrication du pilier sont résumées Fig. 6.6. Un masque de Ti de 15 nm est utilisé pour définir le pilier de résine lors de la gravure RIE. Le Ti a l'avantage d'avoir une vitesse de gravure quasi nulle par gravure RIE oxygène et très faible par gravure IBE. Il permet ainsi de protéger le pilier de résine pendant la gravure IBE.

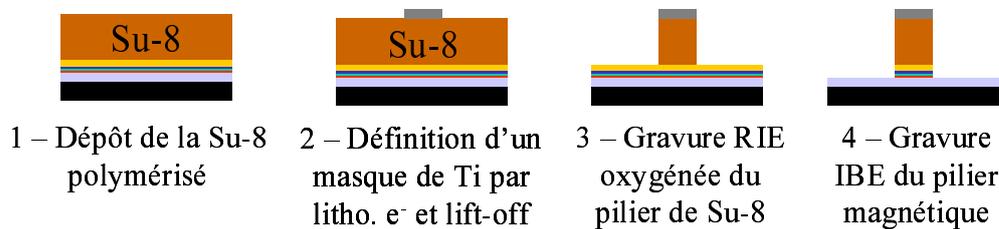


FIG. 6.6 – Résumé de la méthode de fabrication du pilier.

La figure 6.7(a) montre le pilier de résine après gravure RIE oxygénée anisotrope basse pression (5 mT). On voit qu'il est possible par cette technique de gravure d'obtenir un pilier de résine haut (environ 215 nm) et de très petites tailles latérales ($60 \times 140 \text{ nm}^2$). La figure 6.7(c) montre le pilier en incidence rasante après gravure IBE. Les flancs du pilier de résine apparaissent extrêmement verticaux et le motif initial du masque est presque parfaitement transféré à la base du pilier. D'autre part, le phénomène de redépôt est limité lors de la gravure IBE du fait de la finesse des épaisseurs gravées, et on observe des flancs de gravure très droits. Ceci est confirmé par une faible augmentation des tailles latérales du pilier après gravure IBE (Fig. 6.7(b)).

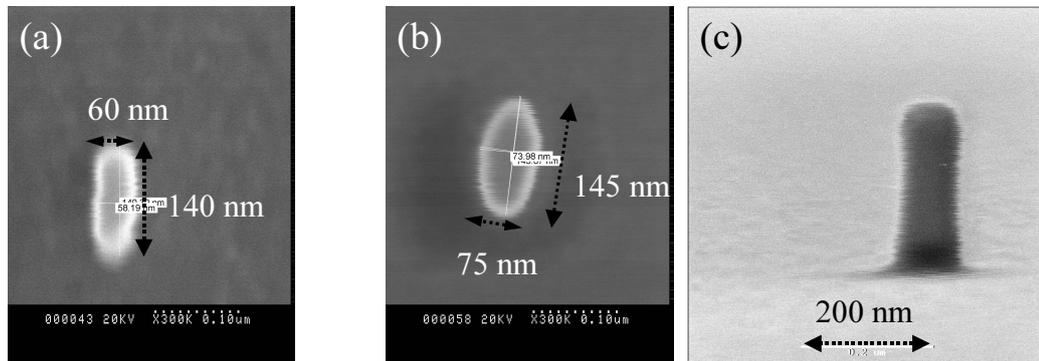


FIG. 6.7 – (a-b) Cliché MEB d'un pilier vu de dessus après (b) gravure RIE du pilier de résine (étape 3) et (c) gravure IBE du pilier magnétique (étape 4). (c) Cliché MEB d'un pilier à l'étape 4, vu en incidence rasante. (Les dimensions nominales des piliers des photos (a) et (b) sont identiques.)

Planarisation du pilier et élimination du pilier de résine La figure 6.8 résume la fin du procédé de fabrication. Précisons que l'étape de planarisation est précédée de la définition d'une électrode inférieure par lithographie optique et gravure ionique.

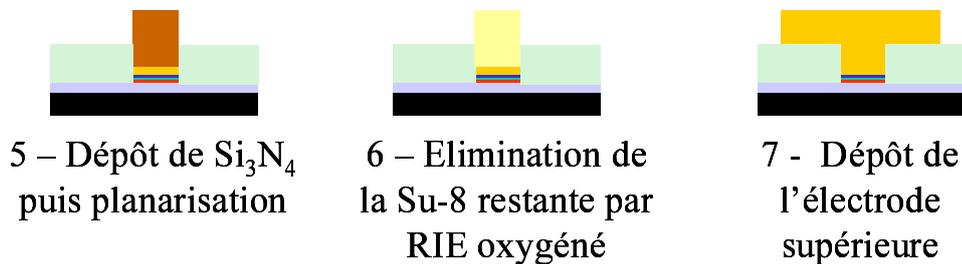


FIG. 6.8 – Fin du procédé de fabrication.

Lors de la planarisation, tout défaut de petite taille présent sur la surface peut être lui aussi planarisé. S'il est conducteur et se trouve dans la partie où les électrodes supérieure et inférieure se croisent, ce défaut peut entraîner un court-circuit. Des expériences de microscopie à force atomique (AFM) ont montré qu'en moyenne 1 à 2 défauts sont présents pour $100 \mu\text{m}^2$ de surface. C'est pourquoi la surface sur laquelle s'effectue la planarisation lors de l'étape de gravure RIE est limitée à un carré de $6 \mu\text{m}$ de côté autour du pilier par une étape de lithographie optique.

Le gaz utilisé lors de la planarisation est un mélange SF_6/CHF_3 qui a l'avantage de graver le masque de Ti recouvrant le pilier de Su-8. Ceci permet la gravure RIE oxygénée du pilier de Su-8 après planarisation (le Si_3N_4 est

lui insensible à cette étape de gravure). Afin de bien dégager le pilier de Su-8 enserrée dans le Si_3N_4 , un temps de gravure au moins 5 fois plus long que le temps nécessaire pour la résine pleine plaque est utilisé.

L'observation de l'échantillon après cette étape (étape 6) montre cependant un pilier émergeant du Si_3N_4 et non un trou comme on pourrait s'y attendre si toute la résine avait disparu (Fig. 6.9(a)). Si on regarde le pilier en incidence normale, on observe un contraste très fort entre les bords du pilier et l'intérieur : le pilier est vide au centre, et est en réalité formé d'une gangue d'une trentaine de nm qui résiste à la gravure oxygénée (Fig. 6.9(b)). Cette gangue est directement liée à la gravure IBE, car le pilier de résine est entièrement gravé par la gravure oxygénée en l'absence de cette étape. La présence de cette gangue est très certainement due à des redépôts métalliques qui apparaissent lors de la gravure IBE⁵. S'ils sont peu problématique pour les motifs les plus gros, ces redépôts rendent plus difficile la reprise de contact sur le pilier magnétique pour les motifs les plus petits et sont certainement responsables des résistances de contact particulièrement élevées observées sur certains échantillons. Il s'agit du principal inconvénient de cette technique.

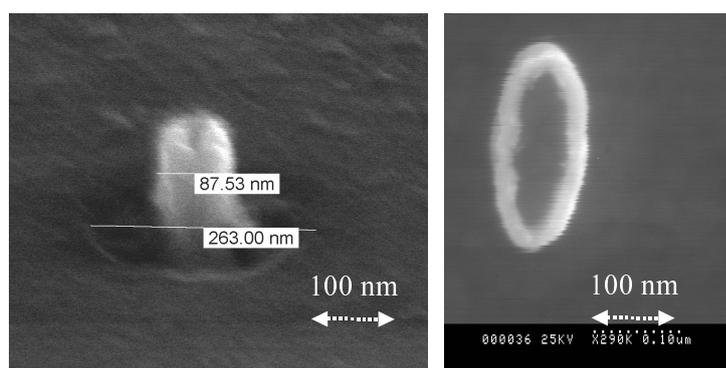


FIG. 6.9 – (a) Cliché MEB en incidence oblique du pilier après planarisation et gravure RIE oxygénée (étape 6). (b) Cliché MEB en incidence normale d'un pilier à l'étape 6.

La fabrication de l'échantillon se termine par la définition d'une électrode supérieure par lithographie optique puis lift-off d'une couche de Ti/Au d'épaisseur 40/400 nm. Le dépôt est précédé d'une gravure ionique dans le bâti de dépôt permettant de nettoyer la surface du pilier et de diminuer ainsi la résistance de contact. Soulignons enfin que les températures de recuit utilisées pendant tout le procédé de fabrication sont relativement faibles, la température maximale étant la température de recuit de la PMMA, soit

⁵Le pilier de résine peut être entièrement gravé par RIE oxygénée avant la gravure IBE. L'étape d'IBE est donc à l'origine de la gangue entourant le pilier.

150 ° C pendant 2 minutes. Ceci rend compatible le procédé avec la nanostructuration de nombreux matériaux et limite en particulier la migration des espèces aux interfaces dans les multicouches métalliques.

6.2.3 Propriétés de transport des nanopiliers fabriqués par la méthode A

La technique de fabrication A a été utilisée pour fabriquer des nanopiliers aussi bien dans des multicouches métalliques à magnétorésistance géante, que dans des jonctions tunnel magnétiques à électrodes métalliques ou bien semi-conductrices. Ces nanopiliers ont été caractérisés par mesure de transport électrique sous champ magnétique.

6.2.3.1 Nanopiliers métalliques à structure GMR

Nous avons fabriqué grâce au procédé A des nanopiliers de forme elliptique de dimension 75x150 nm² découpés dans une multicouche Py(15 nm)/Cu(10 nm)/Py(4 nm) (Py pour Ni₈₀Fe₂₀), déposée par pulvérisation cathodique⁶. La couche de Py (15 nm) est non gravée. Les mesures de résistance en fonction du champ magnétique (Fig. 6.10, *gauche*) montre un effet de magnétorésistance géante de 55 mΩ, comparable aux résultats de Urazhdin *et al.* [48] pour des structures et des tailles de piliers proches. Le retournement vers 20 Oe de la couche de Py (4 nm) gravée est abrupt, suggérant un retournement monodomaine de l'aimantation et une direction d'anisotropie dans le plan bien définie. L'injection de courant dans ces nanopiliers permet d'observer le retournement de l'aimantation de la couche fine de Py par transfert de spin à bas champ (Fig. 6.10, *droite*) et la densité de courant critique nécessaire au retournement est d'environ 2.10⁷ A/cm² en accord avec les résultats expérimentaux déjà publiés sur des structures similaires [48, 116].

On observe cependant que le chauffage par effet Joule de l'échantillon est non négligeable (0,4 Ω sur une résistance de pilier d'environ 10 Ω pour 7 mA injectés). Ceci s'explique par une résistance de contact assez élevée, que l'on peut estimer à 8-9 Ω pour une résistance attendue du nanopilier de 1 à 2 Ω (cf référence [48, 116]). D'une plaquette à une autre, cette résistance de contact varie entre 7 et 25 Ω. Elle s'explique par la présence de la gangue de redépôts métalliques entourant le pilier mentionnée dans la section précédente. Les nanopiliers ayant les résistances de contact les plus faibles se sont avérés robustes, pouvant être mesurés pendant plusieurs semaines, et supporter des

⁶voir section B.1.1, p 170 pour une description de cette technique et les conditions de dépôt utilisées.

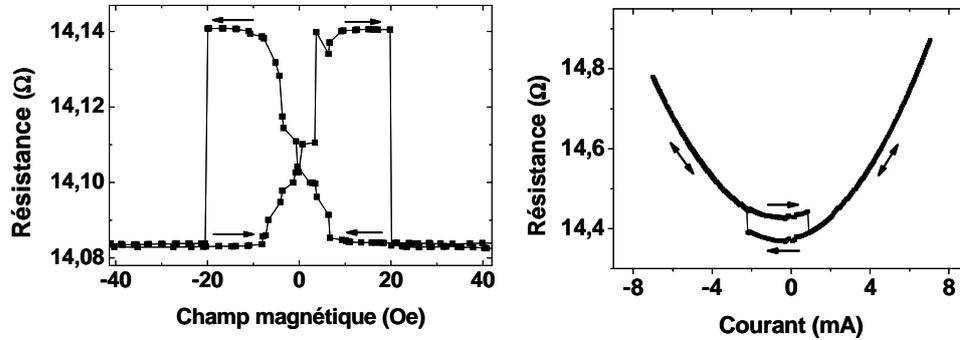


FIG. 6.10 – Résistance en fonction du champ magnétique appliqué à faible courant ($100 \mu\text{A}$) (gauche) et résistance en fonction du courant injecté à faible champ (7 Oe) (droite) à température ambiante d'un nanopilier de $75 \times 150 \text{ nm}^2$ formé d'une multicouche Si/Ru(5 nm)/Cu(50 nm)/Py(15 nm)/Cu(10 nm)/Py(4 nm)/Au. La résistance mesurée inclut une résistance d'électrode d'environ 3-4 Ω .

courants allant jusqu'à 12 mA. Ceux ayant des résistances de contact plus élevées chauffent plus lors de l'injection, ce qui limite leur durée de vie et le courant maximal pouvant être injecté.

6.2.3.2 Nanopiliers à base de jonctions tunnel magnétiques à électrodes métalliques

Des nanopiliers à base de jonction tunnel magnétique ont été fabriqués grâce au procédé A afin d'observer des effets de transfert de spin. La tension appliquée aux bornes de la jonction devant rester inférieure à la tension de claquage de l'ordre de 1 V, l'injection d'une densité de courant de l'ordre de 10^7 A/cm^2 nécessite une résistance tunnel très faible, inférieure à $10 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$. Pour cela, deux stratégies ont été envisagées : utiliser des jonctions tunnel magnétiques formées de deux électrodes métalliques de Co ou Py séparées par une très fine couche d'alumine (inférieure à 1 nm) ; ou bien utiliser des jonctions tunnel magnétiques à base d'oxydes déposées par ablation laser combinant une couche polarisatrice demi-métallique de $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ à une fine barrière de SrTiO_3 dont la hauteur en énergie est faible.

Jonctions tunnel utilisant une barrière d'alumine Des nanopiliers de forme elliptique de dimensions $100 \times 200 \text{ nm}^2$ de structure Co/Al-oxydé (0,9 nm)/Co ont été fabriqués en utilisant le procédé A. La jonction tunnel magnétique a été déposée par pulvérisation cathodique et la

barrière d'alumine formée par oxydation de 0,6 nm d'Al dans une atmosphère d'oxygène pure à 5 Torr pendant 10 minutes. Pour une tension appliquée de 10 mV, une magnétorésistance de 15 % a été mesurée à température ambiante (Fig. 6.11, *gauche*). La courbe de conductance différentielle en fonction de la tension appliquée a une forme parabolique en accord avec un transport tunnel (Fig. 6.11, *droite*). Cependant, la caractéristique courant-tension est très proche de la linéarité. Ceci s'explique par la finesse de la barrière diminuant le caractère tunnel et/ou la présence de points chauds liés à des variations locales de l'épaisseur d'alumine. Le produit Résistance.Surface de cette jonction est d'environ $200 \Omega \cdot \mu m^2$, trop grand d'un ordre de grandeur pour observer un effet de transfert de spin. D'autre part, ces jonctions sont très fragiles, et la tension de claquage est de l'ordre de 0,1 V.

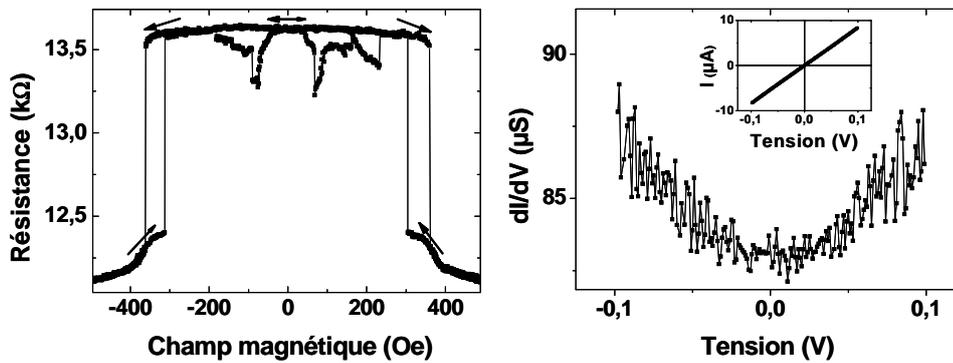


FIG. 6.11 – *gauche* : Résistance en fonction du champ magnétique d'un nanopilier de $100 \times 200 \text{ nm}^2$ de structure $\text{Si}/\text{CoO}(3 \text{ nm})/\text{Co}(15 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3(0,9 \text{ nm})/\text{Co}(5 \text{ nm})$ pour une tension de 10 mV. La gravure du nanopilier a été arrêtée dans la couche de $\text{Co}(15 \text{ nm})$. *droite* : Conductance différentielle en fonction de la tension appliquée pour $H = 3000 \text{ Oe}$. encart : Courbe courant-tension correspondante. Les mesures sont effectuées à température ambiante.

Jonctions tunnel utilisant une barrière de SrTiO_3 Des nanopiliers magnétiques à base d'oxydes déposés par ablation laser ont aussi été fabriqués par cette technique. La structure du pilier est $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3(30 \text{ nm})/\text{SrTiO}_3(2 \text{ monocouches})/\text{Co}(4 \text{ nm})$. Les couches d'oxydes $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3(30 \text{ nm})/\text{SrTiO}_3(2 \text{ monocouches})$ ont été déposés par ablation laser, la couche de Co par pulvérisation cathodique (voir référence [117] pour plus de détails). Une telle structure est avantageuse pour retourner l'aimantation par transfert de spin : elle utilise une électrode

de $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, qui est un demi-métal de polarisation en spin proche de 1, et une fine barrière de SrTiO_3 dont la hauteur de barrière en énergie est plus faible que celle d' Al_2O_3 ⁷ et la tension de claquage plus élevée (quelques V), ce qui permet donc d'injecter plus de courant dans la jonction. Les mesures de transport sous champ magnétique (Fig. 6.12) montrent une magnétorésistance négative en accord avec les mesures effectuées au laboratoire sur des jonctions microniques [119, 117], et une caractéristique $I(V)$ non linéaire compatible avec un transport tunnel. Ces jonctions sont apparues plus robustes que les jonctions à barrière d'alumine : des densités de courants de l'ordre de $0,5 \cdot 10^7 \text{A/cm}^2$ pour des tensions appliquées de 1 V ont pu être injectés dans la jonction. Cependant, aucun effet de transfert de spin n'a été mis en évidence. Son étude a été rendue délicate par la présence de sauts hystérétiques et reproductibles de la résistance lors de l'injection de courant (Fig. 6.12, droite) observés même à fort champ, attribués à des phénomènes d'électromigration dans la barrière [117].

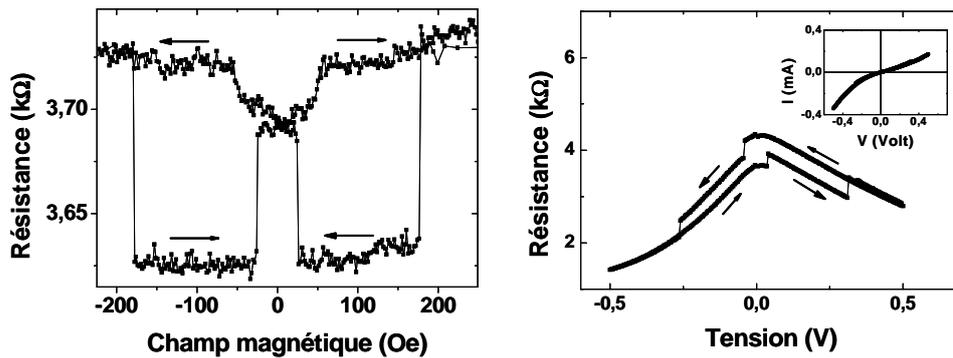


FIG. 6.12 – gauche : Résistance en fonction du champ magnétique d'un nanopilier de $100 \times 200 \text{ nm}^2$ de structure $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3(30 \text{ nm})/\text{SrTiO}_3(2 \text{ monocouches})/\text{Co}(4 \text{ nm})$ pour une tension de 5 mV. droite : Résistance en fonction de la tension appliquée pour un champ magnétique appliqué de 3000 G. encart : Courbe $I(V)$ correspondante. Les mesures sont effectuées à 140 K.

⁷La hauteur en énergie de la bande interdite de SrTiO_3 est de 3.4 eV contre 8.8 eV pour Al_2O_3 [118].

6.2.3.3 Jonctions tunnel à base de semi-conducteur ferromagnétique dilué

La méthode de fabrication A a été utilisée pour étudier l'effet de transfert de spin dans des piliers de forme circulaire de $0,7 \mu\text{m}$ de diamètre découpés dans une structure formée de deux électrodes semi-conductrices ferromagnétiques de $\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07}\text{As}$, d'épaisseurs respectives 80 nm et 15 nm, séparées par une barrière d' $\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ de 6 nm, déposées par épitaxie à jet moléculaire. Les mesures de ces jonctions ont été effectuées au laboratoire dans le cadre de la thèse de Marc Elsen et sont décrites en détail dans les références [68, 67]. Une magnétorésistance de 140 % à 3 K a été mesurée (Fig. 6.13, *gauche*). Les courbes courant-tension sont non-linéaires et caractéristiques d'un transport tunnel.

L'étude de l'effet de transfert de spin dans ces jonctions se heurte à une difficulté : lorsqu'on injecte une forte densité de courant continue dans la jonction, il est difficile de détecter la direction de l'aimantation de la couche fine, car la magnétorésistance diminue fortement lorsque la tension appliquée augmente. Pour résoudre ce problème, le courant est d'abord injecté sous forme d'impulsion, puis le retournement éventuel de l'aimantation est détecté en mesurant la résistance de la jonction après impulsion à faible tension (20 mV). La figure 6.13 (*droite*) montre la résistance après injection en fonction du courant injecté à faible champ appliqué. Cette courbe est caractéristique d'un retournement de l'aimantation par transfert de spin.

Les courants critiques sont de l'ordre de $1, 2 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$, soit 100 fois plus faibles que dans des piliers métalliques à structures GMR. Ceci s'explique principalement par une aimantation plus faible dans $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ ($\mu_0 M_s = 0,035 \text{ T}$ [68, 67]) que dans les métaux ferromagnétiques classiques comme le Co ou le Py ($\mu_0 M_s \approx 1,7 \text{ T}$ pour le Co). La densité de courant critique de retournement j_c pour une épaisseur t est proportionnelle à $\alpha t M_s (H_{an} + \frac{M_s}{2})$, α étant le facteur d'amortissement. Expérimentalement, H_{an} diminue fortement avec la température. Du fait du chauffage par effet Joule de l'échantillon, H_{an} est faible pour des tensions appliquées élevées et peut être négligé devant M_s . On a alors $j_c \sim \alpha t M_s^2$. Dans $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ $\alpha \approx 0,07$ [120] et $t=15 \text{ nm}$ dans nos expériences. Dans le cas d'une expérience classique de transfert de spin avec un nanoaimant de Co [45], on a $\alpha \approx 0,01$ et $t \approx 2,5 \text{ nm}$. En utilisant ces valeurs, on obtient une diminution du courant critique d'environ un facteur 50 par rapport aux structures métalliques type Co/Cu/Co, facteur proche de ce qui est observé expérimentalement.

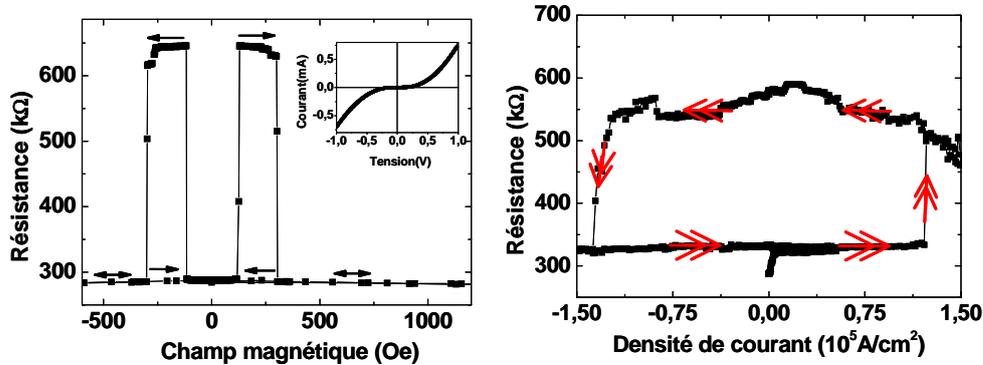


FIG. 6.13 – gauche : Résistance en fonction du champ magnétique d'un piliers de $0,7 \mu\text{m}$ de diamètre de structure $\text{Ga}_{0.93}\text{Mn}_{0.07}\text{As}/\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{Ga}_{0.93}\text{Mn}_{0.07}\text{As}$; la tension appliquée est de 10 mV . Encart : Courbe $I(V)$ dans la configuration parallèle. droite : Résistance après injection du courant à 20 mV en fonction de la densité de courant injecté pour $H=13 \text{ Oe}$.

6.2.4 Conclusion

La technique de fabrication A a été utilisée avec succès pour fabriquer des nanopiliers dans des multicouches métalliques et jonctions tunnel magnétiques à électrodes ferromagnétiques métalliques et semi-conductrices. Ce procédé s'est avéré relativement reproductible, avec un taux de réussite élevé par plaquette. D'autre part, l'utilisation combinée de la lithographie optique et électronique rend le procédé simple et rapide (3 jours par échantillon). Soulignons enfin que l'épaisseur importante de masque utilisée (200 à 250 nm de résine Su-8), rend le procédé particulièrement adapté à la fabrication de nanopilier ayant une épaisseur active importante (plusieurs multicouches par exemple). Cependant, certains échantillons présentent des résistances de contact trop élevées, ce qui pose problème dans le cas de nanopiliers entièrement métalliques. Cela entraîne un chauffage important de l'échantillon et limite la durée de vie du nanopilier ainsi que le courant pouvant être injecté. Cette raison ainsi que le déménagement durant cette thèse du bâti de dépôt de Si_3N_4 utilisé pour l'isolation nous ont incité à développer une deuxième méthode de fabrication dans laquelle la résine de planarisation sert d'isolant. Cette possibilité avait déjà été envisagée au début de cette thèse, mais la polymérisation de la résine de planarisation utilisée⁸ nécessitait des conditions de recuit contraignantes et des températures trop

⁸résine BCB distribuée par Dow Chemical©

importantes (250 ° C pendant plusieurs heures). L'utilisation de la Su-8, polymérisable à basse température par insolation UV, a résolu ce problème et permis au procédé B d'aboutir.

6.3 Elaboration de nanopiliers : procédé B

Le principe du procédé B est résumé sur la figure 6.14.

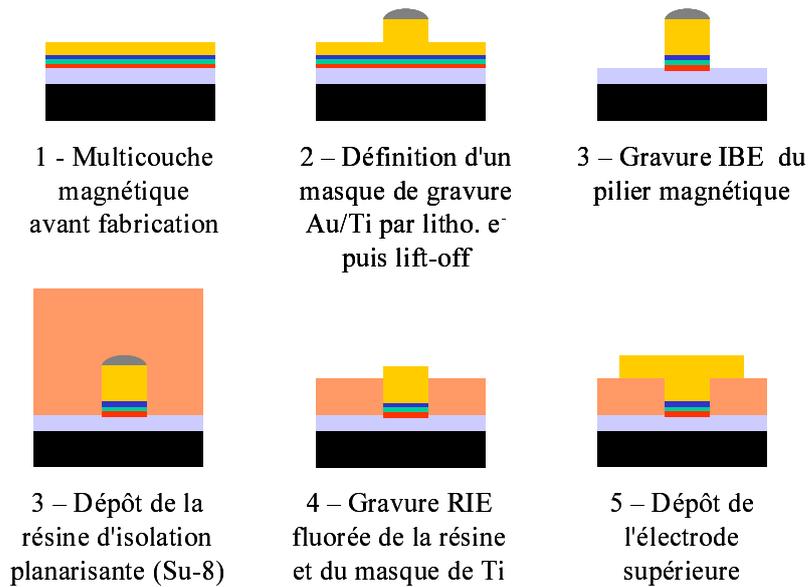


FIG. 6.14 – Principe de la méthode de fabrication B.

La méthode B se base sur l'utilisation de la résine de planarisation comme isolant. L'étape de gravure RIE lors de la planarisation est plus simple et mieux contrôlée que dans la méthode A : on grave une seule espèce et on connaît précisément son épaisseur grâce au suivi laser. Il n'est donc plus nécessaire d'avoir un pilier très haut pour la reprise de contact. Le haut pilier de résine de Su-8 a donc été remplacé par un pilier d'or d'environ 70 nm de hauteur.

Fabrication d'un pilier d'or par « lift-off » Afin de permettre une bonne reprise de contact et d'avoir une marge de manœuvre suffisante lors de l'étape de gravure de la résine de planarisation, il est nécessaire de surplomber le pilier magnétique d'un pilier d'or de hauteur suffisante (≈ 70 nm). On peut imaginer fabriquer ce pilier par gravure IBE. Cependant les redépôts métalliques sur les flancs empêchent d'atteindre des tailles latérales

inférieures à 100 nm. Une alternative consiste à déposer ce pilier par « lift-off ».

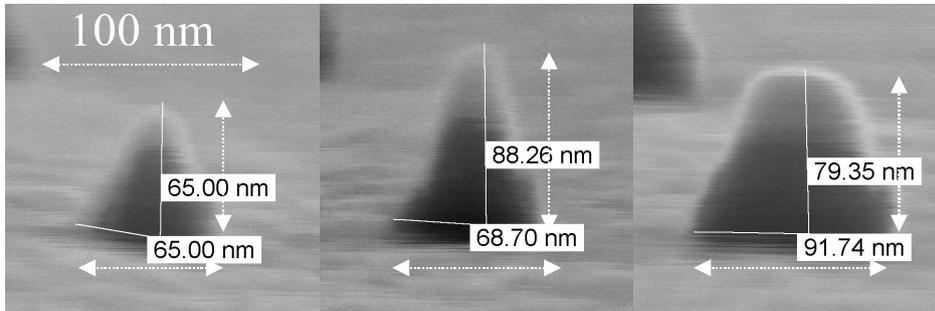


FIG. 6.15 – Image MEB en incidence rasante de piliers déposés par lift-off d'une couche de Au/Ti ($\approx 60/20$ nm). Les piliers sont observés suivant la dimension latérale la plus petite. Les cotes nominales des trois piliers sont des ellipses de dimensions (respectivement de gauche à droite) : 30×75 nm², 40×100 nm², 50×150 nm². L'échelle est la même sur les trois images.

La figure 6.15 montre des clichés MEB de piliers de cotes nominales croissantes fabriqués par lithographie électronique puis lift-off d'une couche de Au/Ti ($\approx 60/20$ nm) observés en incidence rasante. Le dépôt est effectué par évaporation. On voit que la hauteur et la forme du pilier varie avec la taille latérale. Lorsque celle-ci augmente, la hauteur du pilier augmente et atteint l'épaisseur nominale déposée. Les piliers les plus petits sont caractérisés par une forme conique. Ceci s'explique bien si on considère que le trou formé par lithographie se bouche au fur et à mesure du dépôt. On voit ainsi qu'il est difficile de déposer par lift-off des motifs plus hauts que leur plus petite dimension latérale. Cependant, les faibles dimensions latérales (jusqu'à 65 nm) obtenues par rapport aux épaisseurs déposées (80 nm)(cf Fig. 6.15, centre et Fig. 6.16) rendent cette technique très intéressante pour des épaisseurs inférieures à 100 nm.

Gravure du pilier magnétique Le pilier magnétique est fabriqué en définissant par lithographie électronique puis « lift-off » un pilier d'Au/Ti (55/15 nm). La couche de Ti, très dure, sert de masque de gravure. Le motif est ensuite transféré par gravure IBE dans la multicouche magnétique sur laquelle on a déposé 20 nm d'Au. Après gravure, le pilier magnétique est ainsi surmonté d'un pilier de 75 nm d'or.

La figure 6.16 montre des piliers avant et après gravure IBE, de tailles nominales 30×90 nm² et 50×125 nm². Les plus petits piliers mesurés après

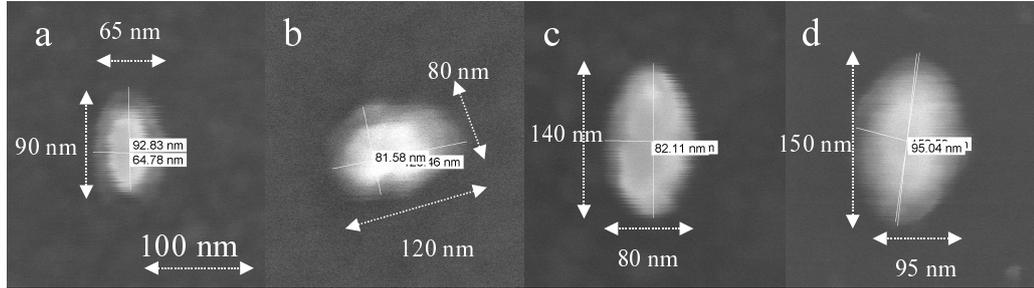


FIG. 6.16 – Image MEB en incidence normale de piliers de côtes nominales $30 \times 90 \text{ nm}^2$ (a,b) et $50 \times 125 \text{ nm}^2$ (c,d), avant (a,c) et après (b,d) gravure IBE du pilier magnétique.

gravure ont une taille de $80 \times 120 \text{ nm}^2$ (Fig. 6.16(b)). Des piliers de cette taille ont été mesurés avec succès en transport électrique sous champ magnétique même si leur taux de réussite est plus faible que les piliers plus gros. En effet, une érosion prématurée du pilier d'au lors de la gravure IBE peut se produire. Elle s'explique par un dépôt insuffisant du masque de Ti dans le trou de PMMA et une érosion latérale trop importante due à la forme conique du pilier. Cela se traduit par un pilier trop petit après gravure et donc difficile à contacter électriquement.

Planarisation et dépôt de l'électrode supérieure La résine de planarisation choisie est la Su-8 rendue insensible au solvant par polymérisation. Contrairement aux polyimides souvent utilisés comme résine de planarisation et d'isolation, la polymérisation de la Su-8 ne nécessite pas de recuit à haute température (250°C pour les polyimides). Celle-ci consiste en une insolation UV d'une minute suivie d'un recuit d'une minute à 95°C . L'ensemble du procédé de fabrication est donc effectué à basse température, la température maximale étant la température de recuit de la PMMA, soit 150°C pendant 2 minutes. La SU-8 est ensuite gravée par RIE fluorée, ce qui permet d'enlever naturellement le masque de Ti à la fin de la planarisation. L'épaisseur de Su-8 est connue précisément pendant la gravure grâce à un suivi laser et la gravure arrêtée lorsque l'épaisseur gravée correspond à l'émergence du pilier d'or.

Enfin l'électrode supérieure est définie par lithographie optique et « lift-off » d'une couche de Ti/Au $40/400 \text{ nm}$ déposée par évaporation, le dépôt étant précédé d'une gravure ionique *in situ* permettant de nettoyer la surface.

Caractérisation par des mesures de transport Les nanopiliers fabriqués à l'aide de cette méthode avaient tous une structure tricouche GMR métallique. Les mesures de transport électrique de ces nanopiliers ont montré

une nette diminution de la résistance de contact par rapport au procédé A. Nous avons ainsi pu mesurer des piliers de $100 \times 150 \text{ nm}^2$ dont la résistance était de l'ordre de 2Ω à température ambiante. En moyenne la résistance des piliers mesurés est comprise entre 2Ω et 10Ω suivant la taille du pilier et la nature de la multicouche, à comparer à des résistances comprises entre 7Ω et 25Ω avec la méthode A. Ceci se traduit par une nette diminution du chauffage lors de l'injection du courant. D'autre part, les piliers sont robustes, les échantillons pouvant supporter des courants allant jusqu'à 12 mA et des temps de mesures longs (jusqu'à 3 semaines). Enfin, cette méthode s'est avérée relativement reproductible d'une plaquette à une autre. Son inconvénient principal tient à la difficulté à fabriquer des nanopiliers de faibles dimensions latérales et épais, comme par exemple plusieurs multicouches magnétiques les unes à la suite des autres. Il est en effet difficile de déposer une grande épaisseur de masque de Ti dans un trou de PMMA trop étroit. Sauf mention contraire, les résultats de transport présentés durant cette thèse ont été obtenus sur des nanopiliers fabriqués à l'aide de cette méthode.

6.4 Résumé

Deux techniques de fabrication de nanopilier ont été mises au point. Dans ces deux techniques, le pilier magnétique est défini par gravure ionique de la multicouche magnétique. Pour reprendre le contact électrique sur le pilier après dépôt de l'isolant, principale difficulté de la fabrication, une méthode dite de « planarisation » est utilisée. Cette méthode consiste à rendre plane la surface au-dessus du pilier en déposant une résine. Cette résine est gravée en même temps que l'isolant avec un front de gravure plan, et la gravure arrêtée lorsque le pilier émerge de l'isolant. Dans le premier procédé de fabrication, un pilier haut ($\approx 200 \text{ nm}$) de résine a été utilisé comme masque de gravure, ce qui facilite la reprise de contact, et l'isolant utilisé était du Si_3N_4 . Cette technique a permis d'observer l'effet de transfert de spin dans des multicouches magnétiques métalliques, et dans des jonctions tunnel magnétiques à base de semi-conducteur. Cependant, les résistances de contact parfois élevées nous ont conduit à développer un deuxième procédé de fabrication. Dans ce procédé, la résine de planarisation est utilisée comme isolant et un pilier d'or, déposé par « lift-off », est utilisé comme masque de gravure. Cette technique, plus simple à mettre en œuvre, a permis de diminuer sensiblement la résistance de contact des piliers, et d'augmenter leur durée de vie.

Chapitre 7

Résultats expérimentaux : Introduction

Afin de tester les prédictions du modèle de Barnas-Fert, nous avons fabriqué des nanopiliers dans des structures pour lesquelles une dépendance angulaire oscillante du couple de transfert de spin est prédite. Deux structures A et B ont été caractérisées de manière approfondie par des mesures en transport statique et des mesures fréquentielles :

- une structure « A » Co(8 nm)/Cu/Py(8 nm),
- une structure « B » IrMn/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm) dans laquelle l'aimantation de la couche de Co est bloquée par échange avec la couche d'IrMn antiferromagnétique.

Les résultats de transport statique et de mesures fréquentielles obtenus sur ces deux structures sont présentés en détails respectivement dans les chapitres 8 et 9. Deux autres structures « C » Cu/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm) et « D » IrMn/Co(5 nm)/Cu/Co(15 nm) ont aussi été caractérisées. Nous ne présenterons sur ces échantillons que certains résultats spécifiques, qui permettent une meilleure compréhension des résultats obtenus sur ces échantillons à dépendance angulaire du couple oscillante.

Dans ce chapitre d'introduction, nous décrivons la structure des nanopiliers mesurés et les techniques de mesure de transport statique et fréquentielles utilisées.

7.1 Structure des nanopiliers

La structure des nanopiliers A est la suivante : Substrat(Si/SiO₂(400 nm)/Ta(10 nm)/Cu(80 nm)/Ta(10 nm)/Co(8 nm)/Cu(10 nm)/Py(8 nm)/Cu(5 nm)/Au(20 nm). Le Ta a de bonnes

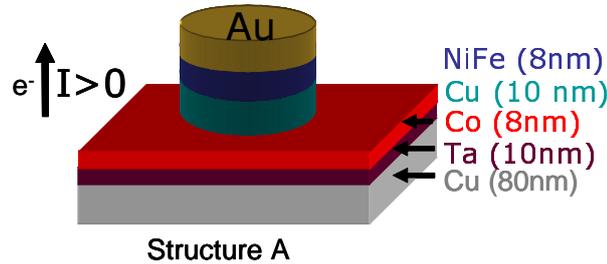


FIG. 7.1 – Représentation schématique du nanopilier de structure A.

propriétés de mouillage sur le SiO_2 à l'inverse du Cu. Il permet ainsi d'améliorer l'adhérence de la multicouche sur le SiO_2 et de diminuer la rugosité de la multicouche magnétique. La gravure du pilier a été arrêtée à l'interface Co/Cu et la couche de Co est laissée étendue sur l'électrode inférieure de Cu (voir Fig. 7.1). Ceci a été effectué lors de la fabrication de tous les nanopiliers (structures A à D) afin d'empêcher l'excitation de l'aimantation de la couche de Co par le courant. Les dimensions latérales des nanopiliers mesurés varient entre $80 \times 120 \text{ nm}^2$ et $100 \times 155 \text{ nm}^2$ ¹.

La structure des nanopiliers B est la suivante : Substrat($\text{Si}/\text{SiO}_2(400 \text{ nm})/\text{Cu}(35 \text{ nm})/\text{Ru}(15 \text{ nm})/\text{IrMn}(15 \text{ nm})/\text{Co}(4 \text{ nm})/\text{Cu}(8 \text{ nm})/\text{Py}(8 \text{ nm})/\text{Au}(25 \text{ nm})$). L'aimantation de la couche de Co est soumise à un champ d'échange (« exchange bias ») induit par l'interaction avec la structure antiferromagnétique de la couche d'IrMn. Ceci permet de s'assurer que la couche fine de Co(4 nm) n'est pas excitée par le courant et d'autre part de séparer en champ les cycles d'hystérésis de la couche de Co et de Py. La couche de Ru en dessous de la couche d'IrMn permet de texturer les couches d'IrMn et de Co dans une direction (111) comme l'ont montré des mesures de diffractométrie à rayon X². Cette texture ordonne l'interface IrMn/Co et permet d'augmenter le champ d'échange de la couche d'IrMn sur le Co. Les tailles des échantillons mesurées après gravure³ varient de $95 \times 155 \text{ nm}^2$ à $110 \times 160 \text{ nm}^2$. Après fabrication, afin d'activer l'échange entre IrMn et Co, l'échantillon a été recuit 10 minutes à 185°C dans une atmosphère inerte sous un champ d'une centaine d'Oersted aligné suivant le grand axe de l'ellipse, puis lentement refroidi jusqu'à température ambiante sans éteindre le champ. Des mesures d'aimantation effectuées à l'AGFM

¹La taille des nanopiliers après gravure a été déduite de mesures MEB de nanopiliers de même cote nominale fabriqués en même temps que les nanopiliers de structure A.

²Ces mesures ont été effectuées par Cyrille Deranlot au laboratoire

³Les photos MEB du nanopilier des figures 6.16(c-d) avant et après gravure présentées p 94 ont été prises lors du procédé de fabrication des nanopiliers de structure A.

(alternate gradient field magnetometry), sur des échantillons de structure Ru(15 nm)/IrMn(15 nm)/Co(5 nm)/Ru(3nm), déposés dans les mêmes conditions et recuits dans des conditions proches (15 min à 200 °) sous un champ de 1,6 kOe, ont montré que l'aimantation d'une couche de Co de 5 nm d'épaisseur était soumise à un champ d'échange de 150 Oe [121]. Le champ d'échange étant inversement proportionnel à l'épaisseur, on s'attend donc à un champ d'échange de l'ordre de 190 Oe pour une épaisseur de 4 nm.

Enfin les nanopiliers C et D ont pour structure complète : (C) Cu(70 nm)/Co(4 nm)/Cu(10 nm)/Py(8 nm)/Au(25 nm) et (D) Cu(35 nm)/Ru(15 nm)/IrMn(15 nm)/Co(5 nm)/Cu(8 nm)/Co(15 nm)/Au(30 nm).

Les prédictions de la dépendance angulaire du couple dans les modèles de Fert et Barnas-Fert pour ces différentes structures sont décrites dans l'annexe E.

7.2 Techniques de mesure

Pour la mesure en transport statique et fréquentielle des nanopiliers, le substrat sur lequel les nanopiliers ont été fabriqués est collé sur une plaque métallique en laiton qui sert de masse et inséré entre deux lignes 50 Ω collée sur la plaque métallique (voir Fig 7.2(a)). L'une de ces lignes 50 Ω est reliée à la masse par de la laque d'argent conductrice (Ligne 2 sur la photo). Les électrodes inférieures et supérieures du nanopilier sont contactées aux lignes 50 Ω par des fils d'or d'environ 30 μm de diamètre grâce à une câbleuse de type « ball bonding ». Afin de diminuer l'impédance des fils à haute fréquence (leur auto-inductance est de l'ordre du nH/mm), l'échantillon est placé très près de la ligne 50 Ω et la longueur des fils est diminuée à environ 1 mm. La plaque métallique sur laquelle repose le substrat est ensuite insérée dans une cavité métallique solidaire de la canne de mesure (voir Fig. 7.2(b)). Cette cavité permet de diminuer les contributions d'ondes hyperfréquence parasites extérieures. Dans cette configuration, une des deux lignes 50 Ω est en contact électrique avec l'âme centrale d'un câble SMA. Ce câble transmet les courants DC et hyperfréquence aux appareils de mesure.

La canne de mesure est ensuite placée au centre d'un électro-aimant pouvant délivrer un champ maximal d'environ 0,8 T. Toutes les mesures présentées sont faites avec le champ appliqué dans le plan des couches et aligné suivant la direction du grand axe de l'ellipse des nanopiliers. Lors des mesures statiques AC+DC, un courant DC est injecté dans la partie DC d'un bias-tee auquel est relié l'échantillon. Afin de mesurer la résistance différentielle du nanopilier, un faible courant AC basse fréquence (5 kHz) de

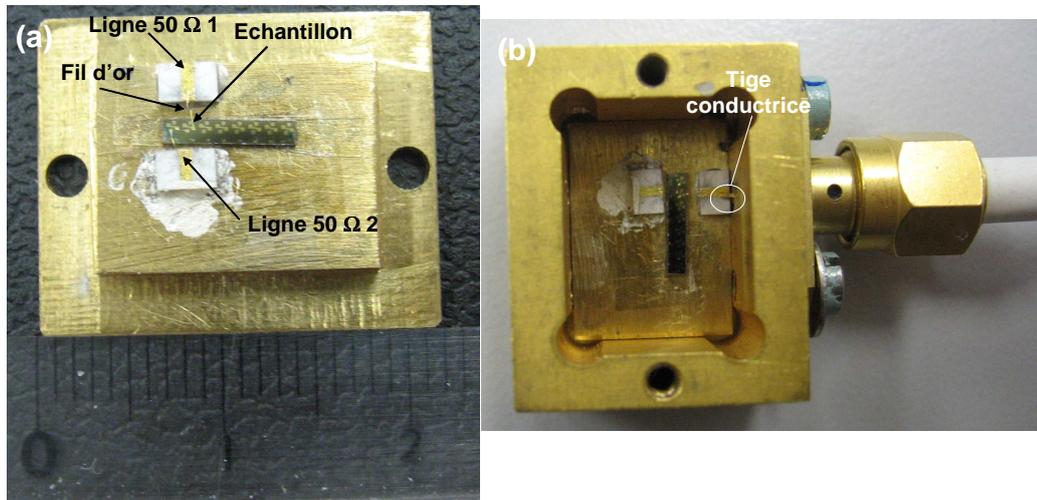


FIG. 7.2 – (a) Photo de la plaque en laiton sur laquelle est collé l'échantillon câblé par des fils d'or aux lignes 50 Ω . (b) Plaque insérée dans la cavité métallique. La tige métallique permet le contact entre la ligne 50 Ω sur la plaque et le câble SMA.

20 ou 40 μA est ajouté à ce courant DC en appliquant une tension alternative de 2V aux bornes d'une résistance de 50-100 k Ω . Pour éviter que la source DC ne soit perturbée par le courant AC, une résistance d'1 k Ω est placée à la sortie de la source de courant. La tension DC au borne de l'échantillon est mesurée à l'aide d'un nanovoltmètre Keithley 2182 et le signal AC mesurée à l'aide d'un lock-in. Les caractérisations AC-DC sont effectuées soit à champ magnétique constant en faisant varier le courant injecté (courbe R(I)), soit à courant constant en faisant varier le champ magnétique (courbe R(H)). Lors des mesures R(I), le pas de courant des rampes utilisées est de 50 μA et le temps entre deux mesures de résistance de l'ordre d'une seconde. Sauf mentions contraires, toutes les mesures de transport présentées ont été faites en mesures « deux pointes » et les résistances mesurées incluent les résistances d'électrodes de l'ordre de 4 Ω .

Pour les mesures fréquentielles, le câble sortant de l'échantillon est connecté à la sortie HF du bias-tee. Le signal hyperfréquence est amplifié puis mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre commercial. Pour la caractérisation des nanopiliers de structure A, un bias-tee laissant passer des fréquences allant de 40 KHz à 8 GHz a été utilisé. Le signal est amplifié par deux amplificateurs 0,1-18 GHz en série entraînant une amplification totale de +52 dB (caractérisée à l'analyseur de réseau). Le signal est ensuite mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre Wandel&Goltermann pouvant mesurer des fréquences de 50 Hz à 22 GHz. La résolution spectrale (Resolution Band Width) uti-

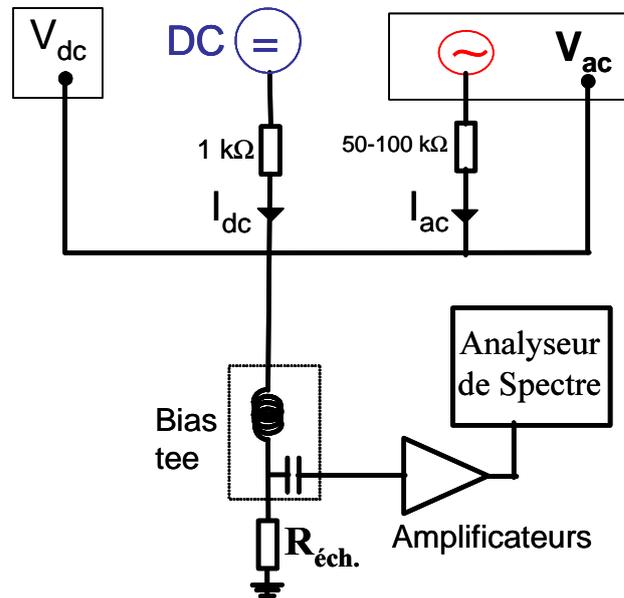


FIG. 7.3 – Représentation schématique du dispositif expérimental de mesure statique AC-DC et hyperfréquence.

lisée est de 1 MHz. La seconde configuration, utilisée pour les nanopiliers de structure B, est caractérisée par un bias-tee plus large bande (de 50 kHz à 40 GHz), une amplification de +68 dB obtenue par deux amplificateurs 0,1-18 GHz en série, et un analyseur de spectre Agilent E4446A pouvant mesurer des fréquences de 3 Hz à 44 GHz.

Les spectres mesurés montrent que la puissance moyenne est approximativement constante à 1 dBm près pour $f \leq 8$ GHz, puis commence à diminuer rapidement pour des fréquences plus élevées. Ceci peut s'expliquer par la présence de pertes capacitives au niveau de l'échantillon et par l'inductance des fils d'or utilisés pour la connexion de l'ordre du nH. Par conséquent, les spectres n'ont été mesurés que jusqu'à 8 GHz. Autour de cette puissance moyenne, des oscillations d'environ 1,5 dBm d'amplitude sont observées. La période de ces oscillations est de l'ordre de 150 MHz et dépend de la longueur du câble entre l'échantillon et le préamplificateur. Ce phénomène a déjà été observé par plusieurs groupes [122, 123] et est lié à la présence d'ondes stationnaires entre l'échantillon et les préamplificateurs dues à la désadaptation d'impédance de l'échantillon par rapport à l'impédance caractéristique de la chaîne de mesure (50 Ω). Il est à l'origine des oscillations de puissance observées sur les spectres hyperfréquence présentés dans le chapitre 9.

Toutes les mesures présentées ont été faites à température ambiante.

Chapitre 8

Caractérisation en transport statique

Nous présentons successivement dans ce chapitre les résultats de transport statique obtenus sur un nanopilier de structure « A » IrMn/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm) (section 8.1) et un nanopilier de structure « B » Co(8 nm)/Cu/Py(8 nm) (section 8.2). Les résultats présentés illustrent le comportement général observé sur les sept échantillons de structure A et six de structures B mesurés. Dans ces deux types de structures, nous avons observé des excitations en courant positif partant de l'état P que nous associons à l'apparition d'états dynamiques de l'aimantation. Ce comportement est en accord avec la dépendance angulaire du couple oscillante prédite dans ces structures. En courant négatif, des excitations *a priori* non attendues par les modèles dans une image macrospin sont observées. L'origine et les conséquences de ces excitations seront discutées dans ce chapitre. Ces mesures de transport statique donnent un premier point de vue, bien qu'« indirect », sur la dynamique de l'aimantation induite par le couple oscillant. Celui-ci sera complété par les mesures fréquentielles présentées chapitre 9, effectuées de manière approfondie sur l'échantillon de structure B présenté dans ce chapitre.

8.1 Nanopiliers IrMn/Co4/Cu/Py8

8.1.1 Courbe R(H)

Nous présentons Fig. 8.1(a) une courbe R(H) mesurée à faible courant (100 μA)¹. Le champ appliqué dans le plan des couches est aligné approxi-

¹ Les dimensions latérales du nanopilier mesurés sont 110x160 nm².

mativement suivant la direction du champ d'échange (la direction du champ a été ajustée pour obtenir une valeur maximale de la magnétorésistance).

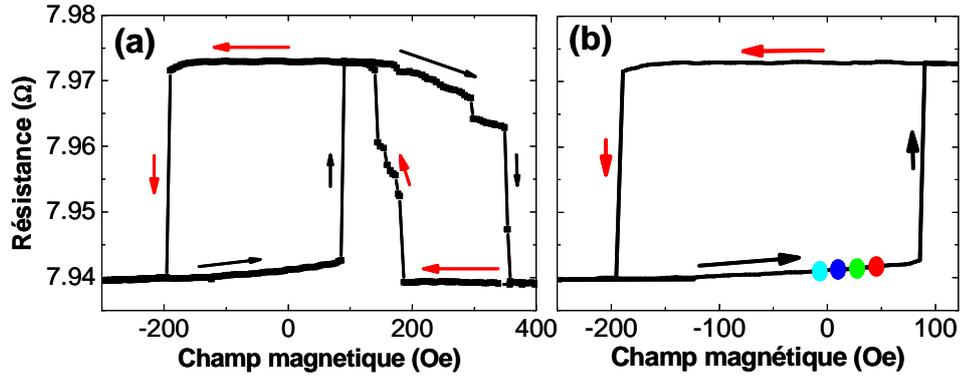


FIG. 8.1 – (a) Résistance en fonction du champ magnétique appliqué pour un courant de $100 \mu A$. (b) Cycle mineur en champ associée à l'aimantation de la couche de Py.

Partant d'un fort champ magnétique positif et diminuant le champ, on observe pour $+185$ Oe un premier retournement associé à la couche de Co (son cycle d'aimantation est décalé vers les champs positifs du fait du champ d'échange exercé par le couche antiferromagnétique d'IrMn). En effectuant un cycle mineur après ce premier retournement, on déduit un décalage en champ de 270 Oe et un champ coercitif de 90 Oe. Le cycle mineur associé à la couche de Py, obtenue après saturation des aimantations vers les champs négatifs, est représenté Fig. 8.1(b). La coercivité de cette couche est de 140 Oe et elle est soumise à champ dipolaire de 55 Oe. Ce champ dipolaire peut être attribué à l'interaction magnétostatique entre les couches que l'on peut attendre d'une légère gravure de la couche de Co. La couche de Co doit aussi être soumise à un champ dipolaire de même origine, ce qui expliquer sans doute la valeur du décalage de son cycle mineur (270 Oe) plus élevée que prévu par le seul champ d'échange (≈ 190 Oe d'après les mesures de magnétométrie).

8.1.2 Injection de courant partant de l'état P

Les courbes de résistance DC et de résistance différentielle en fonction du courant appliqué présentées dans cette section ont été obtenues de la manière suivante. Les aimantations des deux couches magnétiques sont tout d'abord saturées vers les champs négatifs à l'aide d'un fort champ magnétique (≈ -3000 Oe), puis le champ est remonté progressivement vers la valeur désirée.

Une rampe de courant est ensuite appliquée avec I variant suivant le schéma suivant² : $0 \rightarrow 10 \text{ mA} \rightarrow -10 \text{ mA} \rightarrow 10 \text{ mA} \rightarrow 0 \text{ mA}$.

Courbes $R(I)$ et $dV/dI(I)$ Dans notre convention de signe, un courant positif est associé à des électrons s'écoulant de la couche fixe vers la couche libre. Par ailleurs, dans tous les nanopiliers métalliques mesurés, on observe une augmentation réversible de forme parabolique des résistances DC et AC. Cet effet est dû au chauffage par effet Joule de l'échantillon. La variation de résistance due à l'effet GMR s'ajoute à cette dépendance parabolique.

Les figures 8.2(a-b) montrent la résistance différentielle (a) et la résistance DC (b) en fonction du courant pour des courants positifs croissants et de faibles champs magnétiques. L'état de résistance initial pour ces différents champs magnétiques est figuré par des points colorés sur la courbe $R(H)$ Fig. 8.1(a). Des pics dans les courbes $dV/dI(I)$ sont observés pour des courants *positifs*, associés à un épaulement dans les courbes $R(I)$ (flèche noires sur Fig. 8.2(b)). Le courant correspondant à ces pics diminue quand le champ augmente, c'est-à-dire est plus proche du champ de retournement de la couche de Py.

La figure 8.3 montre les courbes $R(I)$ mesurées partant de l'état parallèle pour $-6 \text{ Oe} \leq H \leq 44 \text{ Oe}$. Ces courbes ont été normalisées en soustrayant une courbe $R(I)$ mesurée à plus fort champ ($H = -380 \text{ Oe}$) pour laquelle aucune excitation n'est observée³. L'épaulement dans la courbe $R(I)$ associé aux pics dans la courbe de résistance différentielle correspond à une augmentation réversible de la GMR comprise entre 6 et 8 mΩ, soit entre 18 et 25% de la GMR totale (Fig. 8.3).

Partant de l'état P, l'application d'un courant négatif suffisamment important ($\approx -8 \text{ mA}$) entraîne le retournement irréversible de l'aimantation de l'état P vers l'état AP. Une fois dans l'état AP, on observe qu'une légère diminution de la résistance lorsque $|I|$ augmente.

²Il arrive qu'après application de plusieurs rampes de courant, la résistance DC et AC du nanopilier varie légèrement. Cet effet peut s'expliquer par une faible variation de la résistance de contact, lié au chauffage par effet Joule de l'échantillon et/ou à la présence d'électromigration en certain point du nanopilier. Pour faciliter la comparaison de la résistance due aux effets magnétiques, nous avons dans certains cas translater certaines courbes $R(I)$ et $dV/dI(I)$ prises à différents champs de manière à ce que la résistance dans l'état parallèle soit identique.

³Cette normalisation permet de soustraire la variation de résistance liée au chauffage de l'échantillon par effet Joule et montre ainsi directement celle liée à la GMR. Nous avons vérifié que des courbes quasi similaires sont obtenues lorsque l'on soustrait un ajustement polynomiale des courbes $R(I)$ mesurées.

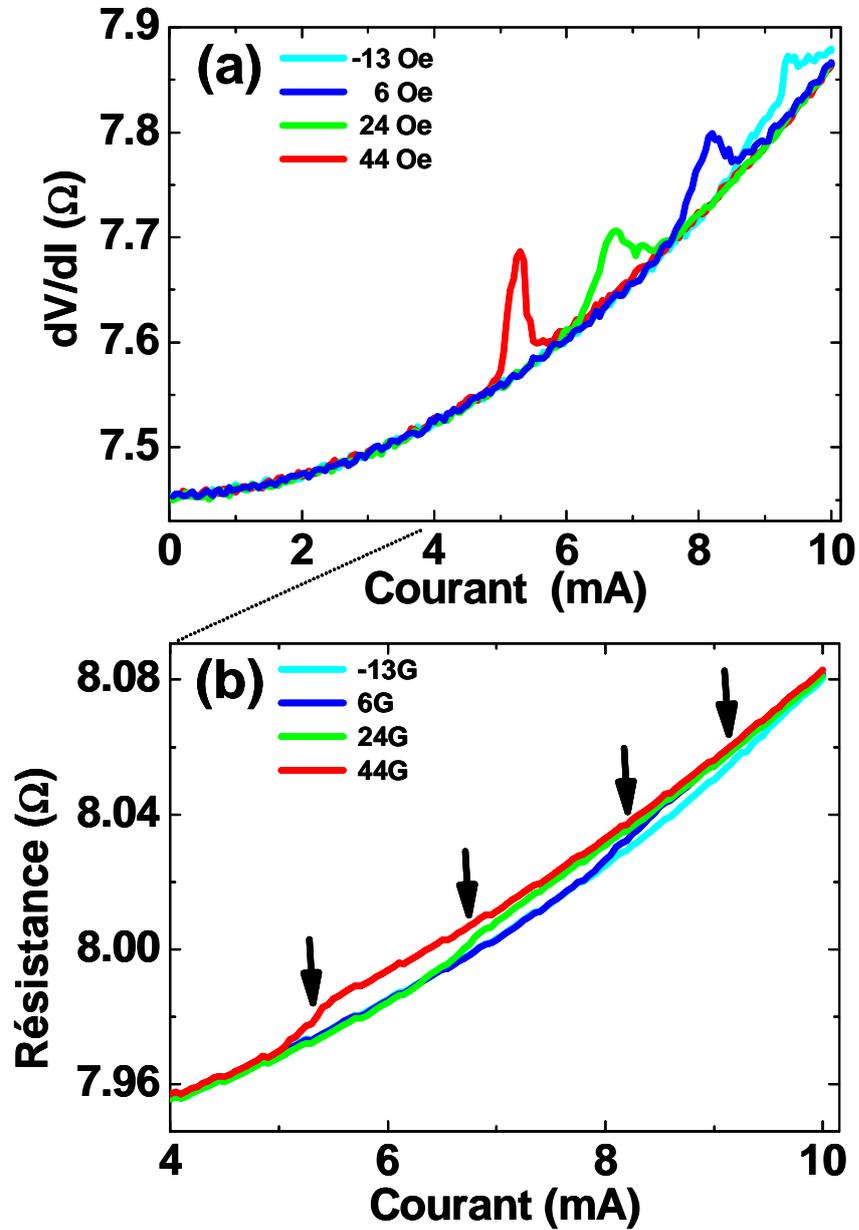


FIG. 8.2 – Résistance différentielle (a) et résistance DC (b) en fonction du courant pour différentes valeurs de champ appliqué. Les flèches sur (b) montrent l'épaulement dans les courbes DC associé aux pics dans la résistance différentielle.

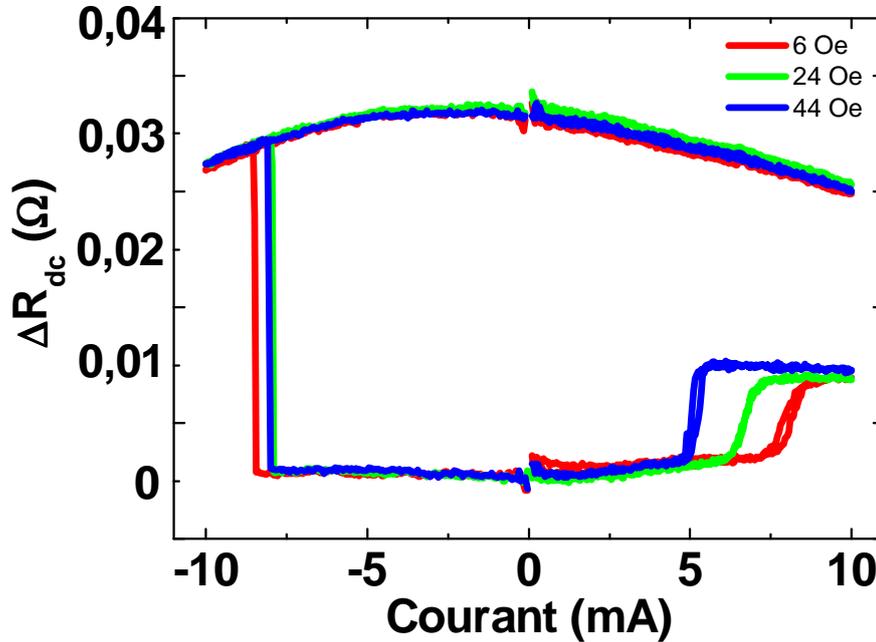


FIG. 8.3 – Résistance DC normalisée en fonction du courant appliqué pour différentes valeurs du champ magnétique.

8.1.3 Injection de courant partant de l'état AP

Les résultats de transport statique partant de l'état AP à faible champ sont présentés en détails dans l'annexe C. Les courbes $R(I)$ Fig. 8.4 sont représentatives des différents comportements observés suivant la valeur du champ magnétique appliqué. L'état de résistance initial est figuré par un point coloré sur le cycle mineur de la couche de Py représenté Fig. 8.4(b) (l'aimantation de la couche de Py est alignée suivant les champs positifs dans l'état AP).

Pour des champs négatifs proches du champ de retournement de l'état AP à l'état P ($H < -170$ Oe), l'injection d'un courant positif déstabilise l'état AP et entraîne le retournement de l'aimantation vers l'état P favorisé par le champ (Fig. 8.4(a), $H = -170$ Oe). Pour des champs positifs stabilisant l'état AP, l'aimantation reste dans l'état AP en courant positif ou négatif (Fig. 8.4, $H = 21$ Oe). Dans une gamme de champ intermédiaire ($-150 \text{ Oe} \leq H \leq -10$ Oe), l'injection d'un courant positif entraîne le retournement de l'aimantation de l'état AP vers un état intermédiaire de résistance stable

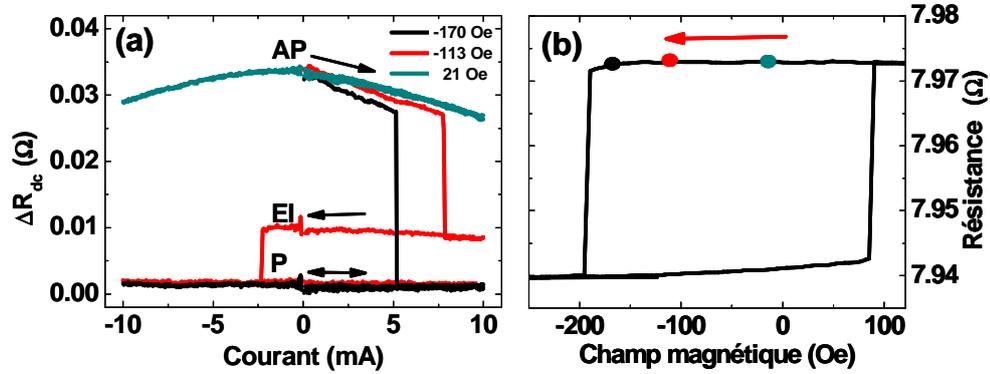


FIG. 8.4 – (a) Courbes $R(I)$ normalisées pour différentes valeurs de champ magnétique partant de l'état AP. (b) Cycle mineur de la résistance en fonction du champ appliqué associé à la couche de Py. Les points colorés indiquent l'état de résistance initial avant l'injection du courant.

à courant nul (Fig. 8.4(a), $H = -113$ Oe). Les caractéristiques statiques (et hyperfréquence) montrent clairement que cet état de résistance stable est très différent de celui observé lors de l'injection d'un courant positif partant de l'état P (pics dans la résistance différentielle). Nous attribuons cet état de résistance à un état statique inhomogène de l'aimantation de type C/vortex favorisé énergétiquement du fait de l'épaisseur et des dimensions latérales de la couche de Py. Les mesures hyperfréquences effectuées dans cet état intermédiaire semblent confirmer cette hypothèse.

8.1.4 Diagramme de phase

Nous résumons les résultats de transport obtenus pour un champ de saturation négatif à l'aide d'un diagramme de phase champ-courant, la résistance (normalisée) étant représentée en échelle de couleur. Le champ est balayé des champs négatifs vers les champs positifs (cf Fig. 8.5(b) (flèches noires)) et le courant de +10 à -10 mA⁴.

Différents comportements sont observés suivant la valeur du champ appliqué :

- $H \leq -35$ Oe : aucune excitation n'est observée en courant positif et négatif.
- $-35 \leq H \leq 65$ Oe : des excitations apparaissent en courant négatif et positif. La zone bleu ciel en courant positif correspond à l'état

⁴Une première rampe de courant de $0 \rightarrow 10$ mA a été appliquée auparavant.

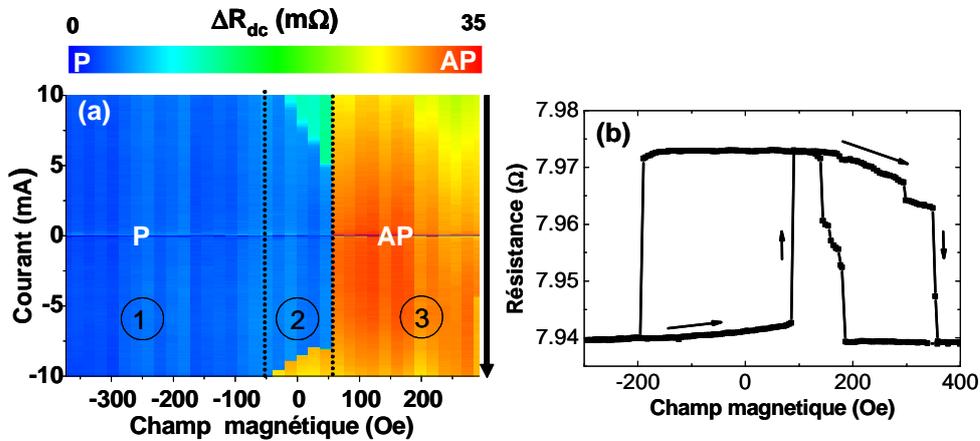


FIG. 8.5 – (a) Résistance normalisée en échelle de couleur en fonction du champ et du courant appliqué pour des courant décroissant de +10 à -10 mA. (b) Résistance en fonction du champ magnétique appliqué à faible courant.

de résistance intermédiaire réversible (son apparition est associée aux pics dans la résistance différentielle présentés Fig. 8.2(a)). Dans cette gamme de champ, partant de l'état P, un courant négatif entraîne le renversement irréversible de l'aimantation vers l'état AP.

- $65 \leq H \leq 300$ Oe : l'état initial (à +10 mA) est AP et le courant n'entraîne pas de changement notable de la résistance pour les deux polarités de courant⁵.

8.1.5 Discussion

8.1.5.1 Excitations en courant positif

Le comportement observé en courant positif partant de l'état P diffère sur plusieurs points de ce qui est observé classiquement dans les nanopiliers standards. D'une part, les pics dans la résistance différentielle sont observés partant de l'état P pour un courant *positif* et non négatif. D'autre part, ces excitations réversibles sont uniquement présentes pour de faibles champs appliqués tels que $|H - H_{dip}|$ est inférieur au champ coercitif. Dans les structures standards, un champ magnétique supérieur au champ coercitif est nécessaire pour observer ces excitations. A faible champ, seule une légère augmentation réversible de la résistance associée à l'apparition de précessions

⁵Pour H compris entre 65 et 100 Oe, l'état initial à I=0 est l'état P. Cependant, l'application d'un courant positif entraîne le retournement de l'aimantation directement vers l'état AP favorisé par le champ.

petits-angles de l'aimantation a été observée dans les structures standards dans une très petite gamme de courant avant le retournement de l'aimantation [95, 124, 122]. Cette augmentation est plus faible que celle que nous observons dans nos échantillons et n'est généralement pas associée à des pics dans la résistance différentielle. De plus, le courant critique associé à ces excitations dépend très peu du champ magnétique appliqué contrairement à ce que nous observons⁶ [4].

Le comportement observé est en accord avec celui attendu d'une dépendance angulaire oscillante du couple, c'est-à-dire une précession de l'aimantation à bas champs en courant positif⁷. Dans ce cas, la précession de l'aimantation entraîne une augmentation réversible de l'aimantation à l'origine des pics dans la résistance différentielle observés.

D'autre part, comme souligné dans la section 5.2.3, le signe du courant pour lequel les précessions de l'aimantation sont attendues dans le cas d'une dépendance angulaire oscillante est différent suivant que le terme d'accumulation ($I > 0$) ou le terme de courant de spin ($I < 0$) est prédominant dans l'expression du couple de transfert de spin. Le fait d'observer des excitations en courant positif indique que dans notre cas, le terme d'accumulation est prédominant. Ceci est en accord avec les prédictions des modèles de Fert et Barnas-Fert dans cette structure (cf discussion section 5.2.3).

8.1.5.2 Excitations en courant négatif

Dans l'hypothèse où l'aimantation est uniforme dans le nanopilier, le retournement de l'aimantation par un courant négatif n'est pas attendu dans le cas d'une dépendance angulaire oscillante, car les états P et AP sont tous les deux stabilisés par le couple de transfert de spin. Nous discutons deux mécanismes pouvant expliquer ces observations : le chauffage par effet Joule de l'échantillon et l'inhomogénéité de l'aimantation.

Chauffage par effet Joule On peut penser en premier lieu que l'augmentation de la température due à l'effet Joule permet de sauter la barrière d'énergie entre les états P et AP liée à l'anisotropie dans la plan et retourne ainsi l'aimantation. Si l'on assimile le nanopilier à un point contact diffusif, la température T' dans le nanopilier peut s'écrire sous la forme [95, 125]

⁶Voir la zone bleue ciel du diagramme de phase Fig.4.5(b) p 53

⁷ Ces pics en courant positif ont été observé sur la majorité des échantillons de structure B que nous avons mesurés (5 sur 7). Un pic à champ effectif nul (incluant le champ dipolaire) n'a été observé que sur un seul échantillon. Considérant la forte dépendance des courants critiques en fonction du champ magnétique appliqué, il est probable que dans les autres échantillons, le courant injecté n'était pas suffisamment élevé pour l'observer.

$T' = \sqrt{T^2 + \beta I^2}$, avec $\beta = 3/4 (eR/(\pi k))^2 = 10,22 R^2 \text{ K}^2/\text{mA}^2$ et T la température des électrodes. Pour une résistance d'électrode de l'ordre de 3Ω , la résistance du nanopilier peut être estimée à 5Ω et β est donc de l'ordre de $255 \text{ K}^2/\text{mA}^2$. A 10 mA , la température augmente donc d'environ 40 K . Cette élévation de température est très faible devant la barrière d'énergie liée au champ d'anisotropie uniaxiale de l'ordre de $E_k = 75000 \text{ K}$, et on peut évaluer qu'elle n'entraîne qu'une diminution de la coercivité d'environ 3 Oe ⁸. Le retournement de l'aimantation observé pour un courant négatif étant observé jusqu'à $H = -33 \text{ Oe}$, soit à plus de 110 Oe du champ de retournement à courant nul, il ne peut être attribué à un retournement thermiquement activé dû à l'effet Joule.

Influence de l'inhomogénéité de l'aimantation En déduisant de la dépendance angulaire oscillante du couple que les états P et AP étaient stables pour un courant négatif, nous avons supposé que l'aimantation de la couche libre est assimilable à un macrospin faisant un angle φ constant avec les spins de la couche fixe dans tout le volume du nanoaimant. Nous avons vu dans l'état de l'art section 4.4 les limites de cette hypothèse : le champ d'Oersted, le champ interne et le champ dipolaire favorise des états inhomogènes de l'aimantation. Cette inhomogénéité est d'autant plus prononcée pour de faibles champs extérieurs appliqués. En particulier, le champ d'Oersted de direction orthoradiale tend à courber l'aimantation aux extrémités de l'ellipse, et lui donne une forme de « C » [98, 103, 104, 102, 105, 71] (Fig. 8.6(a)).

L'action du couple de transfert de spin oscillant sur l'aimantation pour $I < 0$ dans le cas d'une structure de domaine en forme de C dépend de l'orientation initiale des spins considérés (Fig. 8.6(b)). Les spins près du centre de l'ellipse, tels que $\varphi < \varphi_c$, subissent un couple négatif qui tend à diminuer φ et à aligner ces spins suivant la direction P. Les spins près des extrémités tel que $\varphi_c < \varphi < \pi/2$ subissent un couple positif qui tend à augmenter φ et à retourner les spins suivant la direction AP. Une telle structure est donc instable pour $I < 0$.

On peut proposer le scénario suivant pour expliquer le retournement vers l'état AP. Sous l'effet du couple de transfert de spin positif, les spins aux extrémités de l'ellipse, caractérisés par un angle $\varphi > \varphi_c$, commence à se re-

⁸Le champ coercitif H_c à une température T peut être exprimé en fonction du champ d'anisotropie uniaxial H_k [126] tel que $H_c(H_k) = H_k(1 - [k_B T / E_k \ln(f_0 \tau_m / \ln 2)]^{1/2})$ avec $E_k = 1/2 \mu_0 M_s V H_k$, f_0 la fréquence d'essai de l'ordre du GHz et τ_m le temps de mesure de l'ordre d'1s. En résolvant cette équation avec $V = 1,3 \cdot 10^5 \text{ nm}^3$, $\mu_0 M_s \approx 1 \text{ T}$ dans le permalloy, $H_c = 140 \text{ Oe}$ et en supposant $f_0 = 1 \text{ GHz}$ [95], on trouve $E_0 \approx 75000 \text{ K}$. Cette même équation permet d'estimer une diminution de la coercivité d'environ 3 Oe lorsque la température augmente de 40 K .

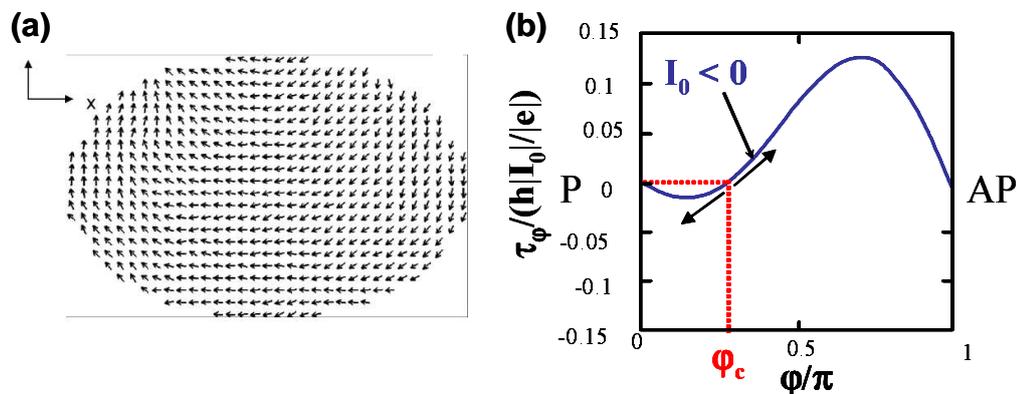


FIG. 8.6 – (a) Structure de domaine en forme de « C » 440 ps après l'application d'une impulsion de courant de 7 mA partant de l'état P obtenue par simulation micro-magnétique de la dynamique de l'aimantation d'une ellipse de 66×99 nm², extrait de la référence [102]. (b) Couple de transfert de spin oscillant pour un courant négatif. L'angle φ_c annulant le couple est un état instable pour l'aimantation.

tourner vers l'état AP. Par interaction d'échange, ce retournement augmente l'angle initial $\varphi_0 < \varphi_c$ des spins voisins au-delà de φ_c . Ces spins ressentent alors un couple positif tendant à augmenter φ . Le retournement initié sur les bords se propage ainsi vers le centre de l'ellipse jusqu'au retournement complet vers l'état AP. Le champ appliqué, favorisant l'état AP, peut aussi jouer un rôle lors du retournement.

Dans nos expériences, le champ d'Oersted B_{Oe} au bord de l'ellipse est de l'ordre $\mu_0 I / (\mathcal{S})$, avec $\mathcal{S} \approx 400$ nm le périmètre de l'ellipse. Pour un courant de -8 mA, $B_{Oe} \approx 25$ mT est supérieur au champ d'anisotropie $\mu_0 H_0 \approx 20$ mT. L'aimantation sur les bords est donc alignée suivant la direction du champ d'Oersted faisant 90° avec le grand axe de l'ellipse⁹. Le champ d'Oersted peut aussi entraîner une déviation de l'aimantation dans la partie de la couche de Co sous le nanopilier. Cependant, son effet doit être beaucoup plus faible du fait d'une part de l'échange intra-couche et d'autre part du champ d'échange créé par la couche d'IrMn.

On peut estimer l'angle φ_c annulant le couple de transfert de spin à partir des polarisations effectives \mathcal{P}_P et \mathcal{P}_{AP} calculées par le modèle de Fert¹⁰. En

⁹On peut comparer cette valeur à la déviation θ_0 de l'aimantation par rapport à l'axe facile due à l'agitation thermique. D'après Stutzke *et al.* [127], $\theta_0 = \sqrt{kT/E_k}$, soit dans le nanopilier mesuré pour un courant de -8 mA, $\theta_0 \approx \sqrt{326/75000} \approx 3,8^\circ$. La déviation θ_0 due à l'agitation thermique joue donc un rôle mineur dans le retournement.

¹⁰Ce facteur a été introduit dans la section 5.1.2 (Eq. 5.4) et est proportionnel à la pente du couple en P et AP.

utilisant l'expression analytique de la dépendance angulaire de la polarisation (5.4), on peut montrer facilement que φ_c vérifie la relation suivante¹¹ : $\cos \varphi_c = (1 - |\mathcal{P}_P/\mathcal{P}_{AP}|)/(1 + |\mathcal{P}_P/\mathcal{P}_{AP}|)$. En utilisant les facteurs $\mathcal{P}_{P(AP)}$ calculés pour la structure B IrMn/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm)¹², on trouve un angle φ_c de l'ordre de 65° . Pour une déviation de l'aimantation dans la couche de Co inférieure à environ 20° , l'aimantation du nanoaimant sur les bords de l'ellipse fait un angle φ avec l'aimantation de la couche fixe supérieur à φ_c et est donc soumise à un couple positif favorisant un retournement vers l'état AP pour $I < 0$.

8.1.5.3 Excitation de la couche fixe ?

La couche fixe de Co peut être excitée par le couple de transfert de spin pour un courant positif dans une configuration parallèle des aimantations. On peut donc penser que les pics observés dans la courbe dV/dI sont dus à l'excitation de la couche fixe. Trois arguments rendent cette hypothèse peu probable.

Ordre de grandeur des courants critiques Lors de la fabrication des nanopiliers, la couche de Co a été laissée étendue. La partie de la couche de Co sous le pilier traversée par le courant est donc soumise à l'interaction d'échange avec le reste de la couche. Cette interaction augmente les courants critiques d'un ordre de grandeur ($\sim 5 \cdot 10^8$ A/cm²), comme le montre les expériences de transfert de spin utilisant une géométrie contact ponctuel [30, 6, 128, 129, 130]. Dans une géométrie nanopilier plus proche de la nôtre, Yang *et al.* [131] ont retourné de manière hystérétique l'aimantation d'un petit domaine d'une couche continue de 2,5 nm de Co dans une structure Co(10 nm)/Cu(10 nm)/Co(2,5 nm), les couches Co(10 nm)/Cu(10 nm) étant découpées sous la forme d'un nanopilier de 70×140 nm². Les densités critiques observées sont de l'ordre de $j_c \approx 1,4 \cdot 10^8$ A/cm². Sachant que j_c est inversement proportionnel à l'épaisseur de la couche¹³, une couche de Co de 4 nm est excitée pour $j_c^* \approx 2,2 \cdot 10^8$ A/cm², équivalent à un courant $I_c \approx 35$ mA dans nos nanopiliers. Ce courant critique est probablement sous-estimé, la couche de Co étant bloquée par l'« exchange bias ». Dans le nanopilier de structure Co(8 nm)/Cu/Py(8 nm), dans laquelle des excitations similaires

¹¹Pour arriver à cette expression, nous avons exprimé \mathcal{P}_P et \mathcal{P}_{AP} en fonction des 4 paramètres constants (B_0, B_1, q_+, q_-), puis résolu l'équation $\mathcal{P}(\varphi_c) = 0$.

¹²voir annexe E

¹³Nous avons vérifié à l'aide du modèle de Fert qu'entre les configurations de Yang *et al.* [131] et les structure A et B, le couple agissant sur la couche de Co variait peu.

sont observées (voir section 8.2), on trouve $I_c \approx 61$ mA. Ces courants critiques sont toujours grands devant les courants injectés dans les nanopiliers ($I < 12$ mA). Ces ordres de grandeurs montrent que dans la gamme de courant que nous utilisons, il paraît peu probable de pouvoir exciter la couche de Co par le courant.

Absence d'excitation dans l'état AP pour $I < 0$ L'absence d'excitation en transport dans l'état AP en courant négatif donne un argument supplémentaire sur l'absence d'excitation de la couche de Co. Celle-ci serait excitée par le couple de transfert de spin pour un courant positif dans une configuration parallèle des aimantations et pour un courant négatif dans une configuration antiparallèle. Si les excitations induites par un courant positif partant de l'état parallèle sont dues à une excitation de la couche de Co, on s'attend à observer des excitations similaires partant de l'état AP pour un courant négatif. De telles excitations n'ont pas été observées^{14 15}.

Absence d'excitation dans des nanopiliers IrMn/Co(5 nm)/Cu/Co(15 nm) Des nanopiliers de structure D IrMn/Co(5 nm)/Cu/Co(15 nm) ont été fabriqués et caractérisés en transport statique. Dans cette structure, la couche de Co(15 nm) est trop épaisse pour être excitée par le courant. Si les excitations observées dans les échantillons de structure B sont dues à l'excitation de la couche épaisse, celles-ci doivent être aussi présentes dans les nanopiliers de structure D. Or, aucune excitation n'a été observée sur les 3 échantillons de structure D mesurés, pour des densités de courants équivalentes à celles injectées dans les nanopiliers A. Ceci est une indication supplémentaire que les excitations observées dans les nanopiliers B ne sont pas liées à l'excitation de la couche épaisse.

¹⁴En particulier, les excitations partant de l'état parallèle étant observées pour $-13 \text{ Oe} \leq H \leq 44 \text{ Oe}$, en tenant compte d'un champ dipolaire exercée sur la couche de Co de l'ordre de 55 Oe , une excitation dans l'état AP en courant négatif serait attendue pour $0 \text{ Oe} \leq H \leq 144 \text{ Oe}$. Aucune excitation en transport n'est observée dans cette gamme de champ.

¹⁵On peut toujours objecter que dans l'état AP en courant négatif l'amplitude du couple de transfert de spin n'est *a priori* pas la même que dans l'état P en courant positif. Cependant, on peut calculer à l'aide du modèle de Fert que le couple s'exerçant sur la couche de Co est 30 % plus élevé dans l'état AP que dans l'état P. Une excitations dans l'état AP en courant négatif de la couche de Co est donc attendue pour des courants plus faibles qu'en courant positif dans l'état P.

8.1.6 Résumé

Nous avons observé dans des nanopiliers de structure IrMn/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm) des pics dans la résistance différentielle, à faible champ lors de l'injection d'un courant positif partant de l'état P, que nous associons à l'apparition de modes dynamiques de l'aimantation. Ce comportement est très différent de celui observé dans des structures standards. Dans ce cas, de tels pics seraient observés pour des champs plus élevés, typiquement supérieurs au champ coercitif, et pour une polarité de courant contraire. Le comportement observé est en accord avec celui attendu de la dépendance angulaire oscillante prédite dans cette structure spécifique : une précession entretenue de l'aimantation induite par un courant positif à faible champ.

Dans un modèle macrospin, les seules excitations attendues dans nos structures seraient les précessions en courant positif décrites ci-dessus. D'autres comportements observés lors de l'injection du courant, tels que la présence d'un retournement de l'aimantation de l'état P vers l'état AP en courant négatif, ainsi que la présence d'états de résistance intermédiaire stables, reflètent l'aspect inhomogène de l'aimantation du nanoaimant favorisé par le champ d'Ampère et l'absence de champ extérieur appliqué.

8.2 Nanopilier Co8/Cu/Py8

Nous présentons dans cette section les résultats de transport obtenus sur un nanopilier de structure Co(8nm)/Cu/Py(8nm) de dimensions latérales 100x155 nm². Nous verrons que les résultats en transport statique sont similaires à ceux des nanopilier de structure IrMn/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm) en courant positif, mais sont plus complexes en courant négatif.

8.2.1 Courbe R(H) à faible courant

Nous présentons sur la figure 8.7(a) la courbe R(H) à faible courant ($I=200 \mu A$). Contrairement au nanopilier décrit précédemment, la couche de Co n'est pas bloquée par échange avec un antiferromagnétique. Elle pourra se renverser relativement facilement sous l'action d'un champ magnétique. Elle est par contre insensible à l'effet du courant qui n'agit que sur la partie de la couche sous le pilier¹⁶. Les courbes R(H) obtenues pour des champs de saturation positifs et négatifs sont symétriques par rapport à H=0 et les aimantations des deux couches ferromagnétiques se retournent pour des

¹⁶Voir discussion section 8.1.5.3.

champs proches : pour un champ de saturation positif, l'aimantation de la première couche se retourne pour $H \approx -38$ Oe et la seconde pour $H \approx -55$ Oe. L'amplitude de la GMR entre l'état P et l'état AP est de $51 \text{ m}\Omega$. Nous montrerons plus loin que l'analyse des résultats de transport lors de l'injection d'un courant positif partant de l'état P permet de conclure que la couche se retournant la première est la couche de Py et la seconde la couche de Co (voir section 8.2.2.2 p 117).

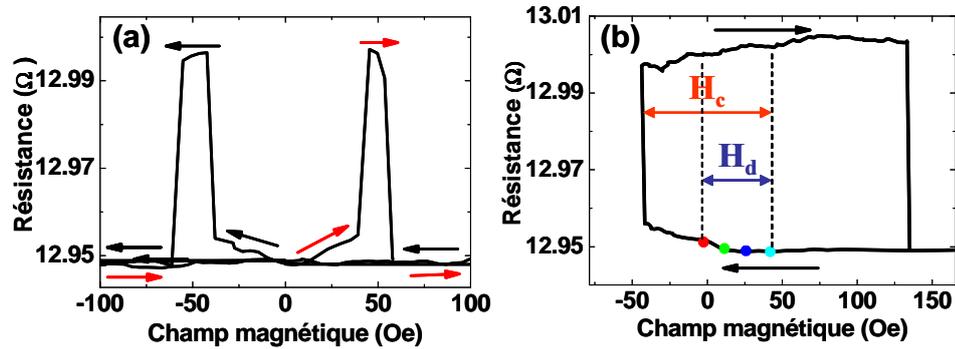


FIG. 8.7 – (a) Résistance en fonction du champ magnétique appliqué pour un courant de $200 \mu\text{A}$, le champ étant balayé respectivement des champs positifs (négatifs) vers les champs négatifs (positifs) comme indiqué par les flèches noires (resp. rouges). (b) Cycle mineur de résistance en fonction du champ magnétique appliqué pour $I=200 \mu\text{A}$ associé à la couche de Py.

La figure 8.7(b) présente le cycle mineur de résistance pour un champ de saturation positif associé à la couche de Py. On peut déduire de ce cycle que cette couche est soumise à un champ dipolaire $H_d \approx 43$ Oe et que son champ coercitif est $H_c \approx 90$ Oe. Un champ effectif nul (incluant le champ dipolaire) agissant sur la couche de Py correspond donc à un champ magnétique appliqué d'environ 43 Oe pour un champ de saturation positif.

8.2.2 Courant positif

8.2.2.1 Injection de courant partant de l'état P

Le comportement en transport statique observé lors de l'injection d'un courant positif partant de l'état P est très similaire à celui décrit dans la section précédente pour le nanopilier de structure B IrMn/Co(4nm)/Cu/Py(8nm). A bas champ, partant de l'état P, on observe

des pics dans la résistance différentielle (Fig. 8.8(b)) pour les différentes valeurs du champ magnétique repérés par des points colorés sur le cycle mineur de la figure 8.7(b). Ces pics sont présents sur une large gamme de champs (≈ 110 Oe) autour de $H=0$ ($-30 \leq H \leq 80$ Oe). En particulier, ils sont observés pour un champ appliqué approximativement nul ($H_{app} \approx -2$ Oe) et pour un champ *effectif* (incluant le champ dipolaire) approximativement nul ($H_{app} \approx 42$ soit $H_{eff} \approx -1$ Oe).

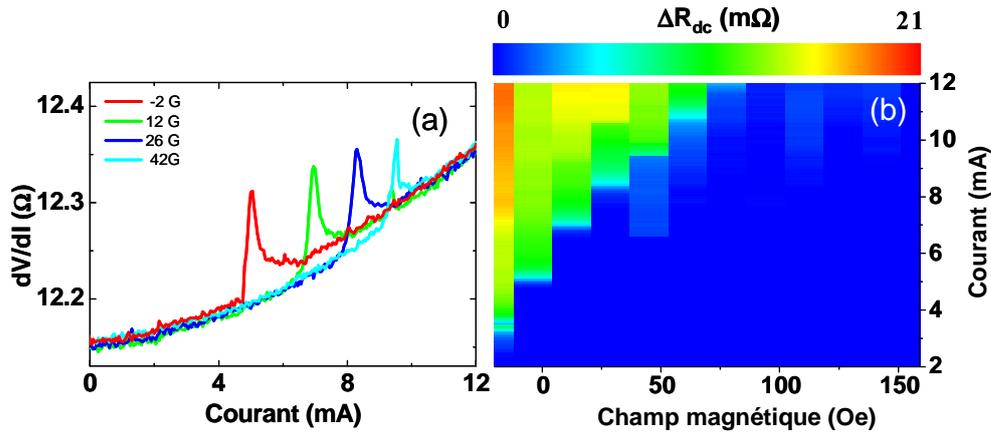


FIG. 8.8 – (a) Résistance différentielle en fonction du courant pour différentes valeurs de champ appliqué partant de l'état de résistance initiale indiqué par les points colorés sur la figure 8.7(b). Les courbes sont obtenues partant d'un pour des courants croissants partant de $I=0$. (b) Résistance normalisée en échelle de couleur en fonction du champ et du courant appliqué.

La figure 8.8(b) montre le diagramme de phase champ-courant, la résistance normalisée étant représentée en échelle de couleur. On voit que le courant critique associé à ces excitations augmente avec le champ magnétique et qu'aucune excitation n'est observée pour $H \geq 80$ Oe dans la gamme de courant appliqué.

8.2.2.2 Injection de courant partant de l'état AP

Les figures 8.9(b) et (c) montrent respectivement les courbes $dV/dI(I)$ et $R(I)$ normalisée partant de l'état AP pour différentes valeurs du champ magnétique. L'état de résistance initial correspondant est marqué par les points colorés sur le cycle mineur $R(H)$ Fig. 8.9(a). Pour $-5 \text{ Oe} \leq H \leq 80 \text{ Oe}$, l'application d'un courant positif suffisamment élevé entraîne le retournement irréversible de l'aimantation de l'état AP vers l'état P. A plus forts courants, on retrouve le comportement observé partant de l'état P, c'est-à-dire un pic

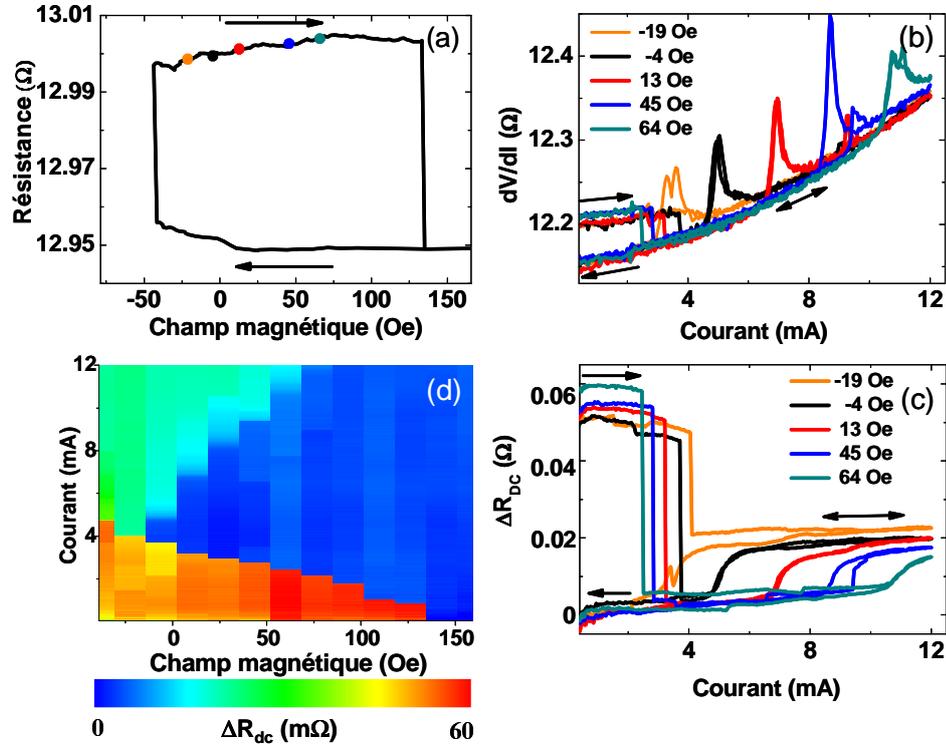


FIG. 8.9 – (a) Cycle mineur de résistance associé à la couche de Py pour $I=200 \mu A$. (b-c) Résistance différentielle (b) et résistance normalisée (c) en fonction du courant pour différentes valeurs du champ appliqué correspondant aux points colorés sur (a). (d) Résistance normalisée en échelle de couleur en fonction du courant et du champ magnétique appliqué. Les courbes de résistance DC normalisées ont été obtenues en soustrayant une courbe mesurée à plus fort champ ($H=1800$ Oe) pour laquelle aucune excitation n'est observée en transport.

dans la courbe $dV/dI(I)$ associé à une augmentation réversible de la résistance (Fig. 8.9(c)). Cette variation de résistance est comprise entre 10 et 16 mΩ, c'est-à-dire entre 20 et 30% de la GMR (variation comparable à celle observée dans les nanopiliers de structure IrMn/Co(4nm)/Cu/Py(8nm)). Pour $H = -19$ Oe, l'aimantation passe directement de l'état AP vers un état de résistance intermédiaire, instable à courant nul, et la diminution de résistance de cet état intermédiaire vers l'état parallèle est réversible et associée à un pic dans la courbe $dV/dI(I)$. Nous verrons dans le chapitre 10 que ce comportement est bien reproduit par les simulations macrospins prenant en compte la dépendance angulaire du couple oscillante prédite dans cette structure.

On peut voir sur la figure 8.9(d) le diagramme de phase champ-courant

résumant le comportement en transport lors de l'injection d'un courant positif partant de l'état AP pour $-40 \text{ Oe} \leq H \leq 160 \text{ Oe}$, la résistance normalisée étant représentée en échelle de couleur (I est balayé de 0 à 12 mA). On voit que le courant critique de retournement de l'état AP à l'état P est d'autant plus faible que le champ appliqué est élevé. On peut vérifier à l'aide de raisonnement simple que cette dépendance en champ ne s'explique que si le cycle mineur de la figure 8.7(b) correspond bien à la couche de Py.

8.2.3 Courant négatif

L'action d'un courant négatif sur l'aimantation est plus complexe que dans la nanopilier de structure IrMn/Co(4nm)/Cu/Py(8nm) présenté précédemment. On peut distinguer différents types de comportement suivant la valeur du champ magnétique appliqué.

$H \leq 30 \text{ Oe}$: formation d'états intermédiaires de résistance proches de P Pour $-20 \text{ Oe} \leq H \leq 30 \text{ Oe}$, l'injection d'un courant négatif suffisamment élevé partant de l'état P entraîne la formation d'un état de résistance intermédiaire EI1 instable à courant nul (Fig. 8.10(b)). Suivant la valeur du champ magnétique et le sens de balayage du courant, l'augmentation de résistance correspondante est associée à un pic (Fig. 8.10(a), $H=26 \text{ Oe}$) ou à un coude (Fig. 8.10(a), $I \approx 2 \text{ mA}$) dans les courbes $dV/dI(I)$, caractérisant respectivement une transition réversible ou irréversible de la résistance DC¹⁷.

$H \geq 30 \text{ Oe}$: retournement et formation d'états intermédiaires proches de AP Pour $H \geq 30 \text{ Oe}$, partant de l'état P, le retournement vers l'état intermédiaire EI1 en courant négatif laisse place progressivement à un retournement vers l'état AP ou des états de résistance proches (l'état EI1 n'est plus observé pour $H > 60 \text{ Oe}$) (Fig. 8.11(b)). Dans l'état AP, un ou deux états de résistances intermédiaire (EI2 et EI3) sont observés suivant la valeur du champ magnétique (Fig. 8.11(b)), dont l'apparition est caractérisée par un pic inversé dans la résistance différentielle (diminution réversible de la résistance)(flèches violettes et grises Fig. 8.11(a)).

La dépendance en champ des courants critiques correspondants à l'apparition des états EI2 et EI3 (pics inversés Fig. 8.11(b)) montre que ces états sont associés à des excitations de la couche de Py et non à celle de Co. Ainsi

¹⁷En particulier, les pics dans la résistance différentielle ne sont observés quasi exclusivement que pour des courants balayés de 0 à -12 mA partant de l'état P, et laissent place à un coude pour des courants balayés de -12 mA à 0 pour un courant légèrement plus faible presque indépendant du champ appliqué (cf $H=26 \text{ Oe}$).

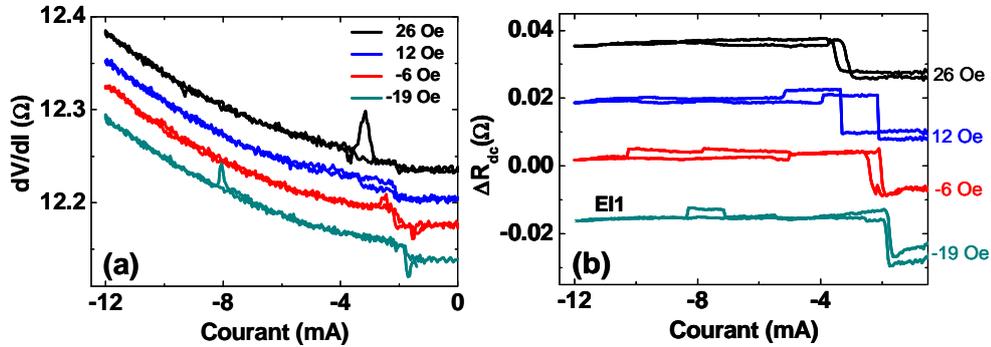


FIG. 8.10 – (a) Résistance différentielle et (b) résistance normalisée en fonction du courant pour différentes valeurs de champ magnétique appliqué partant d'un état parallèle des aimantations. Le courant est balayé successivement de 0 à -12 mA, puis de -12 mA à 0. Les courbes sont décalées verticalement d'environ $30 \text{ m}\Omega$ par souci de clarté.

partant de l'état AP, les courants critiques diminuent lorsque le champ augmente, c'est-à-dire lorsque l'aimantation de la couche de Py dirigée vers les champs négatifs est déstabilisée et que celle de la couche de Co dirigée vers les champs positifs est stabilisée.

Pour $H \geq 140 \text{ Oe}$, le courant critique correspondant à l'apparition de l'état EI3 se rapproche du courant de renversement de l'aimantation de l'état P à l'état AP. L'aimantation passe alors directement de l'état P à l'état EI3. Cette transition est réversible et associée à un pic dans la résistance différentielle (Fig. 8.11(a) $H=147 \text{ Oe}$ et $H=159 \text{ Oe}$). Ces excitations sont observées jusqu'à 365 Oe , mais à partir de 185 Oe , les pics disparaissent et laissent place à du bruit télégraphique.

Discussion Les caractéristiques de transport en courant négatif se distinguent de celles observées dans le nanopilier de structure IrMn/Co(4nm)/Cu/Py(8nm) par la présence des trois états intermédiaires EI1, EI2, et EI3 de résistance proches des états P et AP. On peut formuler deux hypothèses pour expliquer ces états intermédiaires.

D'une part, nous avons vu dans la section précédente (voir aussi Annexe C) qu'étant donné l'épaisseur et les dimensions du nanopilier mesuré, des états inhomogènes de l'aimantation peuvent être énergétiquement favorables. Le champ d'Oersted généré par les forts courants injectés peut favoriser ces états inhomogènes et faire passer l'aimantation d'un état initial P ou AP monodomaine vers un état inhomogène associé à une résistance in-

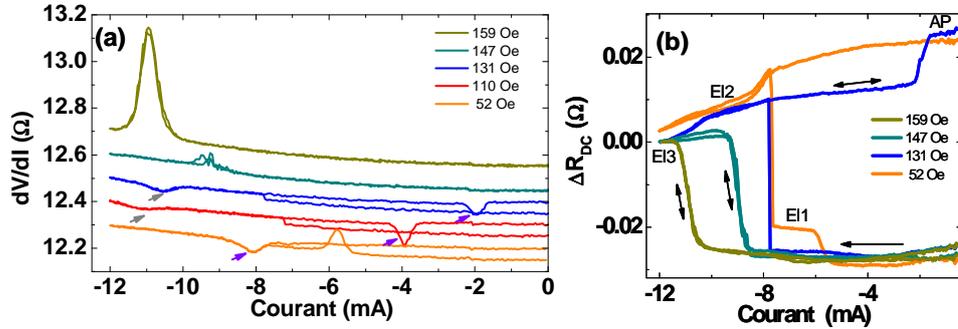


FIG. 8.11 – (a) Résistance différentielle en fonction du courant pour différentes valeurs de champ appliqués compris entre 52 et 159 Oe. Les courbes sont décalées verticalement dans un souci de clarté. Les flèches noires indiquent le second pic inversé apparaissant pour $H \geq 95$ Oe. (b) Résistance normalisée en fonction du courant pour différentes valeurs de champ magnétique appliqué.

termédiaire. Contrairement à l'état vortex dont l'aimantation totale est nulle, l'énergie de l'état monodomaine dépend du champ extérieur uniforme : l'état monodomaine est d'autant moins stable que le champ extérieur de direction antiparallèle à l'aimantation est élevé. La formation d'états inhomogènes est donc facilitée pour des champs appliqués proches des champs de retournements de l'état P à l'état AP (EI1) ou de l'état AP à l'état P (EI2 et EI3). C'est précisément dans de telles gammes de champs que sont observés les états EI1, EI2, EI3. Ceci explique par ailleurs que les courants critiques associés aux excitations sont d'autant plus faibles que le champ est proche du champ de retournement. Cette hypothèse suppose cependant que le couple de transfert de spin modifie peu la distribution de l'aimantation favorisée par le champ d'Oersted.

Une deuxième hypothèse est que ces états de résistances intermédiaires sont associés à des états dynamiques induits par le couple de transfert de spin. Pour un courant négatif, le couple de transfert de spin de dépendance angulaire oscillante stabilise les états P et AP. Une distribution inhomogène de l'aimantation favorisée par le champ d'Oersted et caractérisée par une variation spatiale importante de l'angle φ entre l'aimantation de la couche fixe et de la couche libre est donc nécessairement instable sous l'action du couple de transfert de spin. Nous avons invoqué cette instabilité précédemment pour expliquer le renversement observé en courant négatif partant de l'état parallèle vers l'état AP : le courant négatif déstabilise l'état initial proche de l'état P et renverse l'aimantation vers l'état AP *a priori* plus stable vis-à-vis des

variations de direction de l'aimantation et favorisé par le champ. On peut cependant imaginer que sous certaines conditions, par exemple lorsque le champ d'Oersted élevé impose une large distribution spatiale d'angle φ de part et d'autre de φ_c , il n'existe aucun état stable et l'instabilité initiale débouche sur un régime dynamique quasi-chaotique de résistance intermédiaire. Ce type de régime a déjà été observé dans les simulations micromagnétiques dans le cas d'une dépendance angulaire du couple « classique » et pour de fortes densités de courant [97, 98, 99, 100]¹⁸. Il a été invoqué en particulier pour expliquer la présence de zone du diagramme de phase caractérisée par l'absence d'excitation dans le spectre hyperfréquence et un état de résistance intermédiaire mesuré expérimentalement par Kiselev *et al.* [4] (zone W du diagramme de phase p 53).

Enfin, on peut souligner que le comportement en courant négatif observé sur les cinq autres échantillons mesurés de même structure est moins complexe que celui de l'échantillon présenté dans ce chapitre. On retrouve des pics inversés dans l'état AP et un retournement irréversible à bas champ de l'état P à l'état AP en courant négatif. Cependant, l'état intermédiaire EI1 n'est pas observé.

8.2.4 Résumé

Les résultats de transport statique sous champ des nanopiliers de structure Co(8 nm)/Cu/Py(8 nm) sont proches de ceux obtenus sur les nanopiliers de structure IrMn/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm). Nous avons observé des pics dans la résistance différentielle lors de l'application d'un courant positif partant de l'état parallèle à faible champ, sur une large gamme de champs autour de $H=0$. En particulier, ces pics ont été observés pour un champ effectif (incluant le champ dipolaire) quasi-nul. La présence de ces pics est en accord avec le comportement attendu dans le cas d'un couple de transfert de spin dont la dépendance angulaire est oscillante : une précession de l'aimantation induite par le couple de transfert de spin à champ nul. En courant négatif, le comportement est plus complexe que celui présenté dans l'échantillon de structure IrMn/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm). Les états de résistance intermédiaire observés pour cette polarité de courant peuvent s'expliquer par des états magnétiques inhomogènes de l'aimantation favorisés par les faibles valeurs de champ appliqué comparé au champ d'Ampère et/ou l'action du couple de transfert de spin.

¹⁸voir section 4.4 p 53

Chapitre 9

Caractérisation fréquentielle

Nous avons présenté dans le chapitre précédent des mesures en transport statique permettant d'obtenir un premier « point de vue » de la réponse de l'aimantation à l'action du couple de transfert de spin dans ces structures spécifiques. Cependant, ces mesures ne permettent qu'une caractérisation indirecte des états dynamiques induits par le courant et nécessairement incomplète. La fréquence de précession de l'aimantation du nanoaimant de Py attendue étant de l'ordre du GHz, seules des mesures fréquentielles dans la gamme hyperfréquence permettent la mise en évidence directe et la caractérisation de ces modes dynamiques.

Dans ce chapitre, nous présentons de manière détaillée les mesures en fréquence effectuées sur le nanopilier de structure « A » Co(8nm)/Cu/Py(8nm), dont les caractéristiques en transport statique ont été présentées dans le chapitre précédent (section 9.1). Les caractéristiques dynamiques des nanopiliers de structure « B » IrMn/Co(4nm)/Cu/Py(8nm) étant proches, celles-ci seront décrites plus succinctement (section 9.2). Nous présentons pour conclure des résultats complémentaires obtenus sur un nanopilier de structure « C » Cu/Co(4nm)/Cu/Py(8nm) faisant apparaître de nouvelles caractéristiques dynamiques (section 9.3).

L'ensemble des résultats obtenus sur ces différents nanopiliers montrent que les excitations observées en transport statique à champ faible et nul, sont associées à des modes de précession entretenus de l'aimantation, comportement attendu de la dépendance angulaire oscillante du couple de transfert de spin prédite dans ces structures. Ces mesures nous permettront de caractériser quels types de mode dynamique sont excités par le courant.

9.1 Nanopilier Co(8nm)/Cu(10nm)/Py(8nm)

Les spectres de puissance en fonction de la fréquence présentés par la suite ont tous été obtenus de la manière suivante. Un fort champ magnétique est tout d'abord appliqué afin d'initialiser l'état magnétique, puis le champ est diminué progressivement vers la valeur de champ souhaité. Les spectres sont ensuite mesurés tout d'abord à courant nul, puis pour des courants croissants en valeur absolue par pas de 0,5 ou 1 mA suivant les mesures. Avant cet ensemble de mesure, des courbes $R(I)$ et $dV/dI(I)$ sont mesurées dans les mêmes conditions afin de connaître l'état de résistance correspondant aux spectres mesurés. Aucune excitation n'a été observée pour des fréquences supérieures à 5 GHz. Pour mieux distinguer les excitations, les spectres ont été coupés au-delà de 5 GHz. Enfin, les fréquences des pics et les largeurs à mi-hauteur présentées par la suite ont été déduites en ajustant les pics suivant une loi lorentzienne¹.

9.1.1 Courant positif

9.1.1.1 Spectres hyperfréquence à bas champ

Les spectres de puissance hyperfréquence ont été mesurés pour des champs compris entre -50 et 5800 Oe et des courants positifs allant jusqu'à 12 mA. Aucune excitation n'a été observée dans le spectre hyperfréquence pour des champs supérieurs à 80 Oe. Par ailleurs, nous n'avons pas observé d'excitations dans l'état AP². Partant de l'état P, on peut distinguer deux types de comportement lors de l'injection de courant suivant la valeur du champ appliqué.

- **10 Oe $\leq H_{app} \leq 70$ Oe (champs proches de $H_{eff} = 0$)**

Nous montrons sur la figure 9.1(a) les spectres mesurés pour différentes valeurs de courant autour du pic dans la résistance différentielle pour un champ appliqué de 43 Oe. Cette valeur de champ correspond à un champ effectif

¹Ces ajustements ont été effectués sur des spectres renormalisés (non présentés) en divisant les spectres par celui mesuré au même champ pour $I=0$ mA. Ce traitement permet de prendre en compte la variation du gain de l'amplification avec la fréquence et de diminuer les oscillations observées sur les courbes (sans les supprimer complètement).

²On peut noter que cet état n'était observé que pour de faibles courants ($1 \text{ mA} \leq I \leq 4 \text{ mA}$ suivant le champ appliqué), l'aimantation se retournant vers l'état P pour des courants plus élevés. La puissance liée à la précession de l'aimantation étant proportionnelle à I^2 , ces faibles courants sont synonymes de faible puissance et la précession de l'aimantation peut ne pas être détectée.

($H_{app} + H_{dip}$) approximativement nul³. Pour $I \leq 8$ mA, aucune excitation n'est présente dans le spectre (spectres pour $I \leq 7$ mA non montrés). Pour $I=9$ mA proche du courant associé au pic dans la résistance différentielle (Fig. 9.1(a), encart), on observe un bruit basse fréquence caractérisant la présence d'instabilité dynamique. Pour $I=10$ mA, un pic de faible intensité apparaît dans le spectre. La fréquence de ce pic augmente avec le courant. Ce comportement est caractéristique des excitations observées lors de l'injection d'un courant positif pour des champs proches de $H_{eff} = 0$: l'apparition du pic dans la résistance différentielle coïncide avec l'apparition d'un pic dans le spectre hyperfréquence dont la fréquence augmente avec le courant (Fig. 9.1(b)).

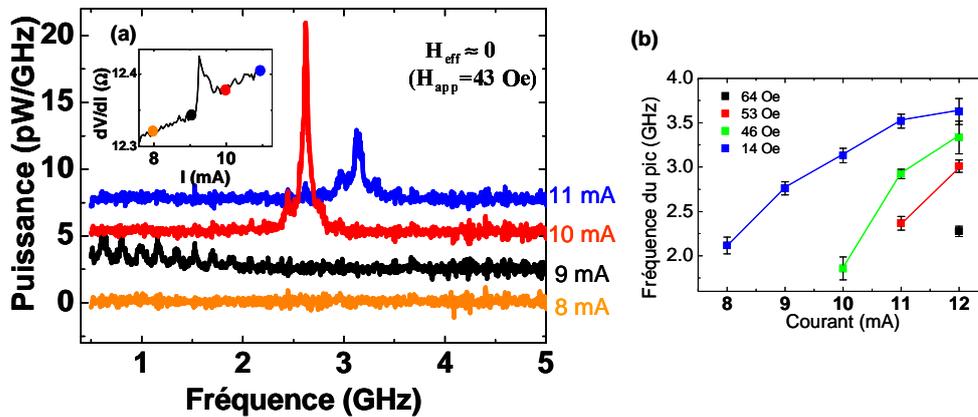


FIG. 9.1 – (a) Spectres micro-onde pour un champ effectif (incluant le champ dipolaire) proche de 0 ($H_{app} = 43$ Oe) et différentes valeurs de courant autour du pic dans la résistance différentielle. Encart : Courbes $dV/dI(I)$ pour la même valeur de champ. Les points colorés indiquent les courants pour lesquels les spectres sont mesurés. Les courbes sont décalées par souci de clarté. (b) Fréquence du pic en fonction du courant pour différentes valeurs de champ. Les barres d'erreurs correspondent aux largeurs à mi-hauteur.

- $-38 \text{ Oe} \leq H \leq 2 \text{ Oe}$ (champs proches de $H_{app}=0$)

Dans cette gamme de champ, le comportement diffère pour des courants plus élevés. La figure 9.2(a) présente les spectres mesurés pour $H=-2$ Oe

³Les oscillations observées sur les courbes sont dues à la présence d'onde stationnaires dans la ligne hyperfréquence. Voir section 7.2 pour plus de détails.

proche du champ nul et différentes valeurs de courant (la fréquence des pics est représentée Fig. 9.2(c)). Pour $I=5,5$ mA, inférieur au courant associé au pic dans la résistance différentielle (Fig. 9.2(b), point orange), aucune excitation n'est observée. L'apparition du pic dans la résistance différentielle coïncide avec l'apparition d'un large pic dans le spectre hyperfréquence vers 1,75 GHz ($I=6$ mA) (Fig. 9.2(b), point rouge). En augmentant le courant, la fréquence de ce pic augmente rapidement et le pic s'affine (sa largeur à mi hauteur est de 70 MHz à 8 mA). Pour $I=9$ mA, la hauteur du pic chute brusquement et le pic s'élargit. Ce changement de comportement semble coïncider avec la présence d'un second pic dans la courbe $dV/dI(I)$ de faible amplitude vers 8,6 mA (flèche grise Fig. 9.2(b))⁴ et indiquer une transition vers un second régime observé à plus fort courant : à partir de 10 mA, la fréquence du pic devient approximativement constante avec le courant ($f=3,5$ GHz). Pour $I=11,5$ mA, un second pic fin apparaît dans le spectre vers 4,25 GHz comme une « réminiscence » du premier régime.

Ce comportement avec le courant (augmentation de la fréquence avec le courant puis saturation) a été observé pour des champs compris entre -38 Oe et 2 Oe. Dans cette gamme de champ, la valeur du courant pour laquelle la saturation de la fréquence apparaît est d'autant plus faible que le champ magnétique est faible.

Pour des champs inférieurs à -20 Oe, une légère diminution de la fréquence avec le courant est observée à forts courants. Ceci est illustré sur la figure 9.3 représentant les spectres mesurés pour $H=-20$ Oe à différents courants. Pour cette valeur de champ, la fréquence augmente pour $4 \leq I \leq 8$ mA et sature pour un courant de 9 mA. Comme précédemment, la transition entre les deux régimes est caractérisée par une diminution et un élargissement du pic ($I=7$ mA et $I=8$ mA). Dans le régime de saturation, on voit que pour $I > 11$ mA, la fréquence diminue légèrement avec le courant (Fig. 9.3(b)). Le courant pour lequel apparaît cette diminution est d'autant plus faible que le champ est faible⁵.

On peut d'ores et déjà tirer deux conclusions importantes des mesures en fréquence présentées :

- Les excitations dans les mesures de transport statique observées en courant positif correspondent bien à des excitations hyperfréquence associées à des modes de précession de l'aimantation. La correspondance entre le pic dans la résistance différentielle et les excitations dans le

⁴Ce pic est présent pour différentes valeurs de champs et apparaît plus nettement lorsque l'on soustrait l'augmentation de la résistance liée au chauffage par effet Joule.

⁵On notera cependant que l'incertitude sur la fréquence du pic est importante dans cette gamme de courant car les pics sont relativement larges et déformés du fait des oscillations du gain de l'amplification et cette diminution n'apparaît pas clairement sur les spectres.

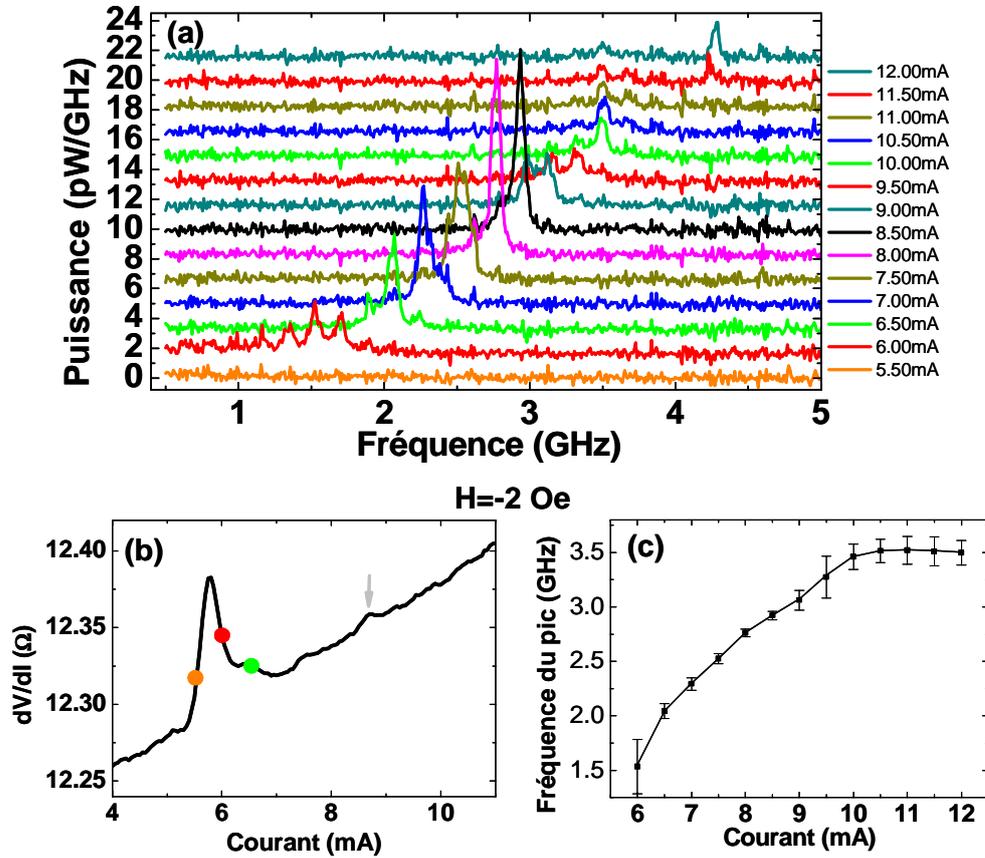


FIG. 9.2 – (a) Puissance micro-onde en fonction de la fréquence pour un champ appliqué proche de 0 ($H_{app} = -2$ Oe) et différentes valeurs de courants. Les courbes sont décalées par souci de clarté. (b) Courbe $dV/dI(I)$ pour un champ appliqué de -2 Oe. Les points colorés indiquent les courants pour lesquels sont mesurés les spectres respectivement à 5,5 mA, 6 mA et 6,5 mA. (c) Fréquence du pic en fonction du courant. Les barres d'erreur indiquent la largeur à mi-hauteur.

spectre hyperfréquence est observée systématiquement.

- Dans ces nanopiliers à structure spécifique, il est possible de faire précesser l'aimantation et d'émettre des ondes hyperfréquence à champ faible ou nul grâce au courant. Ce comportement est en accord avec la dépendance angulaire du couple oscillante prédite dans ces structures.

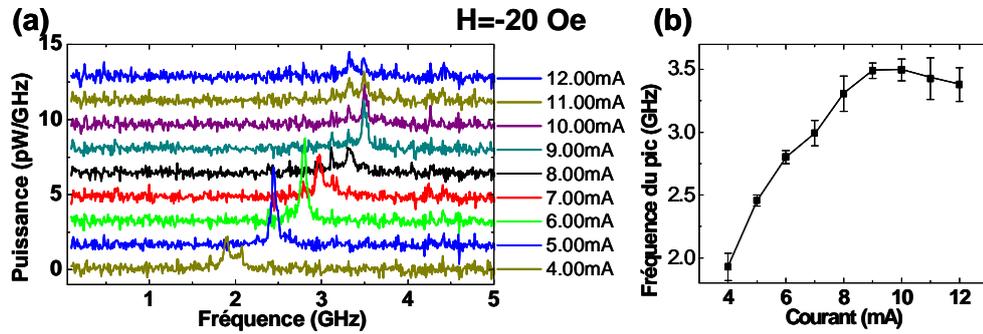


FIG. 9.3 – (a) Puissance micro-onde en fonction de la fréquence pour un champ appliqué proche de -20 Oe et différentes valeurs de courants. Les courbes sont décalées par souci de clarté. (b) Fréquence du pic en fonction du courant.

9.1.1.2 Dépendance de la fréquence avec le champ

Nous montrons sur la figure 9.4(a) différents spectres obtenus pour $I=10$ mA et des champs appliqués compris entre -28 Oe et 43 Oe. La fréquence des pics est tracée pour un plus grand nombre de valeurs de champ Fig. 9.4(b). On distingue trois types de comportement suivant la gamme de champ considérée.

- -4 Oe $\leq H \leq 45$ Oe : la fréquence du pic diminue lorsque le champ augmente (Régime H1). Partant des forts champs, la fréquence varie tout d'abord rapidement avec le champ ($H=45$ Oe à $H=28$ Oe), puis plus doucement ($H=28$ Oe à $H=-4$ Oe).
- -20 Oe $\leq H \leq -4$ Oe : la fréquence est approximativement constante avec le champ ($f \approx 3,5$ GHz) ce qui rappelle le régime de saturation observé lorsque le courant est balayé à champ fixe (Régime H2).
- $-38 \leq H \leq -23$ Oe : dans cette gamme de champ proche du champ de retournement, la fréquence du pic augmente lorsque le champ augmente (Régime H3).

La présence de ces trois régimes et les champs à partir desquels ils sont observés dépendent de la valeur du courant appliqué. On peut le voir sur la figure 9.5 montrant la dépendance en fonction du champ des pics pour différentes valeurs de courant appliqué⁶. Pour de faibles valeurs de courant ($I \leq 6$ mA), on observe uniquement une diminution de la fréquence lorsque le

⁶Ces fréquences ont été déduites de différents ensemble de mesures s'étalant sur plusieurs jours. Entre ces différentes mesures, une légère rotation de l'échantillon par rapport à la direction du champ appliqué a pu se produire, ce qui peut expliquer les légères dispersions de fréquence observées pour des valeurs de champs proches.

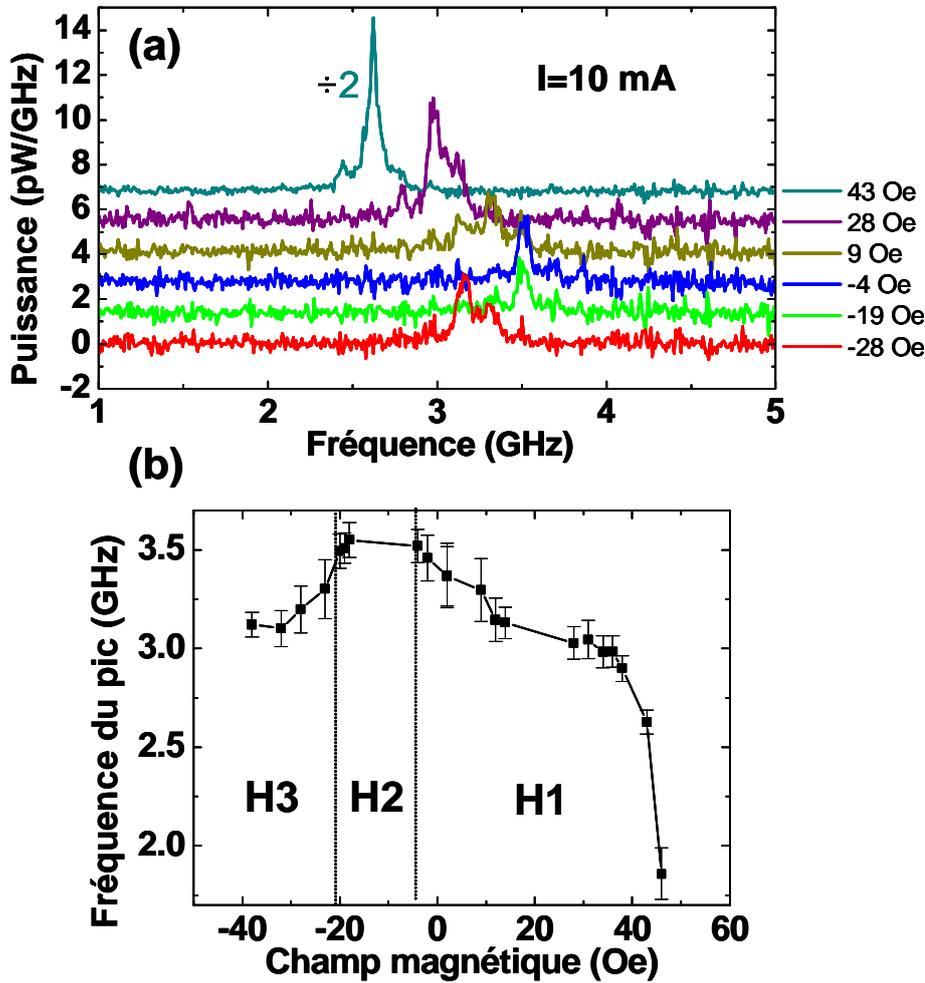


FIG. 9.4 – (a) Spectres micro-ondes pour un courant de 10 mA et différentes valeurs de champ appliqué. Les courbes sont décalées par souci de clarté. (b) Dépendance de la fréquence du pic avec le champ. Les barres d'erreurs indiquent la largeur à mi-hauteur.

champ augmente (Régime H1). Pour $I=7$ mA, un phénomène de saturation commence à apparaître pour des champs proches du champ de retournement ($H=-32$ Oe). Pour $I=8$ mA, le régime H3, caractérisé par une diminution de la fréquence avec le champ apparaît pour des champs proches du champ de retournement ($H \lesssim -20$ Oe). A partir de 9 mA, on observe une gamme de champ dans laquelle la fréquence est approximativement constante ($f \approx 3,5$ GHz) (Régime H2). En augmentant le courant, cette gamme de champ

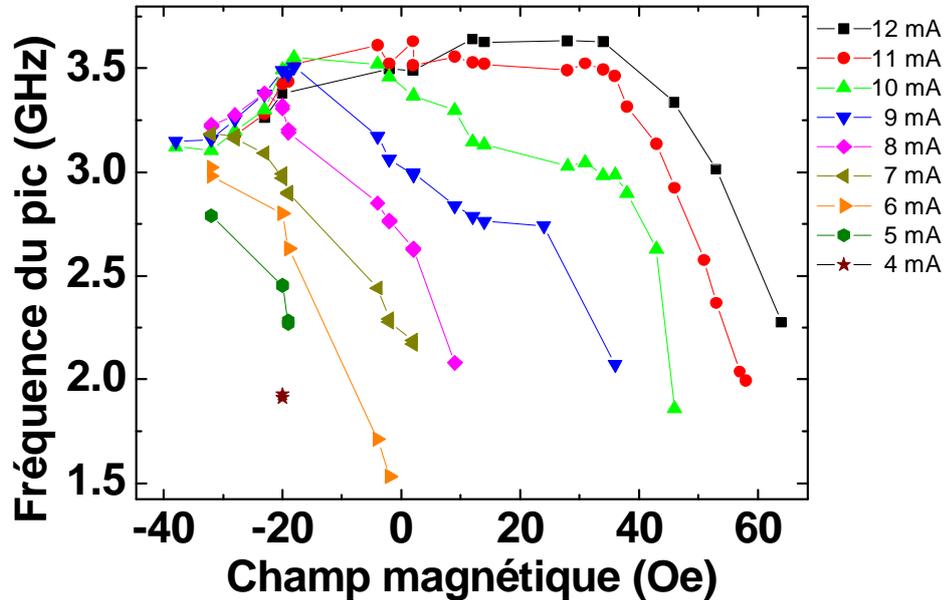


FIG. 9.5 – Dépendance de la fréquence du pic avec le champ pour différentes valeurs de courant appliqué.

est de plus en plus grande et la transition entre le premier et le second régime apparaît pour des champs plus élevés.

9.1.1.3 Diagramme de phase dynamique

Nous avons représenté sur la figure 9.6(a) la puissance intégrée entre 0,1 et 8 GHz en échelle de couleur en fonction du courant et du champ magnétique appliqué pour $-20 \text{ Oe} < H < 160 \text{ Oe}$. La puissance hyperfréquence est émise uniquement pour de faibles champs appliqués ($H \leq 70 \text{ Oe}$), et pour des courants d'autant plus faibles que H est proche du champ de retournement. Aucune excitation n'a été observée à plus fort champ. La figure 9.6(b) représente le diagramme de phase obtenu à partir des mesures de transport statique (résistance normalisée en échelle de couleur). On voit que la zone de champ et de courant dans laquelle la puissance hyperfréquence est émise coïncide avec celle dans laquelle l'état de résistance intermédiaire est observé (les frontières de cette zone correspondent aux pics dans la résistance différentielle).

La figure 9.7(a) représente les zones de champ et de courant dans les-

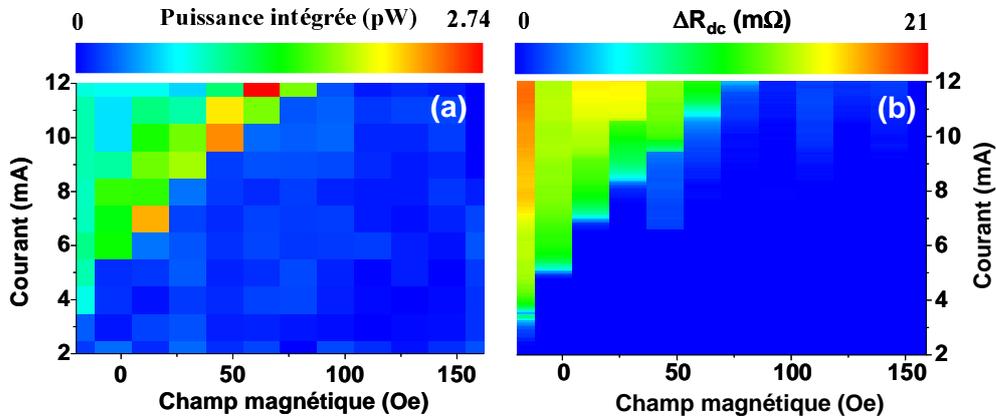


FIG. 9.6 – (a) Puissance micro-onde intégrée entre 0,1 et 8 GHz en échelle de couleur en fonction du courant et du champ appliqué. (b) Résistance normalisée en échelle de couleur en fonction du champ et du courant.

quelles sont observés les différents régimes de dépendance de la fréquence avec le courant à champ fixe (section 9.1.1.1). Ce diagramme a été construit à partir de l'ensemble des mesures hyperfréquence effectuées sur cette échantillon entre -32 et 70 Oe. Le régime I1 est caractérisé par une fréquence augmentant avec le courant, le régime I2 par une saturation de la fréquence vers 3,5 GHz, et le régime I3 par une légère diminution de la fréquence avec le courant. La figure 9.7(b) représente un diagramme de phase analogue mais construit à partir de la dépendance de la fréquence en fonction du champ à courant fixe. Le régime H1 est caractérisé par une diminution de la fréquence lorsque le champ augmente, le régime H2 par une fréquence constante avec le champ, et le régime H3 par une diminution de la fréquence avec le champ. Le pas moyen en courant étant de 1 mA et celui en champ d'approximativement 10 Oe, les frontières dessinées sont approximatives et ne permettent qu'une discussion qualitative.

On observe une correspondance approximative entre les zones de champs et de courants associées aux régimes I1 et H1, I1 et H2, I3 et H3. On peut donc définir trois régimes dynamiques distincts associés approximativement à trois zones de champ et de courant :

- Régime 1 : la fréquence augmente avec le courant et diminue avec le champ. Ce régime occupe la plus grande partie de la zone du diagramme où sont observées les excitations hyperfréquences. Il est le seul observé pour les valeurs de courant les plus faibles ($I \leq 7$ mA) et les champs les plus élevés ($H \gtrsim 35$ Oe). C'est dans ce régime que sont observés les pics

de plus grande amplitude (densité spectrale maximale supérieure à 4 pW/GHz) et les plus fins (largeur à mi-hauteur inférieure à 250 MHz) et que la puissance intégrée est la plus élevée ($P > 1$ pW).

- Régime 2 : la fréquence reste approximativement constante avec le champ et le courant. Ce régime est observé dans le coin en haut à gauche du diagramme caractérisé par de plus forts courants appliqués et de faibles valeurs de champs. Le courant critique associé à l'apparition de ce régime est d'autant plus faible que le champ appliqué est faible.
- Régime 3 : la fréquence diminue légèrement avec le courant et augmente avec le champ. Ce régime n'est observé que dans une petite zone du diagramme correspondant à des champs très proches du champ retournement et des courants élevés.

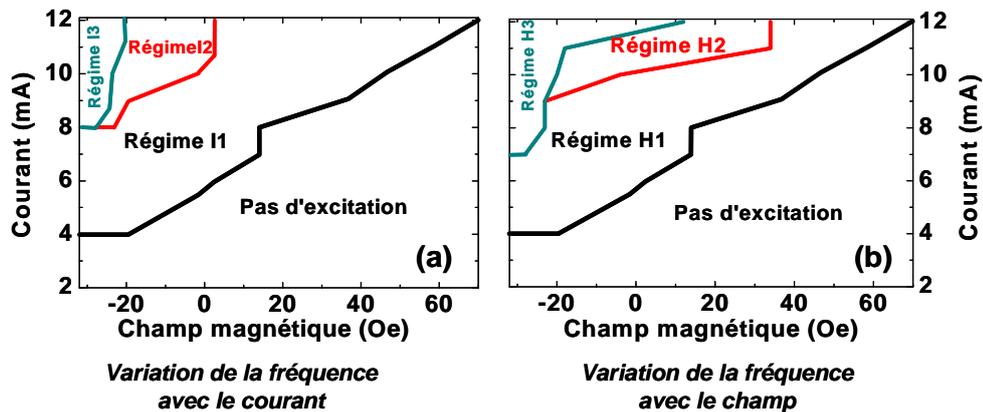


FIG. 9.7 – (a) Diagramme montrant les zones champ-courant correspondant aux différents régimes de dépendance de la fréquence avec le courant. (b) Diagramme analogue construit à partir de la dépendance de la fréquence avec le champ. Les différents régimes sont définis dans le texte.

9.1.1.4 Discussion

Les caractéristiques des excitations dynamiques que nous observons (dépendance de la fréquence avec le champ et le courant, zones champ-courant des excitations) sont très différentes de ce qui est généralement observé lors d'expériences de transfert de spin dans des piliers standards pour un champ appliqué dans le plan des couches. A faible champ, seuls des pics associés à des modes de précession petits angles ont été observés jusqu'à présent [4, 124, 122]. Contrairement à ce que nous observons, ceux-ci sont

présents dans une petite gamme de courant avant le renversement et leur fréquence reste constante (ou diminue légèrement) avec le courant et augmente avec le champ appliqué. Aucune augmentation de la fréquence avec le courant n'a été reportée dans ce régime.

A fort champ, lorsque le courant augmente, les modèles macrospin prédisent que l'aimantation passe d'un mode de précession dans le plan, pour lequel la fréquence diminue avec le courant (régime « red shift ») et augmente avec le champ, à un mode de précession hors du plan, pour lequel la fréquence augmente avec le courant (régime « blue shift ») et diminue avec le champ⁷. Cependant, dans la majorité des expériences, les dépendances en champ et en courant correspondent à celles attendues dans le cas d'un mode de précession dans le plan (régime « red shift ») et la transition vers un régime « blue shift » n'a été observée jusqu'à présent que par Kiselev *et al.* dans des nanopiliers Py/Cu/Py [116].

Dans nos expériences, nous observons une légère diminution de la fréquence avec le courant uniquement dans une petite gamme de champ et pour de forts courants appliqués (régime 3). Dans la plus grande partie du diagramme de phase, une augmentation de la fréquence avec le courant et une diminution avec le champ sont observées (régime 1), ce qui suggère la présence d'un mode de précession hors du plan. Le fait que les régimes de saturation 2 et 3 soient observés à fort courant et pour de faibles champs appliqués semble indiquer que ceux-ci sont liés à l'apparition de modes dynamiques inhomogènes. Nous discuterons plus en détail dans le chapitre 10 ces hypothèses en comparant ces résultats expérimentaux avec les prédictions de la dynamique de l'aimantation obtenues dans l'hypothèse macrospin.

9.1.2 Courant négatif

Aucun pic comparable à ceux présents en courant positif n'a été observé en courant négatif. En particulier, les différents états de résistance intermédiaires observés en transport statique (EI1, EI2 et EI3, voir section 8.2.3) ne sont pas associés à des pics dans le spectre hyperfréquence. Seul un bruit basse fréquence est observé lors des transitions réversibles entre les différents états intermédiaires.

On peut le voir sur le diagramme de phase champ-courant représenté Fig. 9.8(a-b) (diagramme statique (a) et dynamique(b)), l'état initial étant l'état AP⁸. La puissance hyperfréquence (Fig. 9.8(b)) n'est mesurée que lors des transitions réversibles entre les différents états de résistance (EI2, EI3,

⁷Voir état de l'art section 4.1 p 47.

⁸Les spectres hyperfréquences ont été mesurés pour des courants compris entre -7 mA et -12 mA.

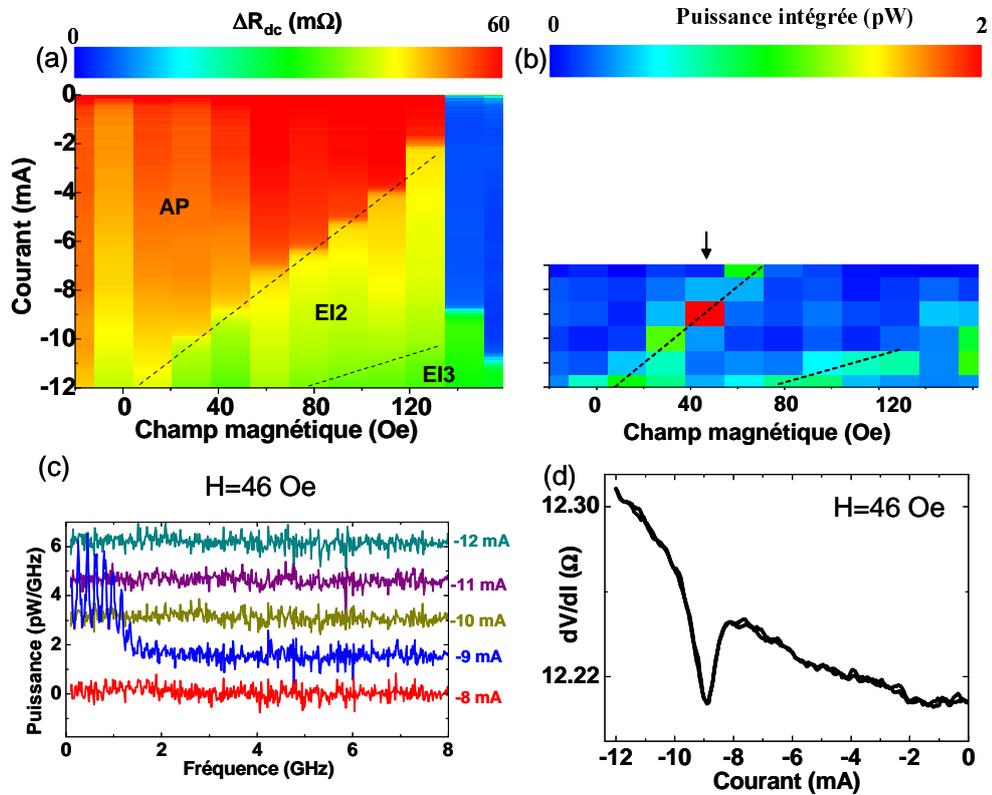


FIG. 9.8 – (a-b) Diagrammes de phase statique et dynamique partant de l'état AP en courant négatif : (a) Résistance normalisée en échelle de couleur en fonction du courant et du champ magnétique appliqué pour H compris entre -20 Oe et 162 Oe, et I balayé de 0 à 11 mA. L'état de résistance à courant nul est l'état AP. (b) Puissance hyperfréquence intégrée entre $0,5$ et 8 GHz pour les mêmes valeurs de champs et I balayé de 7 à 12 mA par pas de 1 mA. Les traits pointillés sur (a) et (b) indiquent les valeurs de champ et de courant pour lesquelles sont observés les pics inversés dans la résistance différentielle (voir section 8.2.3). (c) : Spectres hyperfréquence pour $H=46$ Oe et différentes valeurs de courant. Les spectres sont mesurés en diminuant le courant partant de l'état initial de résistance AP pour $I=0$. Les courbes sont décalées dans un souci de clarté. (d) : Courbe de résistance différentielle en fonction du courant partant de l'état initial AP pour $H=46$ Oe. Le pic inversé est associé à la transition de l'état AP vers l'état EI2.

AP) associées à des pics inversés dans la résistance différentielle (traits pointillés sur le diagramme). On peut voir Fig. 9.8(c) que ces transitions (ici pour $H=-46$ Oe) sont associées à un bruit basse fréquence pour une valeur de courant correspondant au pic inversé dans la résistance différentielle (Fig. 9.8(c), $I=-9$ mA et Fig. 9.8(d)). En dehors de ces transitions, on observe

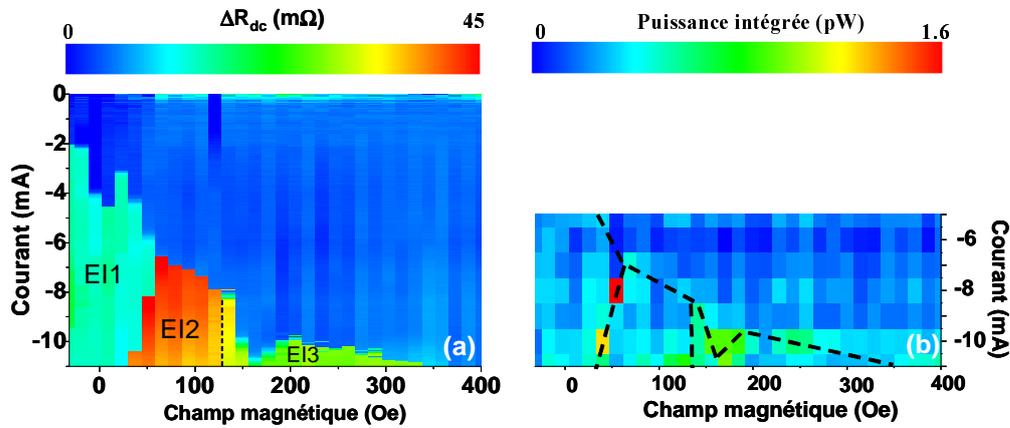


FIG. 9.9 – Diagrammes de phase statique et dynamique partant de l'état P en courant négatif : (a) Résistance normalisée en échelle de couleur en fonction du courant et du champ magnétique appliqué pour H compris entre -32 Oe et 400 Oe et I balayé de 0 à -11 mA partant de l'état P (b) Puissance hyperfréquence intégrée entre $0,5$ et 8 GHz pour les mêmes valeurs de champs et I balayé de -5 à -11 mA par pas de 1 mA partant de l'état P. Les traits pointillés sur (b) indiquent les frontières séparant les états E1, E2, et E3 sur (a).

aucune excitation dans le spectre. Le même comportement est observé lors de l'injection de courants négatifs partant l'état P (Fig. 9.9).

Discussion L'absence de pics bien définis dans le spectre hyperfréquence en courant négatif montre que contrairement à ce qui est observé en courant positif, aucun mode de précession cohérent n'est généré pour cette polarité de courant dans la gamme de fréquence de mesure ($f \leq 8$ GHz). Il paraît improbable que des modes de précession de fréquence supérieure à 8 GHz soient associés à ces excitations. D'une part, les pics observés en courant positif pour des conditions de courant et de champs similaires ont tous des fréquences inférieures à $4,5$ GHz. D'autre part, la fréquence de résonance FMR de Kittel pour un champ nul dans le nanopilier mesuré, fréquence caractéristique associée à la précession de l'aimantation, est d'environ $2,8$ GHz⁹. Cette absence de précession cohérente de l'aimantation en courant négatif est en accord avec le comportement attendu d'une dépendance angulaire oscil-

⁹ On peut rajouter que la fréquence de précession du mode fondamental observée lors des différentes expériences de transfert de spin dans des nanopiliers de structure Py/Cu/Py publiées jusqu'à présent est toujours inférieure à environ 5 GHz pour de faibles champs appliqués dans le plan des couches [116, 132, 52].

lante du couple pour cette polarité de courant ¹⁰.

Les états intermédiaires de résistance observés en transport statique en courant négatif ne sont donc pas associés à des modes de précession cohérents. Ceci va dans le sens des deux hypothèses que nous avons faites précédemment pour expliquer ces états de résistance intermédiaire ¹¹ :

- La formation d’un état inhomogène de l’aimantation favorisé par le fort champ d’Ampère et les faibles champs appliqués. Dans ce cas, les mesures hyperfréquences montrent que cet état inhomogène est bien un état statique. Dans cette hypothèse, le bruit observé pour des fréquences inférieures à 2 GHz lors des transitions vers les états EI2 et EI3 de résistance proche de l’état AP peut s’expliquer par la présence de bruit télégraphique haute fréquence entre l’état AP favorisé par le couple de transfert de spin et l’état inhomogène favorisé par le champ d’Ampère ¹² [96].
- La présence d’un état dynamique incohérent induit par le couple de transfert de spin et une distribution inhomogène de l’aimantation. Comme nous l’avons déjà mentionné ¹¹, on s’attend dans ce cas à un état de résistance intermédiaire associé à des excitations très faibles dans le spectre hyperfréquence pouvant être associées à la présence de bruit basse fréquence [97, 98, 99, 100, 4], comportement en accord avec les observations expérimentales.

L’asymétrie de comportement dynamique observée entre les courants positifs et négatifs permet par ailleurs d’écarter certaines hypothèses permettant d’expliquer *a priori* les pics observés dans le spectre hyperfréquence dans le cadre d’une dépendance angulaire « classique » du couple.

Une première hypothèse est que les pics en courant positif dans l’état P sont liés non pas à une excitation de la couche de Py, mais à une excitation de la couche continue de Co par le couple de transfert de spin, pour laquelle la dépendance angulaire du couple est « classique ». On s’attendrait dans ce cas à observer des pics similaires partant de l’état AP en courant négatif, en particulier dans les gammes de champ et de courant pour lesquels sont observés des excitations en transport (état EI2 et EI3). L’absence de tels pics dans le spectre hyperfréquence en courant négatif dans l’état AP permet de rejeter cette hypothèse. Une seconde hypothèse est que les pics dans

¹⁰Les simulations macrospins tenant compte de la dépendance angulaire oscillante du couple de transfert de spin montrent cependant que dans le cas particulier d’un champ magnétique appliqué perpendiculairement à l’axe facile d’anisotropie dans le plan et suffisamment élevé (typiquement plus grand que le champ coercitif), des modes de précession cohérents de l’aimantation peuvent apparaître.

¹¹Voir section 8.2.3 p 120

¹²Voir état de l’art, section 4.2 p 49.

le spectre hyperfréquence en courant positif sont liés à une précession de l'aimantation induite par le couple de transfert de spin et le champ d'Ampère. Pour un courant suffisamment élevé, le champ d'Ampère de symétrie orthoradiale favorise un état inhomogène de l'aimantation. Le couple de transfert de spin tend lui à ramener l'aimantation dans la configuration uniforme P ou AP suivant le signe du courant appliqué. Les effets du couple et du champ s'opposent donc et un état de précession apparaît. Cependant, dans cette hypothèse, ces précessions sont attendues pour les deux polarités de courant. Un courant positif ou négatif, favorisant une configuration uniforme P ou AP, s'opposent chacun à un état inhomogène de l'aimantation. En particulier, si les précessions observées en courant positif dans l'état P étaient dues à un tel mécanisme, on s'attendrait *a fortiori* à observer des excitations similaires dans la situation symétrique courant négatif-état AP.

En conclusion, la présence de précession de l'aimantation pour une seule polarité de courant permet d'écarter la possibilité de précession de l'aimantation induite par le champ d'Ampère et le couple de transfert de spin dans l'hypothèse d'une dépendance angulaire « classique ».

9.2 Nanopiliers IrMn/Co(4nm)/Cu/Py(8nm)

Les mesures hyperfréquence effectuées sur les nanopiliers de structure B de structure IrMn/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm) lors de l'injection d'un courant positif partant de l'état parallèle montre un comportement dynamique très similaire à celui du nanopilier Co(8 nm)/Cu/Py(8 nm) : la gamme de fréquence des pics, la dépendance de la fréquence avec le champ et le courant, la zone champ-courant des excitations et des différents régimes dynamiques, sont très proches de celles observées dans le nanopilier de structure A ¹³.

La figure 9.10(a) présente un diagramme de phase dynamique construit à partir de la dépendance en courant (Fig. 9.10(b)) et en champ (Fig. 9.10(c)) de la fréquence des pics ¹⁴ (les aimantations sont initialement saturées vers les champs positifs). Comme dans le nanopilier de structure Co(8 nm)/Cu/Py(8 nm), ces pics ne sont présents qu'à faible champ et pour des courants d'autant plus faibles que le champ est proche du champ de re-

¹³On peut noter que cette similarité de comportement dynamique lorsque l'aimantation de la couche de Co est libre (structure A) ou bloquée par échange (structure B) donne un argument supplémentaire sur le fait que les excitations sont liées à la couche de Py et non à celle de Co.

¹⁴ Les résultats présentés ont été obtenus sur un nanopilier ($n = 2$) de dimension latérales $95 \times 150 \text{ nm}^2$, dont les caractéristiques de transport statique sont très proches de celles présentées dans la section 8.1 (nanopilier ($n = 1$)). Des résultats dynamiques similaires ont été obtenus sur le nanopilier $n = 1$.

tourneement ($H = -115$ Oe). Leur apparition est toujours associée à un pic dans la résistance différentielle. On retrouve sur ce diagramme les trois régimes dynamiques observés dans le nanopilier Co(8 nm)/Cu/Py(8 nm) :

- Un régime 1 dans lequel la fréquence augmente le courant et diminue avec le champ. Ce régime est observé sur la plus grande partie du diagramme de phase et est présent pour les courants les plus faibles et les champs les plus élevés.
- Un régime 2 caractérisé par une fréquence variant peu avec le courant et le champ, présent pour des courants plus élevés et des champs proches du champ de retournement.
- Un régime 3 dans lequel la fréquence diminue avec le courant et augmente avec le champ.

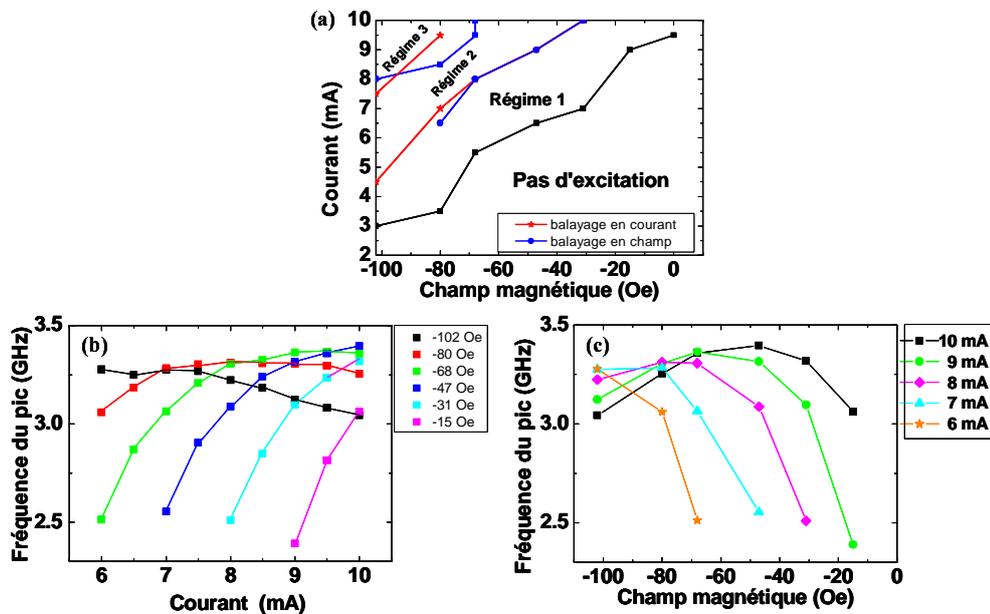


FIG. 9.10 – (a) Diagramme de phase champ-courant dynamique construit à partir de la dépendance en courant (traits rouge) et en champ (trait bleu) de la fréquence des pics. Les différents régimes sont explicités dans le texte. (b) Fréquence des pics en fonction du courant pour différentes valeurs de champs magnétiques appliqués (c) Fréquence des pics en fonction du champ magnétique pour différents courants. Avant de diminuer le champ à la valeur de consigne, les aimantations sont saturées vers les champs positifs.

Par ailleurs, dans ces nanopiliers, des excitations hyperfréquence ont été observées dans l'état AP et dans un état de résistance intermédiaire stable

à courant nul associé à un état statique inhomogène de l'aimantation. Ces résultats complémentaires sont décrits dans l'annexe C.2. En particulier, dans cet état intermédiaire stable, nous observons des excitations basse fréquence (inférieures à 1 GHz) lors de l'injection d'un courant positif qui suggèrent la présence de modes d'oscillation de cœur de vortex. Ces excitations sont très différentes de celles observées partant de l'état P.

9.3 Nanopiliers Cu/Co(4nm)/Cu/Py(8nm)

Nous présentons dans cette section des résultats de mesures fréquentielles obtenues sur un nanopilier de structure proche des structures précédentes, Cu(80 nm)/Co(4 nm)/Cu(10 nm)/Py(8 nm), dans laquelle une dépendance angulaire oscillante du couple est prédite par le modèle de Fert. Les dimensions latérales du nanopiliers sont d'environ 90x145 nm². Dans cet échantillon, une transition entre un régime « blue shift » et un régime « red shift » a pu être observée à faible champ.

La magnétorésistance de cet échantillon est de 60 mΩ et la coercivité de la couche de Permalloy de 400 Oe (Fig. 9.11, encart). Des pics dans la résistance différentielle en courant positif ont été observés pour des champs appliqués compris entre -40 Oe et 70 Oe. La figure 9.11(a) montre les spectres hyperfréquence mesurés pour un champ appliqué de 0 Oe et différents courants croissants injectés partant de l'état P. La fréquence des pics en fonction du courant est tracée Fig. 9.11(b). Pour des courants compris entre 6 mA et 8,5 mA (I=6 mA non montré), on observe un pic large et de faible intensité dont la fréquence, comprise entre 3 et 4 GHz, *diminue* avec le courant (régime « red shift »). Pour I=8,5 mA, une transition apparaît vers un régime « blue shift » dans lequel la fréquence *augmente* avec le courant. Elle coïncide avec la présence du pic dans la résistance différentielle (I≈ 8,5 mA, Fig. 9.11(c)). Après cette transition, l'intensité du pic augmente et la largeur de raie diminue (elle est de 60 MHz à 11 mA) lorsque le courant est augmenté. Cette transition « red shift »/« blue shift » a été observée clairement pour des champs compris entre -10 et 30 Oe. Pour des champs supérieurs à 75 Oe¹⁵, le régime « blue shift » disparaît et on observe que des pics de très faibles intensités associés à un régime « red shift » (non montré).

Nous avons ajouté sur la figure 9.11(c) la variation de la fréquence avec le courant pour un champ de 10 Oe (courbe rouge). On voit que dans le régime « red shift », la courbe noire (H=0 Oe) est *au-dessus* la courbe rouge (H=10 Oe) : la fréquence *augmente* donc avec le champ. Dans le régime « blue

¹⁵Les spectres en fréquence ont été mesurés pour des champs allant jusqu'à 125 Oe.

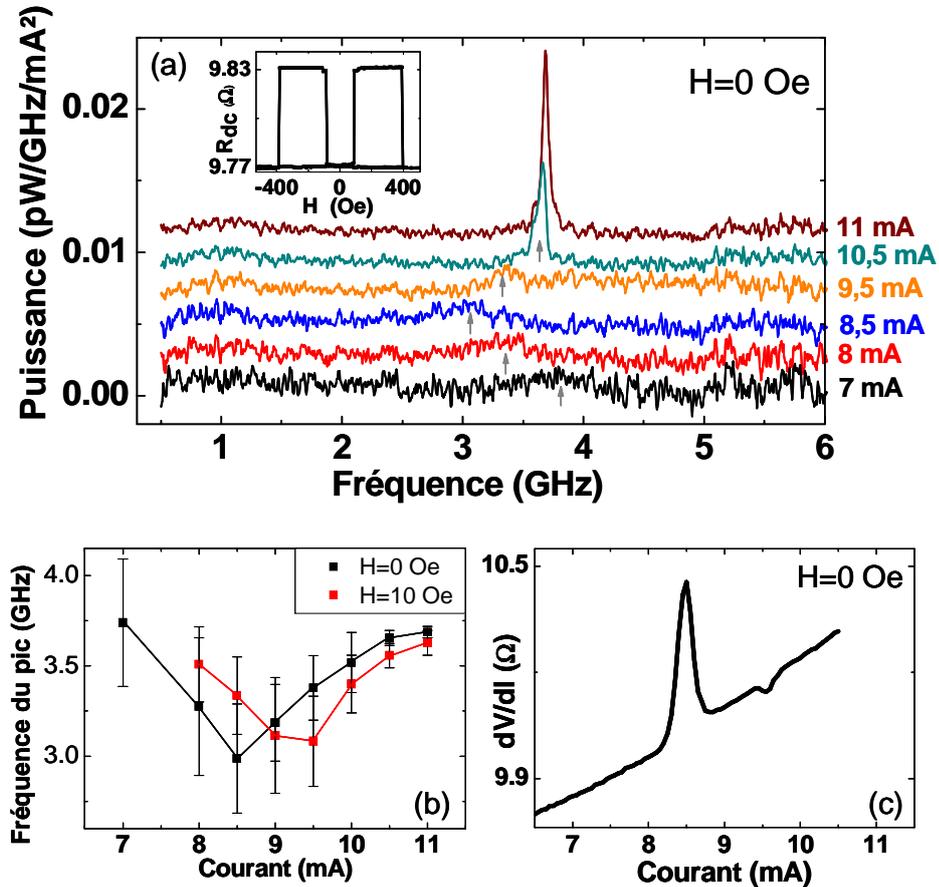


FIG. 9.11 – (a) Spectres hyperfréquences pour différentes valeurs de courants mesurés pour $H=0$ Oe. Pour mieux distinguer la variation de l'intensité des pics liée au changement de mode dynamique, la puissance est divisée par I^2 . (b) Fréquence du pic en fonction du courant appliqué pour $H=0$ Oe et $H=10$ Oe. (c) Courbe $dV/dI(I)$ pour $H=0$ Oe.

shift », la courbe noire est *en-dessous* la courbe rouge : la fréquence *diminue* avec le champ. Ce changement de comportement dans la dépendance en champ et en courant de la fréquence suggère une transition d'un régime de précession dans le plan à un régime de précession hors du plan¹⁶. Nous verrons dans le chapitre 10 qu'une telle transition est prédite à faible champ par les simulations macrospin dans le cas d'une dépendance angulaire oscillante du couple de transfert de spin.

¹⁶Voir partie état de l'art section 4.1.

9.4 Résumé

Les mesures hyperfréquence du nanopilier de structure Co(8 nm)/Cu/Py(8 nm) ont permis d'observer des pics dans le spectre hyperfréquence en courant positif pour de faibles champs magnétiques ($H \leq 70$ Oe). Ces pics sont présents pour un champ appliqué et un champ effectif (incluant le champ dipolaire) approximativement nuls. Ces excitations dans le spectre hyperfréquence coïncident avec celles observées en transport statique (augmentation de la résistance). Ces résultats sont en accord avec ce qui est attendu d'une dépendance angulaire oscillante du couple : la possibilité de précession de l'aimantation à champ faible ou nul grâce au courant. L'augmentation de la fréquence des pics avec le courant (régime « blue shift ») contraste avec la diminution généralement observée dans les structures classiques et suggère un mode de précession hors du plan. Pour de faibles champs appliqués et de forts courants, un phénomène de saturation de la fréquence est observé.

Aucun pic semblable à ceux observés en courant positif n'a été observé en courant négatif. En particulier, les mesures hyperfréquences montrent que contrairement à ce qui est observé en courant positif, les différents états de résistance intermédiaire observés en transport statique ne sont pas associés à des pics dans le spectre hyperfréquence. Seul un bruit basse fréquence est observé lors des transitions réversibles entre les différents états de résistance intermédiaire. Ces observations sont en accord avec le comportement attendu en courant négatif d'une dépendance angulaire oscillante du couple : absence de précession de l'aimantation cohérente liée à la stabilité simultanée des états P et AP. Elle suggère par ailleurs que les excitations observées en transport statique sont liées à des états inhomogènes statiques, ou dynamiques et incohérents de l'aimantation.

Les mesures hyperfréquence effectuées sur les nanopiliers de structure IrMn/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm) montre un comportement dynamique très similaire lors de l'injection d'un courant positif partant de l'état parallèle : la gamme de fréquence des pics, la dépendance de la fréquence avec le champ et le courant, la zone champ-courant des excitations, sont très proches de celles observées dans le nanopilier de structure Co(8 nm)/Cu/Py(8 nm).

Enfin, dans un échantillon de structure Cu/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm), le régime « blue shift » est précédé d'un régime « red shift » associé à des pics de faibles intensités. Cette transition régime « red shift »/« blue shift » suggère une transition d'un mode de précession dans le plan à un mode de précession hors du plan.

Chapitre 10

Simulation macrospin

Pour une meilleure interprétation de nos résultats expérimentaux, nous avons effectué des simulations de la dynamique de l'aimantation induite par le couple de transfert de spin dans le cas d'une dépendance angulaire oscillante. Ces simulations ont été effectuées dans l'hypothèse macrospin, c'est-à-dire en supposant que l'aimantation reste uniforme durant son mouvement. Les faibles champs appliqués et le champ d'Oersted favorisant des états inhomogènes de l'aimantation, cette hypothèse est probablement trop simplificatrice. Cependant, nous verrons qu'elle permet de décrire de manière satisfaisante les caractéristiques statiques et dynamiques observées expérimentalement.

Après avoir présenté les paramètres utilisés et les différentes variables déduites de ces simulations (section 10.1), nous détaillons les différents états dynamiques et les diagrammes de phase prédits à $T=0$ K et $T=300$ K (section 10.2). Ces résultats sont finalement confrontés aux résultats expérimentaux et discutés dans la section 10.3.

10.1 Méthodes

Les simulations dynamiques macrospin ont été effectuées en résolvant numériquement l'équation de Landau-Lifschitz Gilbert (2.4) incluant le couple de transfert de spin. La direction de l'aimantation de la couche libre est décrite par le vecteur \vec{m} ($|\vec{m}| = 1$). Le champ appliqué est dans le plan des couches et est aligné suivant la direction \vec{u}_x du champ d'anisotropie uniaxiale dû à la forme elliptique du nanopilier. Le vecteur \vec{m} fait un angle φ avec l'aimantation de la couche polarisatrice supposée fixe et alignée suivant \vec{u}_x .

Les paramètres magnétiques et de transport utilisés lors des simulations

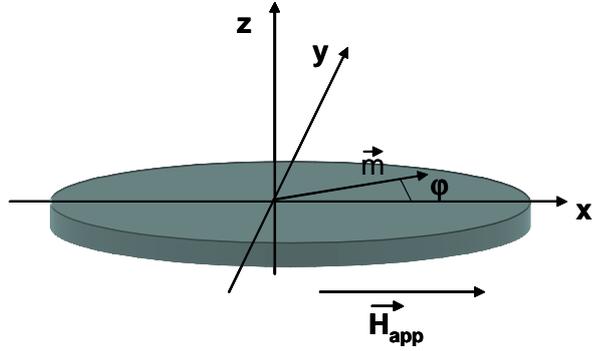


FIG. 10.1 –
Représentation
schématique du na-
noaimant.

correspondent à ceux associés au nanopilier Co(8 nm)/Cu/Py(8 nm) dont nous avons présenté les caractérisations statiques et hyperfréquence (cf annexe D). En particulier, la dépendance angulaire oscillante du couple de transfert de spin utilisée correspond à celle calculée pour la structure A dans le cadre du modèle de Barnas-Fert¹ (Fig. 5.4 p 64). D'autre part, un champ dipolaire de -43 Oe agissant sur l'aimantation a été pris en compte dans les simulations. Un champ effectif ($H_{app} + H_{dip}$) nul correspond donc à $H_{app} = 43$ Oe.

Les fréquences de précessions présentées par la suite correspondent à celle du mode fondamental, obtenue à partir du pic de plus basse fréquence dans le spectre de transformée de Fourier de la composante m_y . Dans le cas, quasi-systématique expérimentalement, d'un léger désalignement entre l'aimantation de la couche polarisatrice et le grand axe de l'ellipse aligné suivant \vec{u}_x , cette fréquence correspond effectivement au pic de plus basse fréquence mesuré expérimentalement (voir Ref. [101, 71] pour plus de détails)².

La dépendance angulaire de la GMR dans une structure à couple oscillant déviant significativement de la loi simple $\sin^2(\varphi/2)$ (voir section 5.2.5), la résistance normalisée $r = (R - R_P)/(R_{AP} - R_P)$ a été calculée en utilisant la relation suivante [86, 109] :

$$r(\varphi) = \sin^2(\varphi/2)/(1 + \chi \cos^2(\varphi/2)) \quad (10.1)$$

Nous avons utilisé $\chi = 7$, valeur mesurée expérimentalement par Urazhdin *et al.* [75] dans des structures proches d'une structure à couple oscillante Py(6 nm)/Cu(10 nm)/Py(1.5 nm)³.

¹Nous avons négligé dans l'expression du couple la composante τ_φ dite de « champ effectif » (faible) (voir section 3.1.1.2)

²On peut noter que dans le cas d'une précession dans le plan symétrique par rapport à \vec{u}_x , la fréquence de précession du mode de plus basse fréquence associé à la composante m_x est le double de celle associée à m_y . Dans le cas d'un mode de précession hors-du-plan pour laquelle \vec{u}_x et \vec{u}_y sont équivalents, ces deux fréquences sont égales.

³Urazhdin *et al.* trouve plus exactement $\chi = 7,7 \pm 0,6$. Nous avons choisi pour simplifier $\chi = 7$. Les résultats montrés par la suite changent peu en utilisant $\chi = 7,7$

Enfin, les diagrammes de phase dynamiques présentés ci-après sont construits en calculant après relaxation du système les valeurs moyennes $\langle m_x \rangle$ et $\sigma_{mx} = \sqrt{\langle m_x^2 - \langle m_x \rangle^2 \rangle}$ (σ_{mx} est d'autant plus grand que l'amplitude de précession est importante). Ces deux grandeurs permettent de distinguer les frontières des différents états statiques et dynamiques. Les simulations ont été effectuées à 0 K et 300 K. Enfin, précisons que les simulations présentées ont été effectuées pour un courant positif. Aucune excitation n'a été observée en courant négatif⁴.

10.2 Résultats

10.2.1 T=0 K

Nous présentons Fig. 10.2(a) le diagramme de phase dynamique pour des courants croissants partant de $I=0$ (frontières *en échelle de couleur*). On peut distinguer deux types de comportement suivant la valeur du champ appliqué. A fort champ ($H > 70$ Oe), au-dessus d'un certain courant I_c^1 dépendant peu du champ appliqué, l'aimantation passe de l'état parallèle à un état de précession dans le plan. Pour des valeurs de courant plus élevées supérieures à un courant critique I_c^3 , l'aimantation passe dans un état quasi-statique hors du plan⁵, noté « F » sur le diagramme.

Pour de faibles champs appliqués inférieurs au champ coercitif ($H < 70$ Oe), un mode de précession hors-du-plan apparaît au-dessus d'un courant critique I_c^2 compris entre I_c^1 et I_c^3 . Nous considérons sur les figures 10.2(b-d) l'évolution de la trajectoire (b), de la fréquence (c) et de la résistance (d) lorsque le courant est augmenté partant de l'état parallèle pour un champ de 25 Oe (flèche blanche Fig. 10.2(a)). Pour $I=I_c^1$, un mode de précession à petits angles autour du champ effectif dans le plan apparaît ($I=4,7$ mA, trajectoire et points noirs). Il se manifeste par un léger coude dans la résistance et sa fréquence de précession ($f = 2$ GHz) est proche de la fréquence de précession FMR de Kittel (4.1) ($f = 1,97$ GHz). En augmentant le courant ($I=7,5$ mA trajectoire et points bleus), l'angle de précession augmente et la fréquence de précession diminue (« red shift »). Pour $I=I_c^2$ ($I=9,6$ mA, trajectoire et points oranges), l'aimantation passe brusquement dans un état de précession hors du plan. Ce changement de régime est associé à une brusque

⁴Dans le cas où la direction du champ appliqué fait un angle suffisamment grand avec la direction du champ d'anisotropie uniaxiale, des modes de précessions de l'aimantation sont prédits en courant négatif.

⁵Cet état a déjà été observé dans des simulation macrospins en présence d'une dépendance angulaire du couple standard [133, 116, 94] ou oscillante [134].

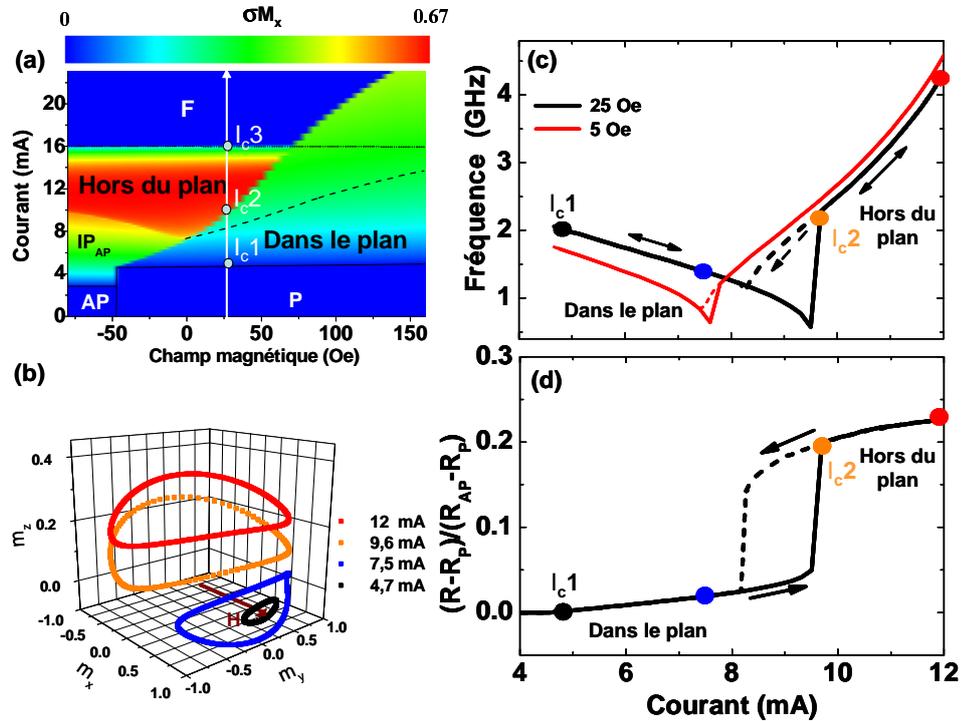


FIG. 10.2 – (a) Diagramme de phase dynamique à $T=0$ K. Les frontières en échelle de couleur ont été obtenues pour des courants positifs croissants partant de $I=0$. Les frontières en traits tiretés et pointillés pour des courants décroissants partant des forts courants. En particulier, les traits pointillés et tiretés correspondent aux frontières de l'état de précession hors-du-plan respectivement avec l'état statique (pointillés) et l'état de précession dans le plan (tiretés) lorsque le courant est diminué partant des forts courants. L'état IP_{AP} correspond à un mode de précession dans la plan autour de la direction $m_x=-1$ (AP) et l'état F à un état quasi-statique hors du plan. σ_{m_x} est tracé en échelle de couleur. Les traits pleins délimitent les frontières des états P et AP. (b) Trajectoires de l'aimantation pour $H=25$ Oe (flèche blanche sur (a)) et différentes valeurs de courant. (c) Fréquence de précession en fonction du courant appliqué pour $H=5$ Oe et $H=25$ Oe pour des courants croissants (traits pleins) et décroissants (traits pointillés) (d) Résistance en fonction du courant appliqué pour $H=5$ Oe et $H=25$ Oe pour des courants croissants (traits pleins) et décroissants (traits pointillés).

augmentation de la fréquence, de la résistance et de l'amplitude d'oscillation (σ_{m_x} augmente). En augmentant encore le courant, les trajectoires s'éloignent du plan des couches et se resserrent. Le champ démagnétisant ressenti par l'aimantation étant plus important, la fréquence augmente (régime de « blue shift »). Pour des courants supérieurs (non montré), $\langle m_z \rangle$ augmente et

l'aimantation précesse de plus en plus rapidement (jusqu'à une fréquence maximale d'environ 20 GHz) sur des trajectoires de rayons de plus en plus petits. Ces trajectoires convergent finalement vers un état quasi-statique autour d'une direction de l'aimantation hors du plan (zone bleue noté « F » Fig. 10.2(a))⁶.

A courant croissant (frontières en couleurs Fig. 10.2(a)), la zone de précession hors du plan est atteinte à I_c2 et la zone quasi-statique à I_c^3 . Ces transitions sont irréversibles. Pour un courant décroissant partant des forts courants, on repasse de l'état quasi-statique à l'état hors du plan en traversant la ligne en traits pointillés Fig. 10.2(a), et de l'état hors du plan à l'état dans le plan en traversant la ligne en traits tiretés. On voit que l'état de précession hors-du-plan, compris entre ces deux frontières, est présent sur une gamme de champ plus importante pour des courants décroissants. Cette irréversibilité se traduit par des courbes $R(I)$ et $f(I)$ de forme hystérétique : le courant critique associé à la transition de l'état dans le plan à l'état hors-du-plan est plus élevé pour des courants croissants (Fig. 10.2(c-d), traits pleins) que décroissants (Fig. 10.2(c-d), traits tiretés). Nous avons ajouté Fig. 10.2(c), la variation de la fréquence avec le courant pour un champ de 5 Oe (courbe rouge). On voit que dans le régime de précession dans le plan, la courbe noire ($H=25$ Oe) est au-dessus la courbe rouge ($H=5$ Oe) : la fréquence augmente donc avec le champ. Dans le régime de précession hors-du-plan, la courbe noire est en-dessous la courbe rouge : la fréquence diminue avec le champ. On retrouve bien les dépendances en champ attendues dans les différents régimes.

Enfin, pour des champs inférieurs à -5 Oe et en augmentant le courant, l'aimantation passe par un mode de précession dans le plan autour de l'état AP (noté IP_{AP}) ($m_x=-1$) avant d'atteindre le mode de précession hors-du-plan. Dans ce mode, la fréquence augmente avec le courant et diminue avec le champ. Partant de l'état AP ($H < -45$ Oe), cet état de précession est le premier mode dynamique observé lorsque le courant est augmenté.

En conclusion, le comportement dynamique à faible champ est très différent de celui observé dans le cas d'une dépendance angulaire standard. Dans le cas d'une dépendance angulaire oscillante, le mode de précession petits angles autour de l'état P, observé classiquement sur une petite gamme de courant avant le retournement, ne peut déboucher sur un retournement vers l'état AP car celui-ci est instable. Ceci se manifeste par une augmentation continue de l'angle de précession et ce mode s'étend sur une gamme de courant plus importante. A plus forts courants, de manière similaire à ce qui

⁶On peut noter que cet état apparaît pour des courants supérieurs à ceux injectés expérimentalement ($I < 12$ mA).

est observé pour des dépendances angulaires standards à fort champ [94, 71], ce régime de précession débouche sur un mode de précession hors-du-plan. Rappelons par ailleurs, que dans le cas d'une dépendance angulaire standard, ces précessions sont observées pour une polarité du courant contraire.

10.2.2 $T=300$ K

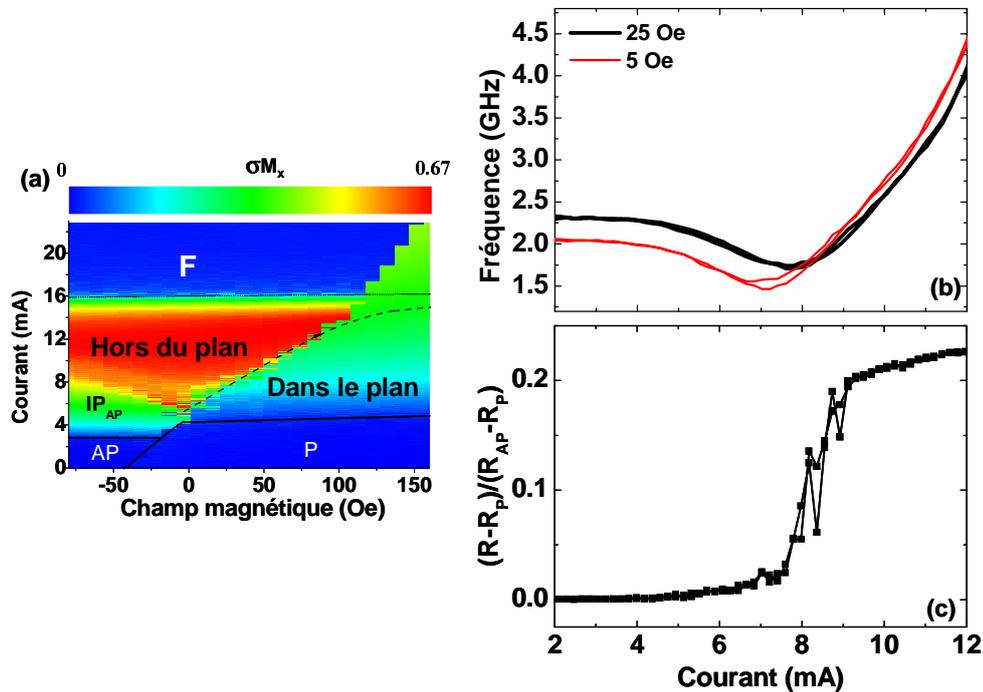


FIG. 10.3 – (a) Diagramme de phase dynamique à $T=300$ K obtenu pour des courants positifs croissants (frontières en couleur) partant de l'état parallèle ($m_x=1$). Les traits pointillés et tiretés correspondent aux frontières de l'état de précession hors-du-plan respectivement avec l'état statique (pointillés) et l'état de précession dans le plan (tiretés) lorsque le courant est diminué partant des forts courants. (b) Fréquence de précession en fonction du courant appliqué pour $H=5$ Oe et $H=25$ Oe pour des courants croissants et décroissants. (c) Résistance en fonction du courant appliqué pour $H=5$ Oe et $H=25$ Oe pour des courants croissants et décroissants.

La prise en compte de la température se manifeste principalement par une quasi-disparition de l'irréversibilité associée à la transition de l'état de précession dans le plan (noté IP_P) à l'état de précession hors-du-plan (noté

OP). La température permet ainsi à l'aimantation de passer la barrière d'énergie séparant les deux états de précession. Ceci apparaît sur le diagramme de phase représenté Fig. 10.3(a) : les frontières entre les deux états pour des courants croissants (frontières en couleur) et décroissants (traits tiretés et pointillés) sont quasi-identiques⁷. Cette réversibilité se manifeste par un élargissement de la zone de champ et de courant correspondant à l'état OP : pour une valeur de champ donné, les courants critiques associés à la transition IP_P/OP sont plus faibles⁸. La réversibilité de cette transition entraîne une disparition de l'hystérésis observée sur les courbes $f(I)$ et $R(I)$ (Fig. 10.3(b) et (c)) et une variation continue de la fréquence et de la résistance avec le courant^{9 10}. Il est intéressant de noter que dans la zone de transition, et en particulier pour des courants proches du minimum en fréquence ($I=8,3$ mA), le système est instable et du bruit télégraphique (de temps caractéristique ≈ 10 ns) est observé entre l'état IP_P et les deux orbites hors-du-plan dégénérées symétriques par rapport au plan (xy). Ce bruit est associé à un fort signal basse fréquence dans le spectre et est à l'origine de la résistance intermédiaire entre l'état IP_P et OP observée lors de la transition.

10.3 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Nous comparons dans cette section les résultats expérimentaux obtenus sur le nanopilier A présentés dans les sections 8.2 et 9.1 avec les résultats des simulations à 300 K.

⁷A plus fort champs ($H > 105$ Oe), l'état de précession hors-du-plan n'est pas observé pour des courants croissants (cf frontières en couleur), mais est présent pour des courants décroissants dans le cas où l'état initial est l'état statique hors-du-plan (zones comprises entre les traits pointillés et tiretés). Il reste donc une petite gamme d'irréversibilité.

⁸Nous avons vérifié que cette diminution des courants critiques n'étaient pas liées aux valeurs légèrement différentes de H_{an} utilisées entre les simulations à $T=0$ K et à $T=300$ K.

⁹La légère variation de la fréquence observée en particulier dans le mode de précession dans le plan par rapport au cas $T=0$ K est liée au champ d'anisotropie plus élevé utilisé lors des simulations à $T=300$ K ($H_{an}=120$ Oe au lieu de 90 Oe)

¹⁰Pour de faibles courants inférieurs au courant critique, la fréquence tracée correspond à des précessions elliptiques désordonnées de l'aimantation induites par le bruit thermique. Cette fréquence (2,32 GHz) est proche de la fréquence FMR de Kittel (2,36 GHz) dans le nanopilier pour cette valeur de champ.

10.3.1 Diagramme de phase

Nous comparons sur la figure 10.4 les diagrammes de phase dynamique calculé (Fig. 10.4(a)) et mesuré expérimentalement (Fig. 10.4(b)), la puissance intégrée est tracée en échelle de couleur). On voit clairement que la zone de champ et de courant dans laquelle un mode de précession hors-du-plan est prédit coïncide avec la zone dans laquelle la puissance hyperfréquence est mesurée. En particulier, la dépendance en champ expérimentale des courants critiques est proche de celle correspondant à la transition IP_P/OP dans les simulations. Cependant, aucune puissance hyperfréquence n'est mesurée dans la zone associée au mode de précession dans le plan. Par ailleurs, le mode de précession IP_{AP} en bas à gauche du diagramme caractérisé par un régime de « red shift », mais aussi une amplitude de précession plus faible n'a pas été observé expérimentalement (on observe un régime « blue shift » dans cette région).

Nous comparons sur les figures 10.4(c-d) le comportement de l'aimantation prédit par les simulations (m_x en échelle de couleur Fig. 10.4(c)) et observé expérimentalement (résistance en échelle de couleur Fig. 10.4(d)) lorsqu'un courant est appliqué partant de l'état AP. On voit que les simulations reproduisent bien le comportement expérimental : partant de l'état AP, un courant positif entraîne le renversement de l'aimantation de l'état AP à l'état P, puis à plus fort courant, une augmentation de la résistance est observée, associée à la précession de l'aimantation. Par ailleurs, les courants critiques de renversement ainsi que leur dépendance en champ sont bien reproduits par les simulations.

10.3.2 Courbes $R(I)$

Nous comparons Fig. 10.5 les courbes $R(I)$ calculées (a) et expérimentales (b) obtenues lors de l'injection d'un courant positif partant de l'état AP. Les simulations reproduisent correctement les courbes $R(I)$ expérimentales (courants critiques et variation de la résistance). On peut souligner en particulier plusieurs points :

1. l'augmentation de la résistance observée dans les simulations associée à la transition de l'état P vers l'état OP est réversible et correspond donc à des pics dans la résistance différentielle comme dans les expériences.
2. pour des champs proches du champ de retournement ($H = -19$ Oe), le courant critique de renversement de l'état AP devient inférieur au courant critique associé à la transition vers l'état OP et l'aimantation passe directement de l'état AP à l'état de précession OP, comportement en accord avec l'expérience.

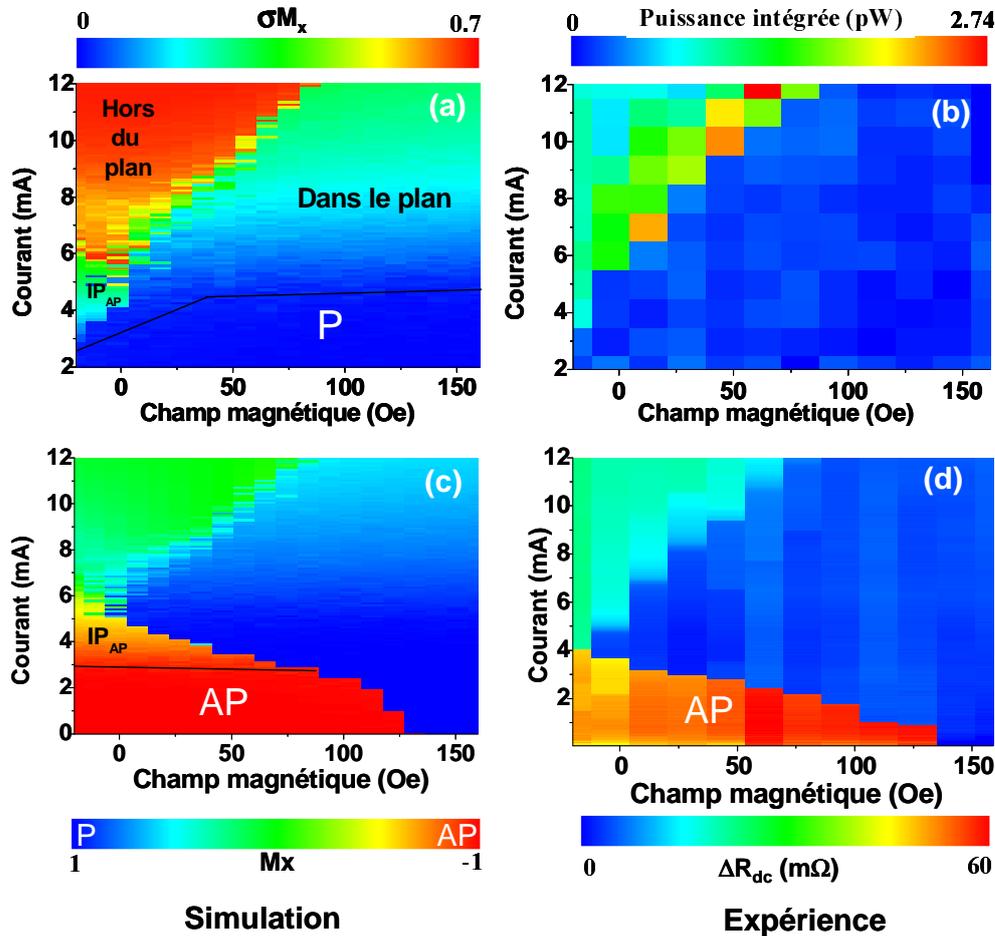


FIG. 10.4 – (a) Diagramme de phase dynamique calculé à $T=300$ K (b) Diagramme de phase dynamique expérimental. La puissance hyperfréquence intégrée entre 0,1 et 8 GHz est représentée en échelle de couleur. (c) Diagramme de phase statique (m_x en échelle de couleur) calculé à $T=300$ K pour une aimantation alignée initialement suivant la direction $m_x = -1$ (état AP). (d) Diagramme de phase statique expérimental. La résistance normalisée est représentée en échelle de couleur.

3. dans les simulations comme dans les expériences, on n'observe pas de variation significative de la résistance associée au mode de précession dans le plan.

On observe cependant certains désaccords entre les courbes expérimentales et calculées. En particulier :

1. La diminution importante de la résistance avant le renversement de l'état AP vers l'état P associée à la présence du mode de précession

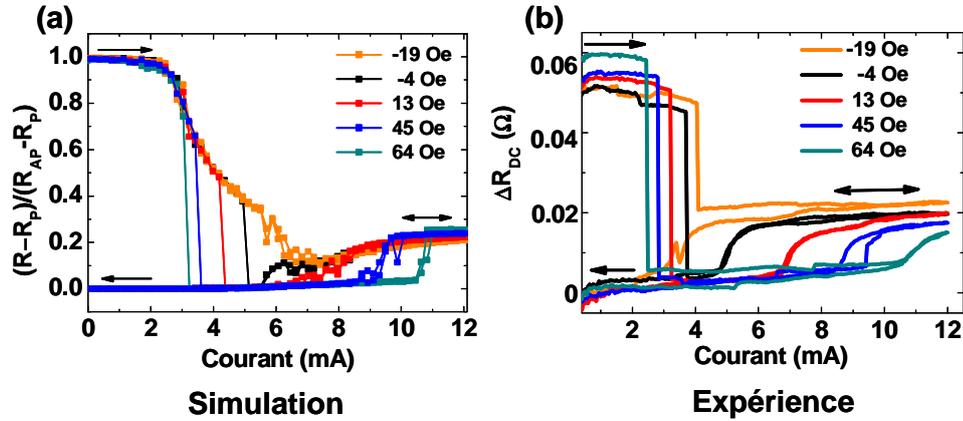


FIG. 10.5 – (a-b) Courbe de résistance en fonction du courant calculée (a) et observée expérimentalement (b) pour différentes valeurs de champs appliqués et des courants successivement croissants et décroissants. L'état initial avec l'injection de courant est l'état AP ($m_x = -1$).

IP_{AP} sur une large gamme de courant.

2. Le fait que l'aimantation revienne dans l'état AP pour des champs proches du champ de retournement lorsque le courant décroît ($H = -19$ Oe).

Il est probable que cette stabilité importante de l'état IP_{AP} au détriment de l'état P soit liée à une sous-estimation de l'effet de la température due à une rampe de courant 10^5 fois plus rapide dans les simulations que expérimentalement. En présence d'une rampe plus lente, la température doit rendre plus instable l'état IP_{AP} et favoriser le renversement vers l'état P.

10.3.3 Fréquence

Nous comparons Fig. 10.6(a) les courbes $f(I)$ expérimentales et calculées pour différentes valeurs de champ. En premier lieu, comme déjà mentionné, le régime « red shift » associé à un mode de précession dans le plan n'est pas observé expérimentalement dans cet échantillon. Ce régime n'a pu être mis en évidence que sur l'échantillon de structure Cu/Py(4 nm)/Cu/Co(8 nm) dont nous avons présenté les résultats section 9.3. On peut noter à ce propos que les simulations (Fig. 10.3(b)) reproduisent convenablement la forme des

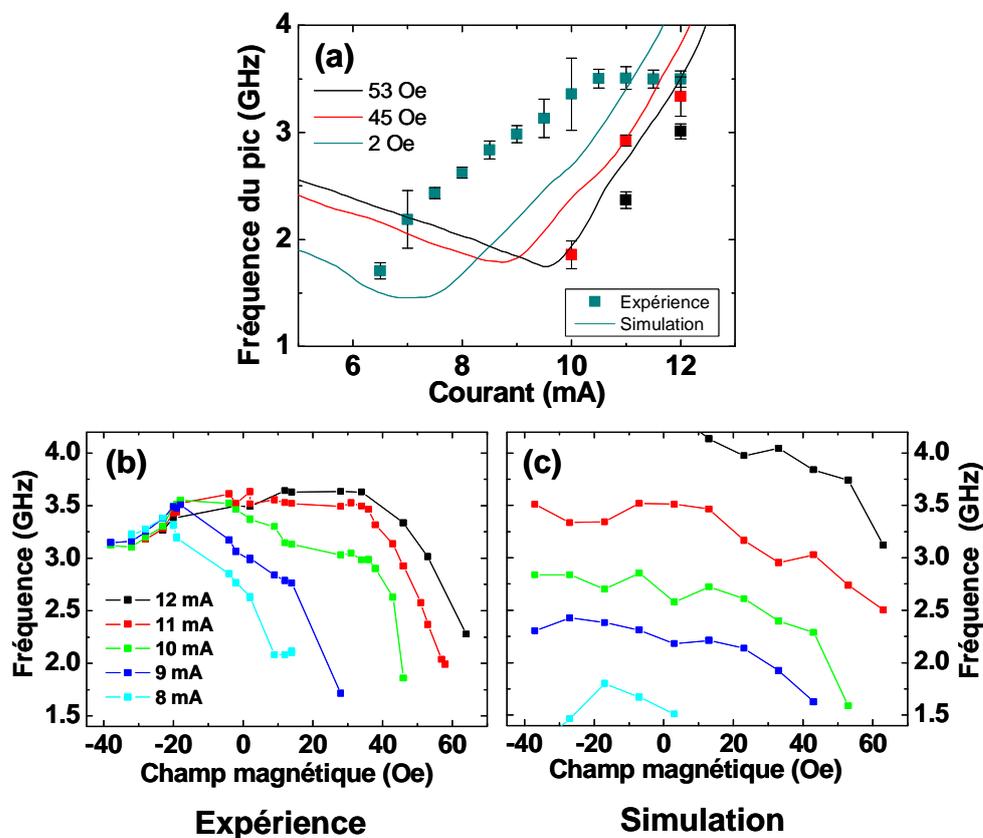


FIG. 10.6 – (a) Variation de la fréquence avec le courant simulée (trait) et expérimentales (points carrés) pour différentes valeurs de champ. (b-c) Variation de la fréquence avec le champ simulée (b) et expérimentales (c) pour différentes valeurs de courant.

courbes $f(I)$ expérimentales mesurées sur cet échantillon (Fig. 9.11(b))¹¹.

Dans le régime « blue shift », les fréquences calculées reproduisent correctement les fréquences expérimentales pour des champs proches du champ effectif nul (43 Oe et 53 Oe), mais s'en éloignent significativement pour des champs plus faibles ($H=2$ Oe). En particulier, le régime de saturation de la fréquence avec le courant observé expérimentalement à faible champ n'est pas reproduit par les simulations. On peut noter cependant que la pente expérimentale de l'augmentation de la fréquence avec le courant avant saturation ($H=2$ Oe ($7 \text{ mA} \leq I \leq 9 \text{ mA}$), $H=45$ Oe et $H=53$ Oe) est proche

¹¹Les paramètres utilisés pour la simulation (champ d'anisotropie uniaxiale dans le plan et dépendance angulaire du couple) ne correspondant pas à ce nanopilier, seul un accord qualitatif est attendu.

de celle observée dans les simulations. Ceci semble indiquer que le régime avant saturation (Régime 1) est plus proche d'un mode de précession homogène que les régimes de saturation (ou diminution) observés à plus forts courants (Régime 2 et 3). Il est intéressant de noter que ce phénomène de saturation (ou diminution) de la fréquence après un régime de « blue shift » pour un champ appliqué dans le plan des couches a été observé expérimentalement par d'autres groupes (voir Fig. 3, Ref. [116] et Ref. [135]). Des simulations micromagnétiques effectuées au laboratoire Spintec à Grenoble [135] montrent que ce phénomène peut être attribué à l'apparition de modes dynamiques inhomogènes caractérisés par une moyenne spatiale de la composante de l'aimantation hors du plan $\langle M_z \rangle$ plus faible que pour le mode uniforme. L'apparition de tels modes permet de diminuer l'importante énergie magnétostatique liée au fort champ démagnétisant lorsque l'aimantation sort du plan. La fréquence de précession étant proportionnelle à $\langle M_z \rangle$ dans le mode de précession hors du plan (l'aimantation précesse autour du champ démagnétisant), la diminution de $\langle M_z \rangle$ se manifeste par une diminution de la fréquence par rapport aux prédictions macrospins et explique ce phénomène de saturation. Le champ d'Oersted orienté dans le plan des couches peut par ailleurs jouer un rôle : dans le cas d'un mode de précession hors-du-plan, il tend à ramener l'aimantation dans le plan, ce qui diminue la fréquence de précession¹².

Le désaccord simulation/expérience des courbes $f(I)$ avant saturation à faible champ reflète par ailleurs une diminution de la fréquence avec le champ plus faible dans les simulations que dans les expériences. Ceci apparaît sur les figures 10.6(b-c) comparant les courbes $f(H)$ expérimentales et calculées. On peut noter cependant que la forme générale des courbes $f(H)$ expérimentales est qualitativement reproduite par les simulations ($I=9, 10$ et 11 mA) : on observe tout d'abord à fort champ une augmentation rapide de la fréquence avec le champ (Fig. 10.6(c), $I=11$ mA, $10 \text{ Oe} \leq H \leq 60 \text{ Oe}$) puis pour des champs plus faibles, la fréquence reste constante ou augmente très peu, rappelant le régime de saturation observé expérimentalement¹³.

En conclusion, l'accord simulation/expérience, bien qu'imparfait, est relativement satisfaisant étant donné l'approximation macrospin qui a été faite.

¹²Un tel effet du champ d'Ampère sur la fréquence de précession a déjà été observé expérimentalement par Deloubens *et al.* lors d'expérience de résonance ferromagnétique sur des micropiliers ferromagnétiques traversés par de forts courants [136].

¹³Ceci semble indiquer que le régime de saturation de la fréquence lors de balayage *en champ* (Régime H1) n'est pas nécessairement lié à l'apparition d'inhomogénéité de l'aimantation. Cela peut expliquer par ailleurs que la région de champ et de courant dans laquelle est observé le Régime H1 est plus grande que celle observé lors du balayage en courant (Régime I1) (voir Fig. 9.7 p 9.7).

En effet, si les simulations dans cette approximation décrivent généralement de manière assez satisfaisante les différents états statiques et dynamiques et les régions du diagramme de phase correspondantes, elles échouent le plus souvent à décrire quantitativement (parfois même qualitativement) les fréquences de précession¹⁴ [4, 137, 98, 116, 71].

10.3.4 Puissance

La puissance hyperfréquence correspondant aux trajectoires simulées est déduite de la résistance réduite r suivant la relation $P/I^2 = \Delta R_{exp}^2/Z_c$. $\langle (r - \langle r \rangle)^2 \rangle$, avec $\Delta R_{exp} = R_{AP} - R_P = 51 \text{ m}\Omega$ la variation de résistance statique expérimentale due à la GMR et Z_c , l'impédance caractéristique de la ligne égale à 50Ω . $\langle \dots \rangle$ indique la valeur moyenne sur 40 ns après relaxation de l'aimantation.

Mode de précession hors du plan Pour le mode de précession hors-du-plan, une puissance maximale de $3,9 \text{ pW/mA}^2$ est calculée. Expérimentalement, la puissance maximale mesurée à l'analyseur après prise en compte de l'amplification (+68 dB) est de $4,6 \cdot 10^{-2} \text{ pW/mA}^2$, soit un facteur 85 plus faible¹⁵. Ce désaccord peut s'expliquer par les raisons suivantes :

- Du fait des désadaptations d'impédance sur la ligne (échantillon, pré-amplificateurs), de la variation du gain de l'amplification avec la fréquence, et de l'atténuation du signal (câbles, bias-tee, fils de contacts), le signal mesuré (après avoir pris en compte l'amplification) est une fraction du signal réellement émis. En particulier, la présence d'oscillations importantes de l'amplitude avec la fréquence sur les courbes semblent indiquer des désadaptations conséquentes sur la ligne, à l'origine de pertes de signal. Ceci peut expliquer une diminution non négligeable ($\lesssim 10$) du signal émis par rapport au signal mesuré effectivement à l'analyseur.
- Le fait que le mode de précession hors-du-plan prédit par les simulations macrospin n'ait été que rarement observé expérimentalement [116], indique que l'approximation macrospin décrit mal la dynamique dans ce mode de précession. Les calculs micromagnétiques de Berkov *et al.* [100] montrent que ce mode dynamique est particulièrement sensible à l'uniformité de l'aimantation. La présence de facteurs favorisant l'inho-

¹⁴Notons que même les simulations micromagnétiques reproduisent généralement assez mal les fréquences de précessions [100].

¹⁵On peut noter que pour ce mode de précession, les puissances calculées dans le cas d'une dépendance angulaire de la GMR avec $\chi = 7$ ou $\chi = 0$ (dépendance classique en $\sin^2 \varphi/2$) sont proche (pour $\chi = 7$, elle est 1,5 fois plus faible).

mogénéité (température, faible constante d'énergie d'échange, ...) diminue fortement la puissance émise dans la zone de précession hors-du-plan.

- Il est possible que seule une fraction de l'aimantation du nanoaimant précesse hors-du-plan lors de l'injection de courant diminuant ainsi d'autant la puissance d'émission. D'une part, la présence d'oxyde ferromagnétique sur les bords (NiO) due à l'exposition à l'air de l'échantillon lors de la fabrication [138] peut bloquer l'aimantation dans le plan sur les bords de l'échantillon. D'autre part, en rapport avec le point précédent, on peut penser que le mode de précession hors-du-plan n'est présent que près du centre de l'échantillon, moins affecté par l'inhomogénéité de l'aimantation induite par le champ d'Oersted.

Enfin, il paraît intéressant de souligner que les puissances que nous mesurons expérimentalement ont le même ordre grandeur que celles mesurées par Kiselev *et al.* [116] dans un mode de précession hors-du-plan dans des nanopiliers Py/Cu/Py (champ appliqué dans le plan des couches). Ainsi, la puissance maximale mesurée expérimentalement par ces auteurs est de 1,7 pW/mA² pour une GMR d'environ 110 mΩ. Pour une GMR de 50 mΩ mesurée dans le nanopilier A, cela correspond à une puissance de 0,35 pW/mA², c'est-à-dire 7,5x plus grande que celle mesurée dans nos nanopiliers. Ce facteur 7,5 peut s'expliquer par la dépendance angulaire différente de la GMR dans cette structure et par le fait que Kiselev *et al.* prennent partiellement en compte dans l'expression de la puissance les pertes évoquées plus haut.

Mode de précession dans le plan Le régime « red shift » associé à un mode de précession dans le plan n'a été observé que dans l'échantillon de structure Cu/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm) présenté section 9.3 où des signaux de faibles amplitudes associés à ce régime ont pu être mesurés (Fig. 9.11(a)). Ces faibles signaux contrastent avec ceux de plus forte puissance généralement observés dans ce mode de précession dans les expériences de transfert de spin classiques [4, 132].

On peut expliquer cette différence par la pente faible de la dépendance angulaire de la GMR pour des angles autour de $\varphi = 0$ dans le cas d'une dépendance angulaire oscillante du couple (voir section 5.2.5). Ceci entraîne une variation de résistance liée aux oscillations de l'aimantation faible dans le cas de précession dans le plan et donc une puissance plus faible. Cette faible pente est prise en compte dans le calcul de la résistance simulée en utilisant la dépendance angulaire de la GMR (10.1) avec $\chi=7$. Elle se manifeste sur les courbes R(I) calculées par une très faible augmentation de la résistance dans le mode de précession dans le plan, comme on peut le constater Fig. 10.5.

Pour évaluer l'influence de la dépendance angulaire de la GMR sur la puissance émise, nous avons calculé cette puissance en utilisant l'expression (10.1) avec $\chi=7$, $\chi=2$ mesuré expérimentalement par Urazhdin *et al.* dans une structure « standard » Py(6 nm)/Cu/Py(12 nm), et $\chi=0$ correspondant à la dépendance angulaire simple $\Delta R = (1 - \cos \theta)/2$. La puissance simulée dans le mode de précession dans le plan pour $\chi=7$ est environ 10 fois plus faible que pour $\chi=2$, et 25 fois plus faible que pour $\chi=0$. Cette diminution de la puissance peut expliquer que dans notre configuration expérimentale, les signaux mesurés dans ce mode de précession étaient généralement trop faibles pour être détectés.

10.4 Résumé

Les simulations macrospin de la dynamique de l'aimantation dans le cas d'une dépendance angulaire oscillante montre qu'à faible champ, la dynamique est profondément modifiée par rapport à dépendance angulaire standard. En augmentant le courant, on observe successivement un régime de précession dans le plan dans lequel la fréquence augmente avec le courant (régime « red shift ») et un régime de précession hors-du-plan, dans lequel la fréquence de précession augmente avec le courant (régime « blue shift »). La transition d'un régime à l'autre est associée à une augmentation de la puissance et de la résistance (pics dans la résistance différentielle). La comparaison des diagrammes de phase calculés et expérimentaux, ainsi que de la dépendance en champ et en courant des fréquences de précession, suggère que les excitations observées expérimentalement sont associées à un mode de précession hors-du-plan. En particulier, les simulations reproduisent correctement la dépendance en champ des courants critiques et les courbes $R(I)$ expérimentales et approximativement les fréquences de précession. Le régime dynamique observé à faible champ et fort courant, caractérisé par une saturation de la fréquence avec le courant, n'est pas reproduit par les simulations macrospin et semble être associé à des modes dynamiques inhomogènes. La puissance plus élevée prédite par les simulations dans le mode de précession hors-du-plan peut s'expliquer par la nécessité d'une description micromagnétique de la dynamique et par des pertes de puissance dans les expériences liées à la désadaptation d'impédance. Le régime « red shift » (précession dans le plan) est associé à de faibles puissances d'émission et n'a été observé que dans un échantillon.

Conclusion et perspectives

Résumé des résultats obtenus

Cette thèse a été consacrée à l'étude de la dynamique de l'aimantation induite par le couple de transfert de spin dans des structures spécifiques possédant une dépendance angulaire du couple dite « oscillante ».

Nous avons montré que cette nouvelle dépendance oscillante (le couple change de signe entre 0 et π) peut être obtenue lorsque l'épaisseur de la couche libre est grande devant la longueur de diffusion de spin l_{sf} et l'épaisseur de la couche fixe est petite devant l_{sf} . Cette dépendance angulaire modifie la dynamique de l'aimantation induite par le couple de transfert de spin : les deux états P et AP sont stabilisés par le couple pour une polarité du courant ($I < 0$)¹⁶ et déstabilisés pour une polarité opposée ($I > 0$). Dans ce cas, l'action du couple entraîne une précession entretenue de l'aimantation, même en l'absence de champ magnétique appliqué.

La vérification expérimentale de ces prédictions a tout d'abord nécessité la mise au point d'une méthode de fabrication de nanopiliers. Elle a été utilisée pour étudier différentes structures de type Co/Cu/Py dans lesquelles une dépendance angulaire du couple de transfert de spin est prédite. Les caractérisations en transport statique et les mesures haute-fréquence effectuées sur ces nanopiliers nous ont permis de caractériser la dynamique de l'aimantation sous l'action du couple de transfert de spin. Des pics dans le spectre hyperfréquence, caractérisant la présence de modes dynamiques de l'aimantation, ont été observés pour une seule polarité de courant ($I > 0$) à champ faible (typiquement inférieur au champ coercitif), et même à champ nul. L'apparition de ces modes dynamiques se manifeste également par une augmentation réversible de la résistance statique (pic dans la résistance différentielle). Dans la plus grande partie du diagramme de phase champ-courant dynamique, la fréquence des pics augmente avec le courant (régime « blue shift »), dépendance généralement associée à un mode de précession hors-du-plan. Ce

¹⁶Dans notre convention. Pour cette polarité de courant, les électrons s'écoulent dans ce cas de la couche libre vers la couche fixe.

comportement est très différent de celui observé dans les structures standards : dans ce cas, ces excitations sont présentes pour des champs plus élevés (typiquement supérieurs au champ coercitif), et une polarité de courant inverse ($I < 0$).

Certaines caractéristiques statiques et dynamiques reflètent l'aspect inhomogène de l'aimantation du nanoaimant favorisé par le champ d'Oersted créé par le courant et l'absence de champ extérieur appliqué. Ceci se manifeste d'une part, par un phénomène de saturation de la fréquence des excitations avec le courant en courant positif et d'autre part par un retournement de l'aimantation et la présence d'états de résistance intermédiaire en courant négatif.

Nous avons en parallèle effectué des simulations dans l'hypothèse macrospin prenant en compte la dépendance angulaire oscillante du couple. Ces simulations reproduisent l'essentielle des caractéristiques statiques et dynamiques expérimentales : diagramme de phase, variation de la fréquence avec le champ et le courant. Elles suggèrent en particulier que les excitations dynamiques observées expérimentalement à faible champ sont associées à des modes de précession hors du plan.

Ce travail de thèse a des implications importantes tant fondamentales que dans la perspective d'applications :

- D'une part, ce travail apparaît comme un test réussi des prédictions des modèles de Fert et Barnas-Fert, et de manière générale, des modèles diffusifs de transfert de spin [8, 86, 139]. Il démontre clairement le rôle des effets d'accumulation de spin contrôlé par la relaxation de spin (l_{sf}), à l'origine de la dépendance angulaire oscillante sur le couple de transfert de spin. En jouant sur les distributions de relaxation de spin dans la structure, il est possible de modifier profondément la dynamique de l'aimantation induite par le couple de transfert de spin.
- D'autre part, un des problèmes actuels des oscillateurs à transfert de spin, à fort potentiel dans le domaine des technologies de télécommunication, est qu'un champ magnétique important est nécessaire pour générer des ondes hyperfréquences grâce au courant¹⁷. Ceci nécessite d'insérer un aimant dans le dispositif, ce qui peut être un obstacle à la miniaturisation. La possibilité de générer ces ondes en l'absence de champ externe dans nos structures, contrôlables uniquement par le courant, apparaît donc comme une solution originale à ce problème.

¹⁷Voir section 2.3

Perspectives

Dans cette thèse, les structures étudiées étaient toutes de type Co/Cu/Py, dans lesquelles des dépendances angulaires similaires sont prédites par les modèles. Il serait intéressant d'étudier la dynamique de l'aimantation dans des structures où l'aspect oscillant du couple est plus prononcé. Ceci peut être effectué en diminuant encore le rôle de la couche fixe sur l'accumulation de spin dans la couche non-magnétique, par exemple en utilisant un antiferromagnétique synthétique comme proposé par Gmitra *et al.* [140]. Dans ce cas, les simulations macrospin prédisent que la zone de champ et de courant dans laquelle le mode de précession hors du plan est observée s'élargit, ce qui peut être intéressant dans l'optique d'applications.

D'autre part, nous avons caractérisé dans cette thèse la dépendance angulaire du couple de transfert de spin en étudiant la dynamique de l'aimantation induite par le couple lors de l'injection d'un courant continu. Cependant, cette dépendance angulaire peut être mise en évidence directement ou indirectement par d'autres méthodes. D'une part, la tension DC générée lorsque l'aimantation est excitée sous l'action d'un courant hyperfréquence à la fréquence de précession, est directement proportionnelle au couple de transfert de spin [141]. En étudiant comment varie cette tension lorsque l'on change l'angle entre les deux aimantations, il est donc possible de remonter directement à la dépendance angulaire du couple. D'autre part, la mise en évidence de la dépendance angulaire non-standard de la GMR prédite dans ces structures¹⁸ apparaît comme une caractérisation indirecte de la dépendance angulaire oscillante du couple de transfert de spin. Ce type d'étude n'a pu être menée durant cette thèse car il est particulièrement délicat de contrôler précisément l'angle entre les deux aimantations dans une géométrie nanopilier. Elle pourrait être effectuée plus facilement dans une géométrie contact ponctuel (les couches restent continues) dans laquelle l'aimantation de la couche fixe est piégée par « exchange bias » par un antiferromagnétique.

Enfin, il paraît intéressant d'étudier la dynamique induite par le couple oscillant dans d'autres types de dispositifs et de géométrie, en particulier dans la perspective d'application. On pourrait par exemple étudier des structures à couple oscillant dans une géométrie contact ponctuel dans laquelle des largeurs de raie plus fines sont attendues [50]. Pour augmenter la puissance d'émission relativement faible dans nos structures, il pourrait être intéressant d'augmenter la magnétorésistance en utilisant par exemple des jonctions tunnel magnétiques. L'accumulation de spin jouant un rôle négligeable dans des structures tunnel, l'effet oscillant du couple de transfert de spin ne peut

¹⁸Voir section 5.2.5

être obtenu. Une solution serait d'injecter le courant dans une structure métallique à couple oscillant et de détecter la précession de l'aimantation de la couche libre par une jonction tunnel magnétique.

Annexes

Annexe A

Le modèle de Barnas Fert

On suppose qu'un courant uniforme d'électron parcourt une multicouche $F_1/N/F_2/N$ suivant la direction x . On peut distinguer en premier lieu le transport dans les couche non-magnétiques et les couches magnétiques. Dans la couche non-magnétique, les aimantations étant non-colinéaires, il n'y a pas d'axe de quantification privilégié et le potentiel électrochimique $\hat{\mu}$ et le courant de particule \hat{J} suivant x sont décrits par des matrices 2×2 dans l'espace des spins :

$$\hat{J} = \frac{1}{2}(J_0\hat{I} + \vec{J}_s \cdot \hat{\sigma}) \quad (\text{A.1})$$

$$\hat{\mu} = \mu_0\hat{I} + \frac{1}{2}\Delta\vec{\mu} \cdot \hat{\sigma} \quad (\text{A.2})$$

\hat{I} est la matrice identité, et $\hat{\sigma} = \hat{\sigma}_x\vec{u}_x + \hat{\sigma}_y\vec{u}_y + \hat{\sigma}_z\vec{u}_z$, avec $\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z$ les matrices de Pauli et \vec{u}_i les vecteurs unitaires associés à l'axe i . De manière similaire aux équations (1.3) et (1.4) de la section 1.3.2 dans le cas d'aimantation colinéaire, les équations de diffusion du courant et du potentiel chimique s'écrivent :

$$\vec{J}_s = -\frac{1}{e^2\rho_N} \frac{\partial\Delta\vec{\mu}}{\partial x} \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial\vec{J}_s}{\partial x} = \frac{e^2N(E_F)\Delta\vec{\mu}}{\tau_{sf}} \quad (\text{A.4})$$

avec ρ_N la résistivité et $N(E_F)$ la densité d'état pour une direction de spin. De ces deux équations résultent l'équation de diffusion pour le potentiel d'accumulation de spin :

$$\frac{\partial^2\Delta\vec{\mu}}{\partial z^2} - \frac{\Delta\vec{\mu}}{l_{sf}^2} = 0 \quad (\text{A.5})$$

On en déduit $\Delta\vec{\mu}$:

$$\Delta\vec{\mu} = \vec{A} \exp(x/l_{sf}^N) + \vec{B} \exp(-x/l_{sf}^N) \quad (\text{A.6})$$

\vec{A} et \vec{B} sont des constantes. \vec{J}_s se déduit de $\Delta\vec{\mu}$ grâce à l'équation (A.3).

Dans le cas d'un métal ferromagnétique, on a vu dans la section 3.1.1 que le courant de spin est entièrement absorbé à l'interface avec le métal non-magnétique. Dès lors l'accumulation et le courant de spin transverse à la direction de l'aimantation locale sont nuls. Si on note z l'axe associé à la direction du macrospin, opposé à celle de l'aimantation, seules les composantes suivant z de \vec{J}_s et $\Delta\vec{\mu}$ sont non nulles, et \hat{J} et $\hat{\mu}$ s'écrivent :

$$\hat{J} = \frac{1}{2}(J_0\hat{I} + J_{s,z}\hat{\sigma}_z) \quad (\text{A.7})$$

$$\hat{\mu} = \mu_0\hat{I} + \frac{1}{2}\Delta\mu_z\hat{\sigma}_z \quad (\text{A.8})$$

$J_{s,z}$ et $\Delta\mu_z$ suivent les équations classiques de diffusion de Valet et Fert dans des couches ferromagnétiques (1.4) et (1.5) et $\Delta\mu_z$ peut s'écrire sous la forme :

$$\Delta\mu_z = A \exp(x/l_{sf}^F) + B \exp(-x/l_{sf}^F) \quad (\text{A.9})$$

avec C et D deux constantes. $J_{s,z}$ se déduit de $\Delta\mu_z$ par l'équation (A.4).

Pour toute la multicouche, on choisit un axe z comme axe de quantification de référence, parallèle à la direction du macrospin de la couche épaisse polarisatrice F_1 dont l'aimantation est supposé fixe. Dans la couche fine F_2 , l'axe de quantification naturelle z' diagonalisant $\hat{\mu}$, est aligné suivant la direction du macrospin associée à l'aimantation de F_2 et tourné d'un angle φ par rapport à z dans le plan des couches. On peut écrire $\Delta\vec{\mu}_{F_2} = \Delta\mu'_z \vec{u}'_z$ et $\vec{J}_{s,F_2} = J_{s,z'} \vec{u}'_z$. Les composantes $\Delta\mu_i$ et $J_{s,i}$ (i=x, y, z) de $\Delta\vec{\mu}$ et \vec{J}_s s'obtiennent simplement en écrivant $\Delta\mu_i = \Delta\mu'_z \vec{u}'_i \cdot \vec{u}_{z'}$.

On détermine les constantes \vec{A} , \vec{B} , C et D dans les couches en écrivant les conditions aux limites pour le courant de spin et l'accumulation à l'interface F/N. Pour les composantes longitudinales à l'aimantation $J_{s,z}$ et $\Delta\mu_z$, elles sont identiques à celle utilisée dans le modèle de Valet et Fert, c'est-à-dire continuité de courant de spin et discontinuité de l'accumulation due à la présence de résistance d'interface (équations (1.7) et (1.8) p 13). Pour les composantes transverses, on utilise la relation (3.5) p 35, proposée par Brataas *et al.* [77, 8], exprimant le courant de spin transverse dans N en fonction de l'accumulation de spin transverse dans N à l'aide des parties réelles et imaginaires de la conductivité de mélange de spin $G^{\uparrow\downarrow}$ ¹ (défini p 36 Eq. (3.4)).

La composante perpendiculaire du courant de spin étant absorbée par la couche magnétique, le couple de transfert de spin agissant sur la couche fine s'écrit finalement :

$$\vec{\tau} = \frac{\hbar}{2} (\vec{J}_{\perp D} - \vec{J}_{\perp G}) \quad (\text{A.10})$$

avec $\vec{J}_{\perp D}$ et $\vec{J}_{\perp G}$ les composantes transverses des courants de spin dans la couche non-magnétique à l'interface respectivement de droite et de gauche. Dans le cas d'une couche $F_1/N/F_2/N$, $\vec{J}_{\perp D}$ est nul pour F_2 et $\vec{\tau}_{F_2} = \frac{\hbar}{2} \vec{J}_{\perp D}$.

Soulignons enfin que ce modèle est équivalent au modèle de Fert pour des petits angles autour de 0 et π , excepté qu'il ne prend pas en compte le couple lié au courant de spin du au gradient d'accumulation dans la couche de Cu, et qu'il néglige la contribution des courants provenant directement

¹Dans le modèle de Fert, cette condition aux limites s'écrit $j_{m,\perp,accu}^{inc} = \frac{1}{4} \theta_m e^{i\epsilon} m_{Cu}^P v_F$ avec ϵ et t défini p 35, à comparer à l'équation (3.6) p 40. Cela revient à prendre en compte la faible partie réfléchie du courant de spin transverse négligé jusqu'ici.

de la couche de Co, c'est-à-dire les trois derniers termes de l'équation 3.7 p 41. Le modèle de Fert est donc plus approprié pour déduire la pente du couple en fonction de l'angle pour $\varphi = 0$ ou π , ou autrement dit le facteur de polarisation \mathcal{P} dans les état P ou AP.

Annexe B

Les techniques usuelles de nanofabrication

Ce chapitre décrit les différentes techniques nécessaires à la fabrication de nanopiliers magnétiques : techniques de dépôt de couches minces par pulvérisation cathodique et évaporation, techniques de lithographie optique et électronique, techniques de gravure ionique.

B.1 Techniques de dépôt de couches minces

Deux procédés de dépôt de couches minces ont été utilisés durant cette thèse : la pulvérisation cathodique et l'évaporation.

B.1.1 La pulvérisation cathodique

La pulvérisation cathodique consiste à déposer le matériau d'une cible (cathode) sur un substrat (anode). La cible et le substrat sont disposés dans une enceinte à vide et sont séparés de quelques centimètres. Un flux d'argon est introduit dans l'enceinte et un plasma est créé en portant la cathode à une forte tension négative. Les ions Ar^+ bombardent la cible et provoquent l'éjection d'atomes qui viennent se déposer sur le substrat, après diffusion dans l'enceinte. Les couches élaborées durant cette thèse ont été déposées en mode diode DC magnétron. Le mode diode DC consiste à appliquer une différence de tension constante entre les électrodes. Ce mode est adapté aux dépôts de matériaux conducteurs ou semi-conducteurs. Le dépôt des matériaux isolants est souvent effectué en mode RF, où une tension alternative est appliquée entre les électrodes, afin d'éviter les phénomènes d'accumulation de charge. Le mode magnétron consiste à appliquer un champ magnétique perpendiculaire au champ électrique. Sous l'effet de ce champ magnétique, les électrons secondaires éjectés lors de la pulvérisation de la cible acquièrent une trajectoire hélicoïdale autour des lignes de champ magnétique parallèles à la cible. Ceci augmente la probabilité d'un électron d'ioniser un ion Ar^+ au voisinage de la cathode et augmente ainsi le taux de pulvérisation. Le mode magnétron permet de travailler à des pressions de travail plus faible et d'augmenter la vitesse de dépôt. Un des principaux avantages de la pulvérisation est que les espèces pulvérisées se déposent sur le substrat avec une énergie importante (comparée par exemple au dépôt par évaporation), ce qui facilite la diffusion des espèces sur le substrat et permet ainsi d'obtenir des couches plus denses et de meilleure qualité.

Les empilements magnétiques étudiées durant cette thèse ont été déposées dans un bâti de pulvérisation Plassys 900s. La distance cible-substrat est de 12 cm, la pression de travail est de $2,5 \cdot 10^{-3}$ mbar et les vitesses de dépôt des différents métaux utilisés sont de l'ordre de $1 \text{ \AA}/\text{s}$. Il faut souligner qu'un

plasma étant à l'origine de la pulvérisation, le dépôt est peu directionnel. La pulvérisation cathodique est donc peu adaptée à des dépôts dans des trous avec des grands facteurs de forme.

B.1.2 L'évaporation

Le dépôt par évaporation consiste à évaporer un métal dans une enceinte sous vide en le chauffant. Le métal évaporé vient se condenser sur le substrat placé à quelques dizaines de centimètres de la source de métal. Le métal peut être chauffé par effet Joule, en faisant passer un fort courant dans un creuset formé d'un métal réfractaire comme du Tungstène ou du Molybdène dans lequel on a placé des grains du métal à déposer, ou bien en concentrant un faisceau d'électrons sur le métal. Un avantage du dépôt par évaporation par rapport à la pulvérisation est que l'on travaille à des pressions plus faibles (de l'ordre $5 \cdot 10^{-7}$ mbar) ce qui limite les contaminations. Le libre parcours moyen étant plus grand, on peut obtenir des dépôts très directionnels en plaçant le substrat suffisamment loin de la cible. Il permet ainsi des dépôts dans des trous à grand facteur de forme et est particulièrement adapté à la nanofabrication.

B.2 Les techniques de lithographie

B.2.1 Introduction

La lithographie désigne le procédé qui permet d'inscrire des motifs dans un film mince appelé résine, par l'interactions localisées entre cette couche et un instrument d'écriture ou un faisceau de particules. Ainsi pour inscrire un dessin dans la résine, la lithographie optique utilise des photons, la lithographie électronique des électrons. Il existe deux types de résines : les résines *positives* pour lesquelles seule la résine insolée est dissoute après développement et les résines *negatives* pour lesquelles seule la partie insolée reste sur la couche active après développement. Le plus souvent, la résine joue le rôle de couche sacrificielle : lors d'une étape de transfert, elle permet de transférer le motif lithographié dans une couche active. Ce transfert peut être *soustractif*, c'est-à-dire que le motif de lithographie va être transféré à la couche active par gravure, ou bien *additif*, c'est-à-dire que l'on utilise la résine lithographiée pour déposer un nouveau matériau à la surface de la couche active.

Pour transférer un motif par gravure dans la couche active (transfert *soustractif*), on utilisera généralement deux méthodes suivant le type de

résine utilisé. Dans le cas d'une résine positive (figure B.1), on définit tout d'abord par lithographie un motif dans la résine. Un film mince est ensuite déposé, puis la résine dissoute dans un solvant : seule la partie du film qui n'est pas en contact avec la résine reste, c'est le *lift-off*. On a ainsi pu définir un plot sur la couche active. On peut ensuite transférer ce motif par gravure anisotrope en utilisant le plot déposé comme masque de gravure. Dans le cas d'une résine négative, on peut utiliser directement la résine comme masque de gravure (cf figure B.2). Pour déposer un nouveau matériau à la surface de la couche active (transfert *additif*), on utilisera principalement les trois premières étapes de la figure B.1, c'est-à-dire une étape de lithographie, suivie d'une étape de *lift-off*. Ces trois méthodes de transfert forment les différentes briques qui vont permettre la fabrication d'un nanopilier.

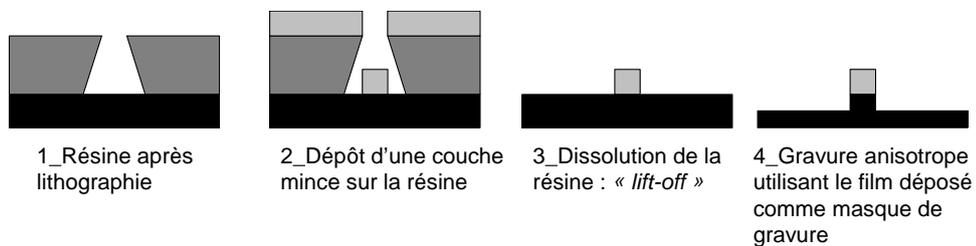


FIG. B.1 – Transfert d'un motif par gravure avec utilisation d'une résine positive

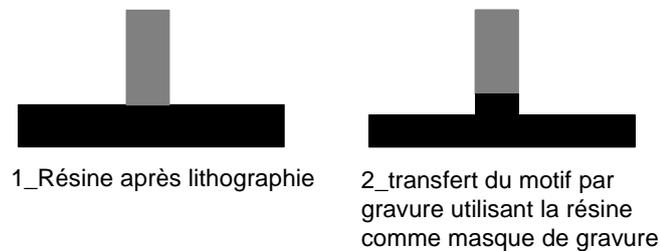


FIG. B.2 – Transfert d'un motif par gravure avec utilisation d'une résine négative

Deux techniques de lithographie ont été utilisées durant cette thèse : la lithographie optique pour les motifs dont les dimensions latérales sont supérieures au micron, la lithographie électronique pour des tailles latérales sub-microniques allant jusqu'à 40 nm.

B.2.2 La lithographie optique

La lithographie optique consiste à enduire l'échantillon à lithographier d'une résine photosensible, puis à l'exposer à la lumière ultraviolette à travers un masque qui est plaqué. Le masque est une plaque de quartz recouverte de parties opaques (en chrome) et de parties transparentes qui reproduisent le motif désiré. Dans le cas d'une résine positive, l'insolation UV rend la résine soluble dans le développeur. Après développement, on peut transférer le motif du masque dans la résine. La limite de résolution de cette technique est liée à la diffraction de la lumière au bord des parties opaques, et donc à la longueur d'onde utilisée. Avec une longueur d'onde de 365 nm et une épaisseur de résine de l'ordre du micron, il est possible d'obtenir des résolutions inférieures au micron. Durant cette thèse, la lithographie optique a été principalement utilisée pour les motifs les plus gros (tailles supérieures à $2 \mu m$). Une fois le masque fabriqué, elle a l'avantage d'être plus simple et rapide à mettre en œuvre que la lithographie électronique.

B.2.3 La lithographie électronique

La lithographie électronique consiste à balayer un faisceau d'électron sur un substrat recouvert d'une résine électrosensible en reproduisant le motif à réaliser. Dans le cas d'une résine positive, comme la PMMA, les électrons modifient la structure électronique par ionisation et cassent les chaînes du polymère. Le motif est révélé en utilisant un solvant faible du polymère qui ne dissout que les chaînes cassées. La longueur d'onde des électrons étant très faible (0,004 nm à 100 kV), la résolution est limitée par l'interaction électrons-matière qui se manifestent principalement par deux effets. D'une part, l'élargissement du faisceau lié aux diffusions vers l'avant que subissent les électrons lors de la pénétration. Cet effet est d'autant plus grand que l'énergie des électrons incidents est faible. D'autre part, la rétrodiffusion des électrons par le substrat. L'étendue de la rétrodiffusion augmente avec la masse atomique du substrat et l'énergie des électrons incidents. La rétrodiffusion est responsable d'effets de proximité, ce qui limite la densité des motifs. Il est souvent préférable d'utiliser des tensions d'accélération élevées (50 à 100 kV) : on augmente d'une part la résolution en diminuant la divergence du faisceau liée aux diffusions vers l'avant, et on dilue d'autre part les électrons rétrodiffusés sur une plus grande surface, ce qui limite leurs effets sur la dose.

Durant cette thèse, les étapes de lithographie électronique ont été effectuées sur le masqueur électronique Leica 5000+ du laboratoire LPN-CNRS à Marcoussis. La tension d'accélération utilisée est de 100 kV. Ce masqueur

permet la réalisation de motifs de dimensions allant jusqu'à 10 nm. Sauf cas particulier, nous avons utilisé de la PMMA d'épaisseur allant de 100 à 250 nm suivant la nature et l'épaisseur du matériau utilisé ensuite pour le lift-off. L'épaisseur choisie est un compromis entre la résolution, qui est d'autant plus grande que la résine est fine et l'épaisseur du matériau à déposer après lithographie. Celle-ci doit rester inférieure à l'épaisseur de la résine (voire la moitié) afin d'éviter de boucher complètement le motif par le dépôt et de faciliter le lift-off. La température et le temps de recuit de la PMMA ont été limitées dans notre cas à 150°C pendant 2 minutes (au lieu de 170°C pendant 10 minutes classiquement), afin d'éviter la diffusion des espèces aux interfaces de la multicouche magnétiques. Le développement s'effectue dans un mélange isopropanol (3 volumes)/MIBK (Méthylisobutylkétone) (1 volume) pendant 45s. La taille et la forme des motifs lithographiés dépendant de la dose et du temps de développement utilisés, un test de dose est effectué à temps de développement constant avant de commencer la fabrication des échantillons.

B.3 Les techniques de gravure

Deux procédés de gravure ont été utilisés durant cette thèse. La gravure ionique à faisceau d'ion et la gravure ionique réactive.

B.3.1 La gravure ionique à faisceau d'ion

La gravure à faisceau ionique (ou IBE pour « Ion Beam Etching ») consiste à bombarder d'ions énergétiques (quelques centaines d'eV) l'échantillon à graver dans une enceinte sous vide. Les ions sont le plus souvent des ions de gaz rare, typiquement de l'argon, afin d'éviter toute réaction chimique avec le matériau à graver. Le faisceau d'ion est souvent neutralisé pour diminuer les charges électrostatiques à la surface de l'échantillon qui entraînent une diminution de la vitesse de gravure. Le principal avantage de l'IBE est qu'en raison des faibles pressions de travail utilisées ainsi que de la grande énergie cinétique des ions, la gravure est très anisotrope et permet d'obtenir des flancs de gravure quasiment verticaux pour de faibles épaisseurs gravées.

Cependant, l'IBE souffre de certains handicaps. Tout d'abord, dans le cas de couches épaisses à graver, des phénomènes de redépôt sur les flancs apparaissent entraînant un élargissement et une déformation du motif ce qui peut être très problématique pour la gravure de petits motifs (voir figure B.3, ainsi que la section 6.2.2 p 81). D'autre part, l'IBE est peu sélective : le rapport des vitesses de gravure du matériau à graver et du masque est souvent

faible. Suivant les matériaux utilisés et l'angle d'incidence, il ne dépasse pas 5 en général, 10 dans le meilleur des cas [142]; Ceci impose nécessairement des masques de gravure relativement épais si l'on souhaite graver beaucoup de matériau. Par ailleurs, durant la gravure, le masque est lui aussi érodé et ceci préférentiellement sur les côtés (la gravure est plus rapide suivant un angle θ dépendant du matériau, en général proche de 30°). Ceci peut entraîner une érosion prématurée du motif sur les côtés et donner une forme conique au motif après gravure. Enfin, l'IBE est un procédé de gravure relativement lent, les vitesses de gravure atteignant au maximum quelques dizaines de nm par minutes.

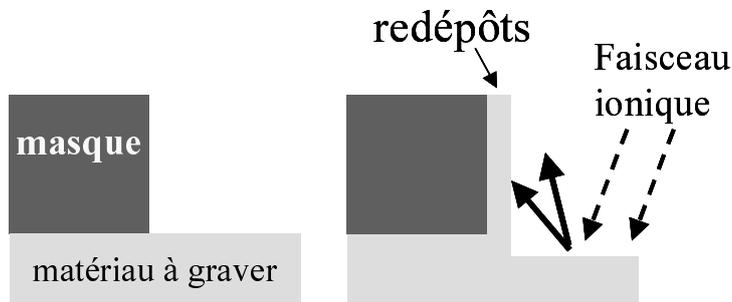


FIG. B.3 – Redépôts sur les flancs du motif lors de la gravure IBE

Durant cette thèse, les étapes de gravure des multicouches magnétiques ont été effectuées sur un bâti IBE comprenant un canon ionique de gravure associé à un spectromètre de masse à détection d'ions secondaires (ou SIMS pour « Secondary Ion Mass Spectrometer »), qui permet la détection de fin d'attaque. Son fonctionnement a été décrit en détail dans la thèse de Guillemin Rodary [143]. La gravure du nanopilier magnétique est effectuée à une tension d'accélération de 250 à 300 V et un courant de neutralisation de 6 à 8 A. Durant la gravure, le porte substrat est en rotation afin d'éviter les effets d'ombrage et d'avoir une vitesse de gravure homogène sur la surface de l'échantillon. Le faisceau d'ion est en incidence normale par rapport à l'échantillon.

Le spectromètre de masse permet de suivre en temps réel la nature des espèces gravées. Dans le cas des multicouches magnétiques, son utilisation est très utile si l'on souhaite s'arrêter à une interface. On peut voir sur la figure B.4 un exemple de spectre SIMS enregistré lors de l'étape de gravure du pilier magnétique pour la multicouche suivante : $\text{SiO}_2/\text{Ta } 5/\text{Cu } 35/\text{Ta } 10/\text{Cu } 2/(\text{Py } 15/\text{Cu } 10/\text{Co}_3/\text{Cu } 3/\text{PtMn } 2/\text{Cu } 3) \times 3/\text{Au } 20$ (Py pour $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), les chiffres correspondant aux épaisseurs en nm. Dans le cas présent, la gravure du pilier magnétique a été arrêtée à la troisième interface Cu/Py après

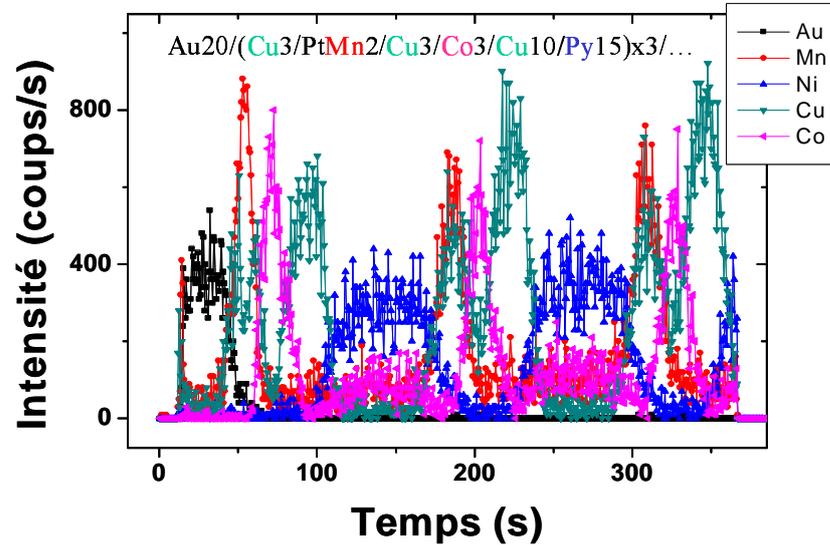


FIG. B.4 – Spectre SIMS en fonction du temps de la multicouche $\text{SiO}_2/\text{Ta } 5/\text{Cu } 35/\text{Ta } 10/\text{Cu } 2/(\text{Py } 15/\text{Cu } 10/\text{Co}3/\text{Cu}3/\text{PtMn } 2/\text{Cu } 3)\times 3/\text{Au}20$ (Py pour $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), les chiffres correspondent aux épaisseurs sont en nm.

apparition du signal de Ni et diminution du signal de Cu.

B.3.2 La gravure ionique réactive

Le principe de la gravure ionique réactive (ou RIE pour « Reactive Ion Etching ») est d'allier la gravure physique liée au bombardement ionique à une gravure chimique en utilisant des espèces réactives vis-à-vis de la surface à graver. Dans ce procédé, on crée un plasma RF (13,56 MHz) à l'intérieur d'une enceinte sous vide et remplie d'un mélange gazeux réactif. L'échantillon à graver est placé sur la cathode du système. Lorsque le plasma RF est amorcé, un potentiel négatif est créé spontanément du fait de la mobilité plus faible des ions par rapport aux électrons. Ce potentiel accélère les ions vers la surface qui la pulvérise. A ce processus physique s'associe une gravure chimique de l'échantillon. Lors de la création du plasma, les précurseurs gazeux sont dissociés en de nombreuses espèces chimiques parmi lesquelles des radicaux électriquement neutres et très réactifs qui réagissent avec la surface à graver en formant des produits très volatiles.

La gravure RIE possède de nombreux avantages. Tout d'abord, la vola-

tilité des produits de réaction formés limite le phénomène de redépôt sur les flancs et permet d'obtenir des profils de gravure très verticaux. D'autre part, le procédé est très sélectif : certains matériaux non réactifs au gaz d'attaque ont une vitesse de gravure quasi nulle et peuvent être utilisés comme masque de gravure même pour de fines épaisseurs déposées. Le processus chimique associé à la gravure physique rend la gravure RIE beaucoup plus rapide que la gravure IBE. Elle est particulièrement adaptée à la gravure des composés siliconés (Si_3N_4 ou SiO_2) et carbonés (résine). On utilise généralement dans ce cas des gaz d'attaque fluorés (SF_6 typiquement) qui réagissent avec le carbone et le silicium ou bien oxygénés pour les composés carbonés. La RIE permet aussi de faire varier les vitesses de gravure relatives de différents matériaux en jouant sur la composition du gaz utilisé ou bien d'effectuer des gravures isotropes en travaillant à haute pression. Cependant, certains matériaux peu réactifs sont difficiles à graver en RIE. C'est le cas de la plupart des métaux pour lesquelles la gravure IBE est plus adaptée (on peut citer cependant le Ti et le W qui se gravent facilement avec des gaz fluorés).

La gravure RIE a été principalement utilisée durant cette thèse pour graver des résines et du Si_3N_4 , soit avec des procédés très anisotropes afin d'obtenir des flancs de résine très droits, soit avec des procédés isotropes lors d'étapes de planarisation (voir section 6.2.1). Le bâti de gravure utilisé est muni d'un système de suivi laser à interférométrie permettant de connaître en temps réel l'épaisseur gravée.

Annexe C

**Résultats complémentaires
dans les nanopiliers IrMn/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm)**

Nous présentons dans cette annexe des résultats complémentaires obtenus lors de l'injection de courant partant de l'état AP à faible champ. Les mesures en transport statique (section C.1) montrent la formation, lors de l'injection de courant positif partant de l'état AP, d'un état de résistance intermédiaire stable à courant nul que nous attribuons à un état statique inhomogène de l'aimantation. Les mesures fréquentielles (section C.2) nous ont permis d'observer des excitations dynamiques lors de l'injection de courant dans l'état AP et dans l'état de résistance intermédiaire stable. Elles montrent en particulier des excitations basse fréquence dans l'état de résistance intermédiaire, très différente de celles observées lors de l'injection de courant positif partant de l'état P (pics dans la résistance différentielle). Ces excitations suggèrent des mode de précession de cœur de vortex.

C.1 Caractérisation en transport statique

Nous nous intéressons à l'effet de l'injection du courant à bas champ partant d'un état *antiparallèle* des aimantations. Les figures C.1(b-c) montrent les courbes $R(I)$ normalisées obtenues pour différentes valeurs du champ magnétique appliqué. L'état initial de résistance pour chaque valeur de champ est celui correspondant aux points colorés sur la figure C.1(a). A partir de cet état de résistance, une rampe de courant est appliquée de la manière suivante : $0 \rightarrow 10 \text{ mA} \rightarrow -10 \text{ mA} \rightarrow 10 \text{ mA} \rightarrow 0 \text{ mA}$.

Trois types de comportement sont observés suivant la valeur du champ magnétique appliqué.

Pour des champs inférieurs à -170 Oe proche du champ de retournement (points noire et rouge), l'application d'un courant positif entraîne le retournement de l'aimantation vers l'état P (Fig. C.1(b)). Une fois dans l'état P, on observe aucune variation de la résistance en faisant varier le courant. Ceci peut s'interpréter de la manière suivante : pour un courant positif, le couple de transfert de spin déstabilise l'aimantation de l'état AP vers l'état P stabilisé par le champ. Etant donné la forte dépendance en champ des courants critiques en courant positif observée dans l'état P, aucune excitation ne se produit après le retournement dans la gamme de courant étudiée.

Pour des valeurs de champ appliqué plus élevées compris entre -150 et -10 Oe, l'injection d'un courant positif à partir de l'état AP entraîne un retournement incomplet de l'aimantation vers un état caractérisé par une valeur intermédiaire de résistance. Cet état est stable à courant nul et est donc associé à un état statique de l'aimantation correspondant à une nouvelle configuration magnétique. Il n'est observé que partant de l'état AP et jamais de l'état P. Les courants critiques de retournement augmentent lorsque le

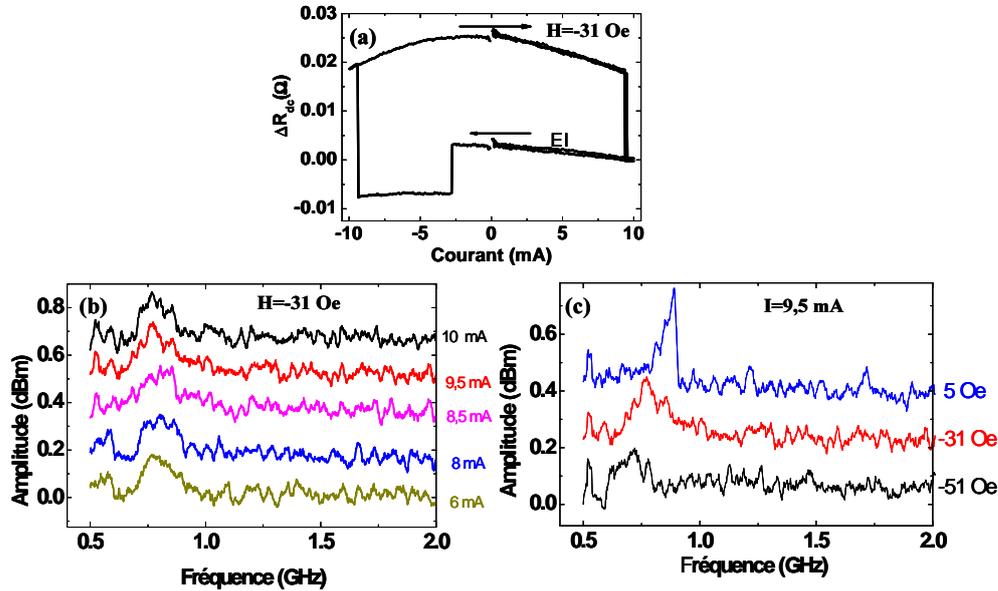


FIG. C.1 – (a) Cycle mineur de la résistance en fonction du champ appliqué associé à la couche de Py. Les points colorés indiquent l'état de résistance initial avant l'injection du courant pour différents champs magnétiques. (b-c) Résistance normalisée en fonction du courant appliqué pour différentes valeurs du champ magnétique.

champ augmente, c'est-à-dire lorsque l'aimantation de la couche de Py est plus stable et celle de la couche de Co plus instable. Cet état intermédiaire est donc associé à la couche de Py et non à la couche de Co. Ceci est confirmé par le signe du courant associé à la formation de cet état intermédiaire. Le couple de transfert de spin excite l'aimantation de la couche de Co dans l'état AP pour un courant négatif et non positif. Aucune formation d'état intermédiaire n'a été observée dans cette gamme de champ après application d'un courant négatif partant de l'état AP.

Il paraît important de souligner que, malgré une résistance GMR comparable, cet état intermédiaire (noté E1) est très différent de celui observé en courant positif partant de l'état P (pic dans la résistance différentielle) (noté E2). D'une part, l'état E2 n'est jamais stable à courant nul et sa formation avec le courant est *réversible*. A l'opposé, l'état E1 est toujours stable à courant nul et le retournement *irréversible*. D'autre part, ces deux états ne sont pas observés dans la même gamme de champ ($-15 \leq H \leq 44$ Oe pour le premier et $-150 \leq H \leq -10$ Oe pour le second). Cette différence apparaît clairement dans les mesures hyperfréquence présentées plus loin section C.2.2.

Enfin, pour des champs supérieurs à -10 Oe, l'aimantation reste dans

l'état AP stabilisé par le champ, quelque soit la polarité du courant appliqué (Fig. C.1(c), $H=21$ Oe correspondant au point rose sur Fig. C.1(a)).

Etat magnétique associé à l'état intermédiaire de résistance

Acremann *et al.* [53] ont observé un état intermédiaire de résistance stable à courant nul très similaire au nôtre, dans un nanopilier de même dimension 100×150 nm², la couche libre étant une couche de CoFe de 4 nm. Comme dans notre cas, cet état n'était observé qu'après application d'un courant suffisamment important partant de l'état antiparallèle et il était possible de retourner l'aimantation entre cet état intermédiaire et l'état antiparallèle en appliquant successivement des impulsions de courant négatives et positives.

Ces auteurs ont pu mettre en évidence par des mesures X-PEEM résolu en temps que cet état intermédiaire stable était caractérisé par une distribution spatiale de l'aimantation en forme de « C » (voir Fig. 4.7(b-e) p 56).

La formation d'un tel état magnétique stable dans notre nanopilier peut s'expliquer simplement en considérant les différentes énergies magnétiques en jeu. Considérons pour simplifier le cas d'une configuration magnétique de type vortex. Cet état est énergétiquement plus favorable qu'un état monodomaine si le gain en énergie magnétostatique $e_d \sim 1/2\mu_0 M_s^2 t/d$ associé à la formation du vortex est plus grand que le coût en énergie d'échange $e_e \sim A(\pi/d)^2$, A étant la constante d'échange. $e_d > e_e$ si $td > l^2$ avec $l = \sqrt{2A\pi^2/M_s^2} \sim 15$ nm dans le Permalloy¹. L'état vortex est donc d'autant plus favorisé que l'épaisseur et les dimensions latérales du nanoaimant sont grandes. Dans notre cas, la couche de Py est plus épaisse que dans les expériences de transfert de spin classique (8 nm) et pour une dimension moyenne $d \sim 130$ nm, on a $td \sim 1000$ nm² et $l^2 \sim 225$ nm². L'état vortex est donc *a priori* plus stable dans notre nanoaimant de Py qu'un état monodomaine.

Ceci va dans le sens de récents travaux de Urazhdin *et al.* [144]. Ces auteurs ont calculé la stabilité des états vortex et monodomaine de l'aimantation d'un disque de Py lorsque l'on fait varier son épaisseur et son diamètre. La figure C.2(a) montre le diagramme de phase obtenu. Les courbes continues et discontinues sont les lignes de stabilité associées respectivement aux états vortex et monodomaine. Les deux configurations sont stables dans la région entre les deux courbes. L'énergie de l'état vortex (resp. monodomaine) est plus faible au-dessus (resp. au-dessous) de la courbe en pointillé dans la zone bistable. Pour un disque de 65 nm de rayon et de 8 nm d'épaisseur, correspondant approximativement au nanoaimant de Py dans nos nanopiliers, on se trouve dans la zone de bi-stabilité proche de la ligne pointillée d'égalité

¹Nous utilisons $A=10^{-11}$ J/m et $\mu_0 M_s=1$ T dans le Py.

énergie. Les deux états sont donc stables et ont des énergies proches.

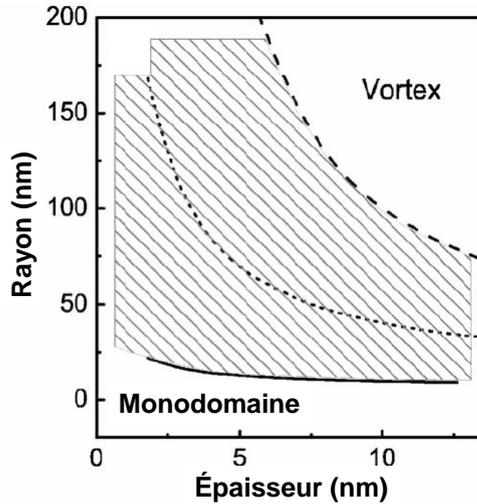


FIG. C.2 – Diagramme de stabilité calculé par Urazhdin et al. [144] pour des disques de Py en fonction de l'épaisseur et le rayon du disque avec $\mu_0 M_s = 0.8$ T et une longueur d'échange $l_e = 18$ nm. La signification des courbes est décrite dans le texte. Figure extraite de la référence [144].

Ceci permet d'expliquer le comportement observé dans nos piliers. Lors de l'application d'un courant positif, le couple de transfert de spin ainsi que le champ d'Oersted vont déstabiliser l'état AP monodomaine et favoriser la formation d'un état de type « C »/vortex de résistance intermédiaire. En présence d'un champ plus important, l'état monodomaine devient énergétiquement plus favorable et l'aimantation se retourne (ou reste) dans l'état P (ou AP) suivant la direction du champ.

C.2 Caractérisation fréquentielle

Nous présentons dans cette section des résultats de mesure hyperfréquence obtenus lors de l'injection de courant dans l'état AP et dans l'état de résistance intermédiaire stable à courant nul EI.

C.2.1 Etat antiparallèle

Nous avons pu observer des excitations hyperfréquence partant de l'état AP en courant positif. Les figures C.3(a) et (b) présentent des spectres mesurés dans l'état AP (l'aimantation est alignée suivant la direction des champs positifs) respectivement pour (a) un champ fixe de -15 Oe et des courants croissants et (b) un courant fixe de 9 mA et des champs croissants. On observe deux pics, l'un de forte amplitude vers 3,3 GHz, l'autre de plus faible amplitude vers 4,1 GHz (Fig. C.3(a)). La fréquence de ces pics varie peu avec le courant et augmente légèrement avec le champ, ce qui suggère des modes

de précession dans le plan. On s'attend à de telles excitations dans l'état AP dans le cas d'une dépendance angulaire oscillante du couple de transfert de spin, cette configuration des aimantations étant déstabilisée par un courant positif. Nous n'avons pas observé d'excitations similaires en courant négatif dans l'état AP.

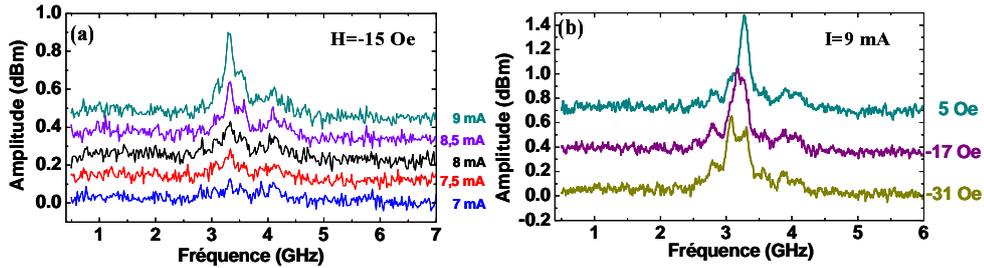


FIG. C.3 – Spectres hyperfréquence mesurés dans l'état AP (l'aimantation de la couche de Py est alignée suivant les champs positif) pour (a) $H = -15$ Oe et différents courants appliqués et (b) $I = 9$ mA et différentes valeurs de champs appliqués.

C.2.2 Etat de résistance intermédiaire stable à courant nul

Nous avons pu caractériser par des mesures hyperfréquence l'état de résistance stable à courant nul observé lors de l'application d'un courant positif partant de l'état AP (présenté dans la section précédente). Cet état est visible sur la courbe $R(I)$ normalisée mesurée pour $H = -31$ Oe représentée Fig. C.4(a) (noté EI). La figure C.4(b) présente les spectres hyperfréquence mesurés lorsque l'aimantation se trouve dans cet état intermédiaire de résistance pour $H = -31$ Oe et différentes valeurs de courant comprises entre 6 et 10 mA. On observe des pics dans le spectre vers 770 MHz dont la fréquence varie peu avec le courant. On peut voir sur la figure C.4(c) que la fréquence de ces pics augmente avec le champ appliqué à courant fixe ($I = 9,5$ mA). Des pics similaires ont été observés dans un second échantillon dans un état de résistance intermédiaire équivalent. Sur les deux échantillons, ces pics sont observés systématiquement dans cet état intermédiaire et leur fréquence est toujours inférieure à 1 GHz. Ces pics basses fréquences contrastent avec les pics observés à plus haute fréquence ($1,5 \text{ GHz} \leq f \leq 3,5 \text{ GHz}$) lors de l'application d'un courant positif partant de l'état P décrit plus haut et apparaissent comme la signature de cet état de résistance.

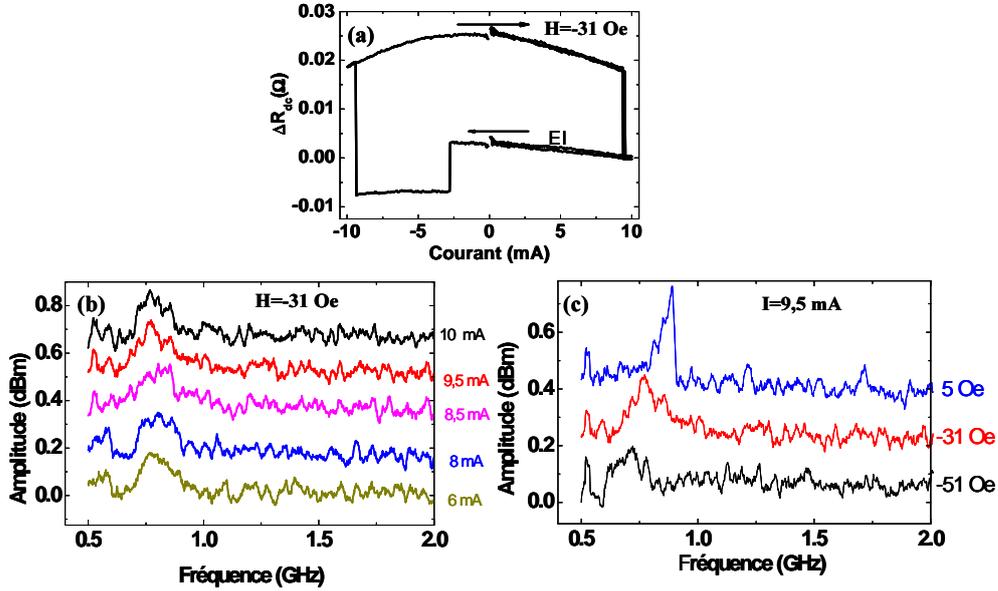


FIG. C.4 – (a) Résistance normalisée en fonction du courant pour $H = -31$ Oe. EI désigne l'état de résistance intermédiaire stable à courant nul. (b) Spectres hyperfréquence mesurés dans l'état EI pour (a) $H = -31$ Oe et différentes valeurs de courant appliqué et (c) $I = 9,5$ mA et différents champs magnétiques. La configuration parallèle des aimantations correspond aux deux aimantations orientées vers les champs négatifs.

Dans la section C.1, nous avons attribué cet état de résistance intermédiaire stable à un état statique inhomogène de type C/vortex. De nombreux travaux théoriques et expérimentaux [145, 146, 147, 148, 149, 150, 151, 152, 153] montrent que dans des disques ou ellipses micrométriques ou sub-micrométriques, une configuration vortex est caractérisée par un mode propre dynamique de fréquence caractéristique sub-gigahertz. Ce mode dit de translation est associé à une oscillation en forme de spirale du cœur de vortex autour de sa position d'équilibre. Dans des structures sub-micrométriques, la fréquence d'oscillation f_0 associée à ces modes dépend principalement du rapport d'aspect vertical $\beta = e/R$, e étant l'épaisseur de la couche et R le rayon du disque et pour $\beta \ll 1$, f_0 augmente linéairement avec β [145, 152]. Pour $\beta = 8/65 \approx 0,12$ correspondant à nos nanopiliers, une fréquence d'oscillation de l'ordre de 0,6 GHz est attendue théoriquement [145, 150]. Expérimentalement, des fréquences de l'ordre de 400 MHz ont été mesurées par Park *et al.* [146, 150] dans des disques circulaires d'1 μm tel que $\beta \approx 0,12$ par des mesures d'effet Kerr résolu en temps. Par ailleurs, des

travaux théoriques et expérimentaux ont montré qu'il était possible d'exciter ces modes d'oscillation de vortex par injection d'un courant polarisé en spin [154, 153, 155]. Ainsi, Kasai *et al.* [155] ont réussi à exciter un mode de translation de vortex par un courant AC polarisé de fréquence proche de la fréquence de résonance $f \approx 330$ MHz dans un disque submicronique de 40 nm d'épaisseur et 410 nm de rayon ($\beta \approx 0.01$).

Il est possible que de tels modes d'oscillation de cœur de vortex de fréquence sub-gigahertz soient associés aux pics observés à basse fréquence dans l'état de résistance EI. Les fréquences plus élevées observées expérimentalement ($0,7 \text{ GHz} \leq f \leq 1 \text{ GHz}$) peuvent s'expliquer par l'action du champ magnétique (Oersted et appliqué) et/ou du couple de transfert de spin. Ceux-ci peuvent *a priori* modifier le profil d'énergie du puit de potentiel associé à la position d'équilibre du vortex et changer ainsi la fréquence des oscillations [151]. Il est important de souligner que ces fréquences restent dans la gamme sub-gigahertz prédite pour de telles oscillations [150] et toujours observée expérimentalement [146, 147, 148, 149, 151, 152, 155]. Il paraît ainsi très peu probable que les pics observés à plus haute fréquence ($f \geq 1,5 \text{ GHz}$) dans nos échantillons soient liés à de telles excitations². Des fréquences supérieures sont prédites pour des modes d'excitation d'onde de spin qui correspondent à des oscillations radiales symétriques de l'aimantation en dehors du cœur de vortex [157, 150]. Cependant, pour $\beta = 0,12$, ces modes ont des fréquences caractéristiques bien supérieures à celles associées aux pics dans nos échantillons ($f \geq 10 \text{ GHz}$ [150]).

²Dans un disque sub-micronique de structure tricouche F/N/F, Guslienko *et al.* [156] ont montré par des simulations micromagnétiques qu'en présence d'un vortex dans chacune des couches ferromagnétiques, des modes d'oscillation couplés de fréquence plus élevées pouvait apparaître. Le couche de Co étant étendue et piégée par la couche d'IrMn, il paraît improbable que de telles modes d'oscillations puissent exister dans nos échantillons.

Annexe D

Paramètres utilisés pour les simulations macrospin

La direction de l'aimantation de la couche libre (Py) est décrite par le vecteur \vec{m} ($|\vec{m}| = 1$). Le champ appliqué $\vec{H} = H \vec{u}_x$ est dans le plan des couches suivant la direction du champ d'anisotropie uniaxiale $\vec{H}_u = H_{an} \cos \varphi \vec{u}_x$ dû à la forme elliptique du nanopilier. On note $-m_z H_d \vec{u}_z$ le champ démagnétisant suivant la direction \vec{u}_z perpendiculaire au plan des couches. Le vecteur \vec{m} fait un angle φ avec l'aimantation de la couche polarisatrice (Co) supposée fixe et alignée suivant la direction du champ d'anisotropie uniaxiale \vec{u}_x .

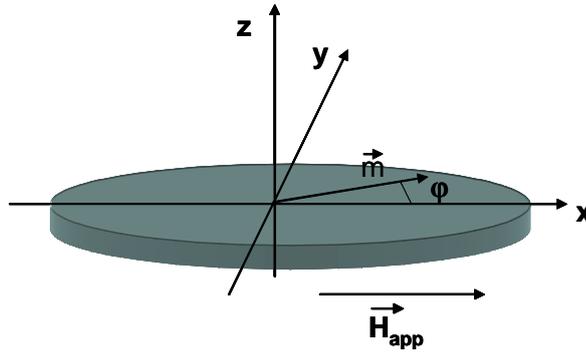


FIG. D.1 –
Représentation
schématique du nanoaimant.

Paramètres magnétiques et de transport Nous avons utilisé l'expression analytique de la dépendance angulaire du couple (5.4) déduite par Slonczewski et Stiles dépendant de quatre paramètres constants¹. Ces quatre paramètres ont été obtenus en ajustant la dépendance angulaire du couple calculée dans le cadre du modèle de Barnas-Fert pour la structure A² présentée Fig. 5.4 avec l'expression (5.4)³.

Les simulations ont été effectuées à $T=0K$ et à $T=300 K$. Dans ce dernier cas, nous avons pris en compte un champ aléatoire \vec{H}_T tel que [158, 159] $\mu_0 \vec{H}_T = \sqrt{2k_B T \alpha / V M_s \gamma \Delta t} \vec{H}_{al}$, avec \vec{H}_{al} un champ aléatoire gaussien tel que $\langle \vec{H}_{al} \rangle = 0$ et $\langle H_{al}^2 \rangle = 1$, $V=1,1 \cdot 10^{-22} m^3$ le volume du nanoaimant de Py correspondant au nanopilier A, $\gamma = 1,76 \cdot 10^{11} Hz/T$ le rapport gyromagnétique, α l'amortissement, Δt le pas de temps d'intégration.

Une aimantation à saturation $\mu_0 M_S = 0,87 T$ a été utilisée, valeur déduite d'expérience de résonance ferromagnétique effectuée sur des films minces de $Cu(6nm)/Py(7nm)/Cu(6nm)$ ⁴. Les champs H_d et H_{an} peuvent s'exprimer en fonction des facteurs démagnétisants N_x , N_y et N_z associées à la forme du

¹Nous avons négligé dans l'expression du couple la composante τ_φ dite de « champ effectif » (faible) (voir section 3.1.1.2)

²Ce calcul a été effectué par J. Barnas et M. Gmitra.

³ On peut souligner que l'ajustement obtenu est excellent.

⁴Ces mesures ont été effectuées par Hervé Hurdequin.

nanoaimant tels que $H_d \approx M_s(N_z - N_y)$ et $H_{an} \approx M_s(N_y - N_x)$. Pour une ellipse de dimension latérales $105 \times 150 \text{ nm}^2$ et d'épaisseur 8 nm correspondant au nanopilier A⁵, nous trouvons [160] $N_x=0.047$, $N_y=0.063$, $N_z=0.89$ entraînant $\mu_0 H_d \approx 0.7 \text{ T}$ et $\mu_0 H_{an} \approx 0.014 \text{ T}$, proche du champ d'anisotropie que l'on peut déduire du champ coercitif expérimental ($H_{an} \approx 145 \text{ Oe}$)⁶. Pour permettre une comparaison directe entre les diagrammes de phase expérimentaux et théoriques, le champ d'anisotropie dans le plan a été ajusté de manière à ce que le champ coercitif théorique soit égal au champ coercitif expérimental mesuré sur la nanopilier A $\mu_0 H_c = 0.009 \text{ T}$. Pour les mesures à $T=0 \text{ K}$, nous avons donc $\mu_0 H_c = \mu_0 H_{an} = 0.009 \text{ T}$ et à $T=300 \text{ K}$, avec les paramètres et le temps d'attente utilisé, $\mu_0 H_{an} = 0.012 \text{ T}$. Par ailleurs, un champ dipolaire de 43 Oe (mesuré expérimentalement sur le nanopilier A) a été pris en compte. Enfin le paramètre α a été choisi de manière à ce que les courants critiques d'excitations observés dans les simulations à 300 K soient proches des courants expérimentaux (les courants sont déduits des densités de courant en multipliant ces dernières par la surface latérale $A=1,38 \cdot 10^4 \text{ nm}^2$ du nanopilier 2 mesuré au MEB). Par cette procédure, nous trouvons un facteur $\alpha = 0,018$ proche des valeurs expérimentales reportés dans des nanopiliers de Py de l'ordre de 0.025 [52, 161].

Méthodes numériques L'équation LLG (2.4) a été résolue grâce à un algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4, le pas de temps utilisé étant 1 ps ⁷. Pour les simulations à $T=0 \text{ K}$, après l'application du courant à la valeur de consigne, pour s'assurer que l'aimantation a atteint un état stationnaire, un temps de relaxation de 100 ns a été utilisé, puis la trajectoire est enregistrée sur un temps d'intégration de 40 ns afin de pouvoir effectuer la transformé de Fourier et déduire la magnétorésistance. Pour les simulations à $T=300 \text{ K}$, une rampe de 10^5 mA/s a été utilisée entre chaque valeur de courant de consigne. Pour ces valeurs de consignes, un temps de relaxation de 30 ns a été utilisé et un temps d'intégration de 40 ns .

⁵Les dimensions ont été légèrement modifiées par rapport aux dimensions mesurées (5 nm dans la barre d'erreur des mesures MEB) pour obtenir un meilleur accord entre H_{an} expérimental et théorique.

⁶ Le champ coercitif H_c à une température T peut être exprimé en fonction du champ d'anisotropie uniaxial H_k [126] tel que $H_c(H_k) = H_k(1 - [k_B T / E_k \ln(f_0 \tau_m / \ln 2)]^{1/2})$ avec $E_k = 1/2 \mu_0 M_s V H_k$, f_0 la fréquence d'essai de l'ordre du GHz et τ_m le temps de mesure de l'ordre d'1s. En résolvant cette équation avec les paramètres correspond au nanopilier 2 et en supposant $f_0=1 \text{ GHz}$, on trouve $H_{an} \approx 145 \text{ Oe}$.

⁷Le code de calcul a été écrit initialement par Julie Grollier puis amélioré au cours de cette thèse.

Annexe E

Calcul du couple de transfert de spin

Dépendance angulaire du couple de transfert de spin dans les structures A, B, C et D

Nous décrivons dans cette section les différents paramètres du couple de transfert de spin dans les structures A (Ta/Co(8 nm)/Cu/Py(8 nm)), B (IrMn/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm)), C (Cu/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm)), D (IrMn/Co(5 nm)/Cu(10 nm)/Co(15 nm)).

La dépendance angulaire oscillante du couple n'a été calculée dans le cadre du modèle de Barnas-Fert¹ que dans la structure A Ta/Co(4 nm)/Cu/Py(8 nm) et correspond à la courbe $\tau_\varphi(\varphi)$ représentée Fig. 5.4(c) p 64(c).

Dans le cadre du modèle de Fert², le couple de transfert de spin τ_φ est calculé pour de petits angles φ proches respectivement des configurations P(AP)³. Celui-ci est exprimé à partir des facteurs de polarisation *effective* $\mathcal{P}_{P(AP)}$ telle que :

$$\tau_\varphi(\varphi) = -\mathcal{P}_{P(AP)} \frac{I \hbar}{e 2} \sin \varphi$$

\mathcal{P}_P (resp. \mathcal{P}_{AP}) est proportionnel à la pente de la dépendance angulaire en $\varphi = 0$ (resp. $\varphi = \pi$).

L'angle φ_c annulant le couple permet d'évaluer l'aspect oscillant du couple : l'« effet oscillant » est d'autant plus « prononcé » que φ_c est élevé. En utilisant l'expression analytique de la dépendance angulaire de la polarisation (5.4), on peut montrer facilement que φ_c s'exprime en fonction de

¹Voir section 5.1.1 et annexe A.

²Voir section 3.4

³Voir section 5.1 p 61 pour plus de détails.

$\mathcal{P}_{P(AP)}$ suivant la relation⁴ :

$$\cos \varphi_c = (1 + \mathcal{P}_P/\mathcal{P}_{AP})/(1 - \mathcal{P}_P/\mathcal{P}_{AP})$$

Afin de calculer \mathcal{P}_P et \mathcal{P}_{AP} , l'accumulation de spin et le courant de spin dans la couche non-magnétique (Cu) et dans la couche fixe (Co) sont tout d'abord calculés respectivement dans les configurations colinéaires P et AP en résolvant les équations de Valet-Fert⁵ dans la structure à partir des paramètres CPP-GMR présentés dans le paragraphe suivant. \mathcal{P}_P et \mathcal{P}_{AP} sont ensuite déduits de l'expression (3.7) du couple déduite par Fert. Les valeurs \mathcal{P}_P , \mathcal{P}_{AP} et φ_c pour les différentes structures A, B, C et D sont présentées dans le tableau E.1. Nous avons ajouté pour comparaison les valeurs de ces paramètres pour une structure S « standard » Cu/Py(15 nm)/Cu(10 nm)/Py(4 nm)/Au.

	A	B	C	D	S
\mathcal{P}_P	-0,24	-0,22	-0,26	-0,18	0,4
\mathcal{P}_{AP}	0,62	0,50	0,55	0,61	0,7
φ_c	64°	67°	69°	57°	-

TAB. E.1 – Facteurs de polarisation effectifs \mathcal{P}_P et \mathcal{P}_{AP} et angles φ_c annulant le couple dans les structures A à D.

On peut remarquer que les angles φ_c et les valeurs des polarisations sont proches dans les structures A, B et C, malgré des structures différentes. Dans la structure D, la couche libre est une couche de Co, et la longueur de diffusion de spin plus grande par rapport à la couche de Py diminue l'effet.

Paramètres CPP-GMR utilisés pour le calcul du couple

Les paramètres CPP-GMR utilisés pour le calcul du couple sont présentés dans les tableaux E.2, E.3 et E.4. Le tableau E.2 présente les paramètres CPP-GMR utilisés pour les différents métaux dans le matériau massif : coefficient d'asymétrie de spin β , résistivité normalisée ρ^* telle que $\rho^* = \rho/(1 - \beta^2)$, ρ étant la résistivité du matériau, et longueur de diffusion de spin l_{sf} . Les paramètres de diffusion aux interfaces sont présentés dans les tableaux E.3 et E.4 : résistance d'interface r_b , coefficient d'asymétrie de spin interfacial γ , coefficient de « spin memory loss » δ .

⁴Pour arriver à cette expression, nous avons exprimé \mathcal{P}_P et \mathcal{P}_{AP} en fonction des 4 paramètres constants (B_0 , B_1 , q_+ , q_-), puis résolu l'équation $\mathcal{P}(\varphi_c) = 0$. On peut noter que φ_c n'existe que si \mathcal{P}_P et \mathcal{P}_{AP} sont de signes contraires.

⁵Voir section 1.3.2. Le code utilisé pour la résolution des équations Valet-Fert a été conçu au laboratoire par H. Jaffrès.

	Ta	Co	Py	Cu	Au	IrMn	Ru
β	0	0,46	0,76	0	0	0	0
ρ^* ($\mu\Omega.cm$)	170	30	36	2,9	2	200	10
l_{sf} (nm)	10	38	4	350	35	1,6	14

TAB. E.2 – Paramètres CPP-GMR utilisés pour le calcul du couple dans le matériau massif pour les différents métaux utilisés.

	Cu/Co	Cu/Py	Co/Ta	Cu/Ta
r_b ($f\Omega.m^2$)	0,51	0,5	0,5	0,5
γ	0,77	0,7	0,7	0
δ	0,25	0,25	0,25	0,1

TAB. E.3 – Paramètres CPP-GMR utilisés pour le calcul du couple aux interfaces entre les différents métaux.

	Cu/Au	IrMn/Co	IrMn/Ru	Ru/Cu
r_b ($f\Omega.m^2$)	0,17	0,25	0,25	0,5
γ	0	0	0	0
δ	0,13	0,25	0,25	0,35

TAB. E.4 – Paramètres CPP-GMR utilisés pour le calcul du couple aux interfaces entre les différents métaux.

Ces paramètres proviennent dans leur grande majorité directement d'expériences de GMR-CPP publiées dans la littérature [110, 19]. On peut souligner cependant les exceptions suivantes. D'une part, les résistivités du Co et du Ta ont été mesurées expérimentalement par méthode de Van Der Pauw à température ambiante sur des couches déposées dans les mêmes conditions et de même épaisseur que celles de la structure A. D'autre part, la valeur inconnue du l_{sf} du Ta a été obtenue en ajustant le produit magnétorésistance.Surface $\Delta R.A$ calculé au $\Delta R.A$ expérimental $\approx 7,1.10^{-16} \Omega.m^2$ de la structure A. Cette valeur est la moyenne des $\Delta R.A$ de 11 nanopiliers de trois tailles différentes mesurés expérimentalement⁶. Enfin, la valeur inconnue du l_{sf} de l'IrMn a été obtenue en ajustant le $\Delta R.A$ calculé avec le $\Delta R.A$ moyen mesuré expérimentalement dans la structure B ($\Delta R.A \approx 6.10^{-16} \Omega.m^2$), obtenue en moyennant les ΔR de 7 échantillons mesurés et en utilisant les moyennes des surfaces mesurés à partir de clichés MEB lors de la fabrication de l'échantillon.

⁶ Les surface ont été déduites de photos MEB de nanopiliers de même cote nominale après gravure.

Influence de la géométrie 3D Ces calculs ont été effectués dans l'hypothèse où le transport se fait à une dimension : le pilier est supposé équivalent à un cylindre infini et le courant homogène dans le pilier. Cependant, les nanopiliers que nous considérons ont leurs électrodes inférieures et supérieures étendues, ce qui peut avoir une influence sur les profils d'accumulation et de courant de spin dans la structure et modifier le couple de transfert de spin [112, 162].

Dans les structures A et B décrites en détails dans cette thèse, deux effets tendent à minimiser l'influence de la géométrie 3D de l'électrode sur les profils d'accumulation et de courant de spin. D'une part, le pilier est séparé de l'électrode inférieure de Cu peu résistive, dans laquelle passe la majorité du courant loin du pilier, par une couche d'IrMn et de Ta fortement résistive. Cette couche résistive tend à rendre les plans équipotentiels approximativement parallèles aux plans des couches dans l'électrode inférieure, près du pilier. Les lignes de courant sont donc approximativement perpendiculaires aux plans des couches près du pilier et proches d'un modèle 1D. D'autre part, la longueur de diffusion de spin dans les couches de Ta et d'IrMn, matériau diffusant fortement les spins⁷, est faible, et plus grande que l'épaisseur des couches correspondantes. L'accumulation de spin est donc faible dans la couche de Cu et sa géométrie joue un rôle négligeable sur les processus de relaxation. De même, le pilier d'or recouvrant le pilier a une épaisseur supérieure au l_{sf} de l'or (≈ 35 nm). L'électrode supérieure étendue de Ti/Au recouvrant le pilier a donc une influence négligeable sur la relaxation de spin.

En conclusion, dans les structures considérées, la géométrie 3D des électrodes semble avoir une faible influence sur les profils d'accumulation et de courant de spin dans la structure, et donc sur le couple de transfert de spin. Seuls des calculs du transport électronique à 3 dimensions permettraient d'évaluer quantitativement leur influence [112].

⁷Dans le cas du Ta, cette diffusion provient principalement du fort taux de collision lié aux défauts extrinsèques créés lors du dépôt, comme l'indique la forte résistivité de ce matériau.

Bibliographie

- [1] J. C. Slonczewski, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **159**, L1 (1996).
- [2] L. Berger, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **162**, 155 (1996).
- [3] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, and D. C. Ralph, *Physical Review Letters* **84**, 3149 (2000).
- [4] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, *Nature* **425**, 380 (2003).
- [5] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W. C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder, *Physical Review Letters* **80**, 4281 (1998).
- [6] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, S. E. Russek, and T. J. Silva, *Physical Review Letters* **92**, 027201 (2004).
- [7] M. D. Stiles and A. Zangwill, *Physical Review B* **66**, 014407 (2002).
- [8] Arne Brataas, Gerrit E. W. Bauer, and Paul J. Kelly, *Physics Report* **427**, 157 (2006).
- [9] L. Berger, *Physical Review B* **54**, 9353 (1996).
- [10] X. Waintal, E. B. Myers, P. W. Brouwer, and D.C. Ralph, *Physical Review B* **62**, 12317 (2000).
- [11] T. Valet and A. Fert, *Physical Review B* **48**, 7099 (1993).
- [12] Q. Yang, P. Holody, S.-F. Lee, L. L. Henry, R. Loloee, P. A. Schroeder, W. P. Pratt Jr., , and J. Bass, *Physical Review Letters* **72**, 3274 (1994).
- [13] S. Urazhdin, Norman O. Birge, Jr. W. P. Pratt, and J. Bass, *Applied Physics Letters* **84**, 1516 (2004).
- [14] M. AlHajDarwish, H. Kurt, S. Urazhdin, A. Fert, R. Loloee, Jr. W. P. Pratt, and J. Bass, *Physical Review Letters* **93**, 157203 (2004).
- [15] J. Barnas, A. Fert, M. Gmitra, I. Weymann, and V. Dugaev, *Physical Review B* **72**, 024426 (2005).
- [16] Mott, *Proc. Roy. Soc.* **156**, 368 (1936).

- [17] A. Fert and I. A. Campbell, *Physical Review Letters* **21**, 1190 (1968).
- [18] I. A. Campbell and A. Fert, *Ferromagnetic materials* (E. P. Wolfarth, North Holland, Amsterdam, 1982).
- [19] A. Barthélémy, A. Fert, J. P. Contour, M. Bowen, V. Cros, J. M. De Teresa, A. Hamzic, J. M. George G. Faini, J. Grollier, F. Montaigne, F. Paillou, F. Petroff, and C. Vouille, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **68**, 242 (2002).
- [20] R.E. Camley and J. Barnas, *Physical Review Letters* **63**, 664 (1989).
- [21] J. Barnas, A. Fuss, R.E. Camley, P. Grünberg, and W. Zinn, *Physical Review B* **42**, 8110 (1990).
- [22] S.S.P. Parkin, A. Modak, and D.J. Smith, *Physical Review B* **47**, 9136 (1993).
- [23] Albert Fert, Agnès Barthelemy, and Frédéric Petroff, *Nanomagnetism : Ultrathin Films, Multilayers and Nanostructures (Contemporary Concepts of Condensed Matter Science, Vol 1)* (Elsevier, Amsterdam-Tokyo, 2006), Chap. 6, pp. 153–225.
- [24] Albert Fert, Jean-Luc Duvail, and Thierry Valet, *Physical Review B* **52**, 6513 (1995).
- [25] L. Pireaux, S. Dubois, A. Fert, and L. Belliard, *European Journal of Physics B* **4**, 413 (1998).
- [26] F. Jedema, A. T. Filip, and B. J. van Wees, *Nature* **410**, 345 (2001).
- [27] J. Bass and W.P Pratt Jr, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **200**, 274 (1999).
- [28] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W. C. Chiang, V. Tsoi, and P. Wyder, *Nature* **406**, 46 (2000).
- [29] M. Tsoi, V. Tsoi, J. Bass, A.G.M. Jansen, and P.Wyder, *Physical Review Letters* **89**, 246803 (2002).
- [30] E. B. Myers, D.C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, and R. A. Buhrman, *Science* **285**, 867 (1999).
- [31] Shehzaad Kaka, Matthew R. Pufall, William H. Rippard, Thomas J. Silva, Stephen E. Russek, , and Jordan A. Katine, *Nature* **437**, 389 (2005).
- [32] F. B. Mancoff, N. D. Rizzo, B. N. Engel, and S. Tehrani, *Nature* **437**, 3093 (2005).
- [33] J. A. Katine, F. J. Albert, and R. A. Buhrman, *Applied Physics Letters* **76**, 354 (2000).

-
- [34] J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J. M. George, H. Jaffrès, A. Fert, G. Faini, J. Ben Youssef, and H. Legall, *Applied Physics Letters* **78**, 3663 (2001).
- [35] J. Z. Sun, D. J. Monsma, T. S. Kuan, M. J. Rooks, D. W. Abraham, B. Oezylmaz, A. D. Kent, and R. H. Koch, *Journal of Applied Physics* **93**, 6859 (2003).
- [36] S. Urazhdin, H. Kurt, Jr. W. P. Pratt, and J. Bass, *Applied Physics Letters* **83**, 114 (2003).
- [37] D. Lacour, J. A. Katine, N. Smith, M. J. Carey, and J. R. Childress, *Applied Physics Letters* **85**, 4681 (2004).
- [38] Y. Jiang, S. Abe, T. Ochiai, T. Nozak, A. Hirohata, N. Tezuka, and K. Inomata, *Physical Review Letters* **92**, 167204 (2004).
- [39] K. J. Lee, Y. Liu, A. Deac, M. Li, J. W. Chang, S. Liao, K. Ju, O. Redon, J. P. Nozières, and B. Dieny, *Journal of Applied Physics* **95**, 7423 (2004).
- [40] T. Yang, J. Hamrle, T. Kimura, and Y. Otani, *Applied Physics Letters* **87**, 162502 (2005).
- [41] J. E. Wegrowe, *Europhysics Letters* **45**, 626 (1999).
- [42] J. E. Wegrowe, *Physical Review B* **62**, 1067 (2000).
- [43] J. E. Wegrowe, A. Fabian, Ph. Guitienne, X. Hoffer, D. Kelly, J. Ph. Ansermet, and E. Olive, *Applied Physics Letters* **80**, 3775 (2002).
- [44] A. Fabian, C. Terrier, S. Serrano Guisan, X. Hoffer, M. Dubey, L. Gravier, and J.-Ph. Ansermet, *Physical Review Letters* **91**, 257209 (2003).
- [45] F. J. Albert, J. A. Katine, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, *Applied Physics Letters* **77**, 3809 (2000).
- [46] J. Z. Sun, D. J. Monsma, D. W. Abraham, M. J. Rooks, and R. H. Koch, *Applied Physics Letters* **81**, 2002 (2002).
- [47] J. Grollier, V. Cros, H. Jaffres, A. Hamzic, J. M. George, G. Faini, J. Ben Youssef, H. Legall, and A. Fert, *Physical Review B* **67**, 174402 (2003).
- [48] S. Urazhdin, Norman O. Birge, Jr. W. P. Pratt, and J. Bass, *Physical Review Letters* **91**, 146803 (2003).
- [49] W.H. Rippard, M. R. Pufall, and T.J. Silva, *Applied Physics Letters* **82**, 1260 (2003).
- [50] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, T. J. Silva, and S. E. Russek, *Physical Review B* **70**, 100406 (2004).

-
- [51] A. A. Tulapurkar, T. Devolder, K. Yagami, P. Crozat, and C. Chappert, *Applied Physics Letters* **85**, 6951 (2004).
- [52] I. N. Krivorotov, N. C. Emley, J. C. Sankey, S. I. Kiselev, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Science* **307**, 228 (2005).
- [53] Y. Acremann, J. P. Strachan, V. Chembrolu, S. D. Andrews, T. Ty-liszczak, J. A. Katine, M. J. Carey, B. M. Clemens, H. C. Siegmann, and J. Stöhr, *Physical Review Letters* **96**, 217202 (2006).
- [54] A. D. Kent, B. Ozyilmaz, and E. del Barco, *Applied Physics Letters* **84**, 3897 (2004).
- [55] K. J. Lee, O. Redon, and B. Dieny, *Applied Physics Letters* **86**, 022505 (2005).
- [56] S. Mangin, D. Ravelosona, J. A. Katine, M. J. Carey, B. D. Terris, and Eric E. Fullerton, *Nature Materials* **5**, 210 (2006).
- [57] D. Ravelosona, S. Mangin, Y. Lemaho, J. A. Katine, B. D. Terris, and Eric E. Fullerton, *Physical Review Letters* **96**, 186604 (2006).
- [58] Yiming Huai, Frank Albert, Paul Nguyen, Mahendra Pakala, and Thierry Valet, *Applied Physics Letters* **84**, 3118 (2004).
- [59] Jun Hayakawa, Shoji Ikeda, Young Min Lee, Ryutaro Sasaki, Toshiyasu Meguro, Fumihiro Matsukura, Hiromasa Takahashi, and Hideo Ohno, *Japanese Journal of Applied Physics* **44**, 1267 (2005).
- [60] Hitoshi Kubota, Akio Fukushima, Yuichi Ootani, Shinji Yuasa, Koji Ando, Hiroki Maehara, Koji Tsunekawa, David D. Djayaprawira, Naoki Watanabe, and Yoshishige Suzuki, *Japanese Journal of Applied Physics* **44**, 1237 (2005).
- [61] G. D. Fuchs, J. A. Katine, S. I. Kiselev, D. Mauri, K. S. Wooley, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Physical Review Letters* **96**, 186603 (2006).
- [62] Hitoshi Kubota, Akio Fukushima, Yuichi Ootani, Shinji Yuasa, Koji Ando, Hiroki Maehara, Koji Tsunekawa, David D. Djayaprawira, Naoki Watanabe, and Yoshishige Suzuki, *Applied Physics Letters* **89**, 352505 (2006).
- [63] Zhitao Diao, Dmytro Apalkov, Mahendra Pakala, Yunfei Ding, Alex Panchula, and Yiming Huaia, *Applied Physics Letters* **87**, 232502 (2006).
- [64] G. D. Fuchs, I. N. Krivorotov, P. M. Braganca, N. C. Emley, A. G. F. Garcia, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Applied Physics Letters* **86**, 152509 (2005).
- [65] Hao Meng, Jianguo Wang, and Jian-Ping Wang, *Applied Physics Letters* **88**, 082504 (2006).

- [66] D. Chiba, Y. Sato, T. Kita, F. Matsukura, and H. Ohno, *Physical Review Letters* **93**, 216602 (2004).
- [67] M. Elsen, O. Boulle, J.-M. George, H. Jaffres, R. Mattana, V. Cros, A. Fert, A. Lemaitre, R. Giraud, and G. Faini, *Physical Review B* **73**, 035303 (2006).
- [68] Marc Elsen, Thèse de doctorat, Université Paris 6, 2006.
- [69] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, T. J. Silva, S. E. Russek, and J. A. Katine, *Physical Review Letters* **95**, 067203 (2005).
- [70] M. D. Stiles and A. Zangwill, *Journal of Applied Physics* **91**, 6812 (2002).
- [71] M. Stiles and J. Miltat, *Spin Transfer Torque and Dynamics* (Elsevier, New York, 2005).
- [72] M. Zwierzycki, Y. Tserkovnyak, P. J. Kelly, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, *Physical Review B* **71**, 064420. (2004).
- [73] Jianwei Zhang, Peter M. Levy, Shufeng Zhang, and Vladimir Antropov, *Physical Review Letters* **93**, 256602 (2004).
- [74] F. J. Albert, N. C. Emley, E. B. Myers, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Physical Review Letters* **89**, 226802 (2002).
- [75] S. Urazhdin, R. Loloee, and Jr. W. P. Pratt, *Physical Review B* **71**, 100401 (2005).
- [76] A. Fert, V. Cros, J. M. George, J. Grollier, H. Jaffres, A. Hamzic, A. Vaures, G. Faini, J. Ben Youssef, and H. Legall, *Journal of Magnetism and Magnetic Material* **272**, 1706 (2004).
- [77] Arne Brataas, Yu.V. Nazarov, and Gerrit E.W. Bauer, *Physical Review Letters* **84**, 2481 (2000).
- [78] K. Xia, P. J. Kelly, G. E. W. Bauer, A. Brataas, and I. Turek, *Physical Review B* **65**, 220401(R) (2002).
- [79] E. B. Myers, F. J. Albert, J. C. Sankey, E. Bonet, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, *Physical Review Letters* **89**, 196801 (2002).
- [80] R. H. Koch, J. A. Katine, and J. Z. Sun, *Physical Review Letters* **92**, 088302 (2004).
- [81] M. A. Zimmler, B. Özyilmaz, W. Chen, A. D. Kent J. Z. Sun, M. J. Rooks, and R. H. Koch, *Physical Review B* **70**, 184438 (2004).
- [82] L. Berger, *Journal of Applied Physics* **81**, 4880 (1997).
- [83] X. Waintal and P. W. Brouwer, *Physical Review B* **63**, R220407 (2001).
- [84] Jiang Xiao, A. Zangwill, and M. D. Stiles, *Physical Review B* **70**, 172405 (2004).

- [85] A. Kovalev, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, *Physical Review B* **66**, 224424 (2002).
- [86] J. C. Slonczewski, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **247**, 324 (2002).
- [87] A. Manchon, N. Strelkov, A. Deac, A. Vedyayev, and B. Dieny, *Physical Review B* **73**, 184418 (2006).
- [88] Julie Grollier, Thèse de doctorat, Université Paris 6, 2003.
- [89] Y. Jiang, G. H. Yu, Y. B. Wang, J. Teng, T. Ochiai, N. Tezuka, and K. Inomata, *Applied Physics Letters* **86**, 192515 (2005).
- [90] T. Yang, A. Hirohata, T. Kimura, and Y. Otani, *Journal of Applied Physics* **99**, 073708 (2006).
- [91] N. Theodoropoulou, A. Sharma, R. Loloee, W. P. Pratt Jr., J. Bass, A. Fert, and H. Jaffres, *Journal of Applied Physics* **99**, 08G502 (2006).
- [92] J. Z. Sun, *Physical Review B* **62**, 570 (2000).
- [93] T. Valet (unpublished).
- [94] G. Bertotti, C. Serpico, I. D. Mayergoyz, A. Magni, and M. Aquino and R. Bonin, *Physical Review Letters* **94**, 127206 (2005).
- [95] I. N. Krivorotov, N. C. Emley, A. G. F. Garcia, J. C. Sankey, S. I. Kiselev, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Physical Review Letters* **93**, 166603 (2004).
- [96] M. R. Pufall, W. H. Rippard, Shehzaad Kaka, S. E. Russek, and T. J. Silva, *Physical Review B* **69**, 214409 (2004).
- [97] Xiaochun Zhu, Jian-Gang Zhu, and Robert M. White, *Journal of Applied Physics* **95**, 6630 (2004).
- [98] Kyung-Jin Lee, Alina Deac, Olivier Redon, Jean-Pierre Nozières, , and Bernard Dieny, *Nature Materials* **3**, 877 (2004).
- [99] D. Berkov and N. Gorn, *Physical Review B* **71**, 052403 (2005).
- [100] D. V. Berkov and N. L. Gorn, *Physical Review B* **72**, 094401 (2005).
- [101] B. Montigny and J. Miltat, *Journal of Applied Physics* **97**, 10C708 (2005).
- [102] K. Ito, T. Devolder and C. Chappert, M. J. Carey, and J. A. Katine, *Journal of Applied Physics* **99**, 08G519 (2006).
- [103] Dmytro Apalkov, Mahendra Pakala, and Yiming Huaia, *Journal of Applied Physics* **99**, 08B907 (2006).
- [104] M. Carpentieri, G. Finocchio, B. Azzerboni, L. Torres, L. Lopez-Diaz, and E. Martinez, *Journal of Applied Physics* **97**, 10C713 (2005).

-
- [105] Kyung-Jin Lee and Bernard Dieny, *Applied Physics Letters* **88**, 132506 (2006).
- [106] Gerrit E. W. Bauer, Yaroslav Tserkovnyak, Daniel Huertas-Hernando, and Arne Brataas, *Physical Review B* **67**, 094421 (2003).
- [107] J. Manschot, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, *Applied Physics Letters* **85**, 3250 (2004).
- [108] Jan Manschot, Arne Brataas, and Gerrit E. W. Bauer, *Physical Review B* **69**, 092407 (2004).
- [109] A. Manchon and J. C. Slonczewski, *Physical Review B* **73**, 184419 (2006).
- [110] Jack Bass and William P. Pratt Jr, cond-mat 0610085 (2006).
- [111] L. Berger, *Physical Review B* **72**, 100402 (2005).
- [112] J. Hamrle, T. Kimura, T. Yang, and Y. Otani, *Physical Review B* **71**, 094434 (2005).
- [113] T. Yang, A. Hirohata, T. Kimura, and Y. Otani, *Physical Review B* **74**, 153301 (2006).
- [114] S. Urazhdin, R. Loloee, and Jr. W. P. Pratt, *Journal of Applied Physics* **99**, 08G504 (2006).
- [115] O. Ozatay, N. C. Emley, P. M. Braganca, A. G. F. Garcia, G. D. Fuchs, I. N. Krivorotov, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, *Applied Physics Letters* **88**, 202502 (2006).
- [116] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, A. G. F. Garcia, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, *Physical Review B* **72**, 064430 (2005).
- [117] Martin Bowen, Thèse de doctorat, Université Paris 11, 2003.
- [118] Pierre Seneor, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2000.
- [119] J. M. De Teresa, A. Barthélémy, A. Fert, J.P. Contour, F. Montaigne, and P. Seneor, *Science* **286**, 507 (1999).
- [120] Jairo Sinova, T. Jungwirth, X. Liu, Y. Sasaki, J. K. Furdyna, W. A. Atkinson, and A. H. MacDonald, *Physical Review B* **69**, 085209 (2004).
- [121] S. Nicolodi, L.G. Pereira, J.E. Schmidt, L.C.C.M. Nagamine, A.D.C. Viegas, C. Deranlot, F. Petroff, and J. Geshev, *Physica B* **384**, 141 (2006).
- [122] Q. Mistral, A. Deac, J. Grollier, O. Redon, Y. Liu, M. Li, P. Wang, B. Dieny, and T. Devolder, *Materials Science and Engineering B* **126**, 202 (2006).

- [123] M. Covington, M. AlHajDarwish, Y. Ding, N. J. Gokemeijer, and M. A. Seigler, *Physical Review B* **69**, 184406 (2004).
- [124] T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, J. Miltat, A. Tulapurkar, Y. Suzuki, and K. Yagami, *Physical Review B* **71**, 184401 (2005).
- [125] A. Kadigrobov, S. I. Kulinich, R. I. Shekhter, M. Jonson, and V. Korenivski, arXiv :cond-mat 0609387 (2006).
- [126] M. P. Sharrock, *IEEE Transactions on Magnetism* **26**, 193 (1990).
- [127] N. Stutzke, S. L. Burkett, and S. E. Russek, *Applied Physics Letters* **82**, 91 (2003).
- [128] T.Y. Chen, Y. Ji, C. L. Chien, and M. D. Stiles, *Physical Review Letters* **93**, 026601 (2004).
- [129] T. Y. Chen, Y. Ji, and C. L. Chien, *Applied Physics Letters* **84**, 380 (2004).
- [130] F. B. Mancoff, N. D. Rizzo, B. N. Engel, and S. Tehrani, *Applied Physics Letters* **88**, 112507 (2006).
- [131] T. Yang, A. Hirohata, T. Kimura, and Y. Otani, *Journal of Applied Physics* **100**, 073906 (2006).
- [132] J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, S. I. Kiselev, P. M. Braganca, N. C. Emley, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, *Physical Review B* **72**, 224427 (2005).
- [133] Jiang Xiao, A. Zangwill, and M. D. Stiles, *Physical Review B* **72**, 014446 (2005).
- [134] M. Gmitra and J. Barnas, *Physical Review Letters* **96**, 207205 (2006).
- [135] D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaë, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, C. Thirion, J.-P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M.-C. Cyrille, O. Redon, and B. Dieny, *Nature Materials* **6**, 441 (2007).
- [136] G. De Loubens, Thèse de doctorat, Université paris XI, orsay, 2005.
- [137] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, M. Rinkoski, C. Perez, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, *Physical Review Letters* **93**, 036601 (2004).
- [138] N. C. Emley, I. N. Krivorotov, O. Ozatay, A. G. F. Garcia, J. C. Sankey, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Physical Review Letters* **96**, 247204 (2006).
- [139] A. Shpiro, P.M. Levy, and S. Zhang, *Physical Review B* **67**, 104430 (2003).
- [140] Martin Gmitra and Jozef Barnas, *Applied Physics Letters* **89**, 223121 (2006).

- [141] A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe, and S. Yuasa, *Nature* **438**, 339 (2005).
- [142] Oxford Plasma Technology, Technical report (unpublished).
- [143] Guillemin Rodary, Thèse de doctorat, Université Paris 7, 2004.
- [144] S. Urazhdin, C. L. Chien, K. Y. Guslienko, and L. Novozhilova, *Physical Review B* **73**, 054416 (2006).
- [145] K. Yu. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad and Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *Journal of Applied Physics* **91**, 8037 (2002).
- [146] J. P. Park, P. Eames, D. M. Engebretson, J. Berezovsky, and P. A. Crowell, *Physical Review B* **67**, 20403 (2003).
- [147] S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stöhr, and A. Padmore, *Science* **304**, 420 (2004).
- [148] K. S. Buchanan, P. E. Roy, M. Grimsditch, F. Y. Fradin, K. Yu Guslienko, S. D. Bader, and V. Novosad, *Nature Physics* **1**, 172 (2005).
- [149] V. Novosad, F. Y. Fradin, P. E. Roy, K. S. Buchanan, K. Yu. Guslienko, and S. D. Bader, *Physical Review B* **72**, 024455 (2005).
- [150] K. Y. Guslienko, W. Scholz, R. W. Chantrell, and V. Novosad, *Physical Review B* **71**, 144407 (2005).
- [151] K. S. Buchanan, P. E. Roy, M. Grimsditch, F. Y. Fradin, K. Yu. Guslienko, S. D. Bader, and V. Novosad, *Physical Review B* **74**, 064404 (2006).
- [152] Kristen S. Buchanana, Pierre E. Roy, Frank Y. Fradin, Konstantin Yu. Guslienko, Marcos Grimsditch, Sam D. Bader, and Val Novosad, *Journal of Applied Physics* **99**, 08C707 (2006).
- [153] T. Ishida, T. Kimura, and Y. Otani, *Physical Review B* **74**, 014424 (2006).
- [154] J. Shibata, Y. Nakatani, G. Tatara, H. Kohno, and Y. Otani, *Physical Review B* **73**, 020403 (2006).
- [155] Shinya Kasai, Yoshinobu Nakatani, Kensuke Kobayashi, Hiroshi Kohno, and Teruo Ono, *Physical Review Letters* **97**, 107204 (2006).
- [156] K. Yu. Guslienko, K. S. Buchanan, S. D. Bader, and V. Novosad, *Applied Physics Letters* **86**, 223112 (2005).
- [157] V. Novosad, M. Grimsditch, K. Yu. Guslienko, P. Vavassori, Y. Otani, and S. D. Bader, *Physical Review B* **66**, 052407 (2002).
- [158] W. F. Brown, *Physical Review* **130**, 1677 (1963).

- [159] S. E. Russek, S. Kaka, W. H. Rippard, M. R. Pufall, and T. J. Silva, *Physical Review B* **71**, 104425 (2005).
- [160] J. A. Osborn, *Physical Review* **67**, 351 (1945).
- [161] P. M. Braganca, I. N. Krivorotov, O. Ozatay, A. G. F. Garcia, N. C. Emley, J. C. Sankey, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Applied Physics Letters* **87**, 112507 (2005).
- [162] L. Berger, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **278**, 185 (2004).