



HAL
open science

Courants de spin et couplage spin orbite

Laurent Vila

► **To cite this version:**

Laurent Vila. Courants de spin et couplage spin orbite. Matière Condensée [cond-mat]. Université Grenoble Alpes, 2019. tel-02266413

HAL Id: tel-02266413

<https://hal.science/tel-02266413v1>

Submitted on 14 Aug 2019

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.

MÉMOIRE

Pour obtenir le diplôme d'

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Spécialité : PHYSIQUE

Arrêté ministériel : 23 novembre 1988

Présenté par

Laurent VILA

**Préparée au sein du Laboratoire SPINTEC,
Université Grenoble Alpes, CEA, CNRS, Grenoble INP
dans l'Ecole Doctorale de Physique**

Courants de spin et couplage spin orbite

Mémoire soutenu publiquement le 9 janvier 2019,

devant le jury composé de :

Madame Alexandra Mougin

Directrice de Recherche, Université Paris Sud Orsay Saclay, CNRS,
Laboratoire de Physique des Solides,
Rapporteur

Monsieur Jean-Francois BOBO

Directeur de Recherche, Université Toulouse, CNRS, CEMES,
Rapporteur

Monsieur Stéphane MANGIN

Professeur, Université de Lorraine, Institut Jean Lamour,
Rapporteur

Monsieur Joël CIBERT

Directeur de Recherche, Université Grenoble Alpes, CNRS, Institut Néel,
Président du jury

Monsieur Dominique Givord

Directeur de Recherche, Université Grenoble Alpes, CNRS, Institut Néel,
Examineur



Table des matières

Nanomagnétisme, électronique de spin et couplage spin-orbite.....	4
Parcours et contexte du manuscrit.....	6
Expériences, activités scientifiques et d'encadrements.....	8
A. Contrôle de l'état d'aimantation dans des nanofils.....	10
1 Déplacement et dépiégeage de paroi dans des nanofils.....	10
2 Mesures de magnéto-résistance, simulations micromagnétiques et observations magnétiques.....	12
3 Action du courant polarisé en spin.....	16
B. Sources et détecteurs de courant de spin.....	19
1 Vannes de spin latérales.....	19
2 Pompage de spin par résonance ferromagnétique.....	24
C. Utilisation du couplage spin orbite dans le transport électronique.....	28
1 Effet Hall de spin.....	29
2 Effet Edelstein-Rashba.....	33
D. Projet : Inter-conversion courant de charge – courant de spin induit par le couplage spin-orbite.....	37
1 Courant et accumulation de spin.....	37
2 Mesure électrique de l'accumulation de spin.....	38
3 Effet Hall de spin.....	39
4 Effet Rashba et oxydes.....	41
5 Isolants topologiques.....	43
6 Courant de spin magnonique.....	44
7 MRAM et intégration CMOS.....	45
Conclusion.....	46
Références.....	47

Nanomagnétisme, électronique de spin et couplage *spin-orbite*

Le magnétisme des nano-objets et le contrôle de leur état d'aimantation permettent d'envisager de nombreuses applications dans le domaine des mémoires, capteurs et émetteurs/détecteurs magnéto-optiques. D'une part, l'aimantation d'objets nanométriques peut être un vecteur efficace d'information ; les matériaux ainsi que leurs anisotropies vont permettre de fixer l'état d'aimantation sur des durées pouvant aller à plusieurs années (temps de rétention des disques durs, MRAM, SSD...) mais également de contrôler la dynamique d'aimantation à des échelles de temps sub nanosecondes, l'échelle de la dynamique précessionnelle (voir même encore bien en deçà dans les thématiques émergentes comme le All optical switching¹, la Magnonique², le Terra-Hertz³). D'autre part, les types d'hétérostructures permettent d'imaginer divers effets de magnétorésistances, où la conductivité électrique dépend de l'état magnétique du système. De même, le transfert de moment angulaire du spin des porteurs va permettre d'imposer, en particulier électriquement, l'état magnétique de ces nano-aimants.

La spintronique, qui tire partie du spin des électrons de conduction plutôt que leur charge, s'est développé tout d'abord autour des matériaux ferromagnétiques, où l'interaction d'échange (en particulier le couplage s-d) va permettre de contrôler la polarisation en spin des porteurs électroniques⁴. Elle se démarque par l'utilisation du spin, des matériaux et méthodes traditionnelles de la microélectronique, où l'information est stockée dans des charges électriques. L'électronique quantique utilise les interférences des fonctions d'ondes électroniques dans des milieux confinés (quantum dots) pour réaliser des opérations de calculs, et la encore en tirant partie du spin des porteurs (à basse température et fort champ magnétique)⁵.

En spintronique le fait de lire et écrire cet état magnétique est crucial. Les courants de spin, sont notamment responsables des effets de magnéto-résistance géante que l'on peut obtenir dans les hétéro-structures magnétiques. En effet, la configuration magnétique conditionne la polarisation en spin du courant électrique et la manière dont ce flux de spin peut s'écouler au sein de la structure. C'est l'effet vanne de spin. Il est piloté par l'orientation relative de l'aimantation des couches magnétiques voisines, rendant possible ou non le passage du courant électrique. On parle de courant de spin lorsqu'un courant de charge transporte également un flux non nul de moment angulaire de spin, c'est le cas des courants polarisés en spin par interaction d'échange dans les matériaux ferromagnétiques. La situation ultime est celle des purs courants de spin où les spins up et les spins down diffusent en sens inverse, sans flux net de charge⁶. Ce flux de spin dans la structure peut également agir sur l'état d'aimantation. En effet quand ce flux est suffisamment important, le moment angulaire de spin des électrons de conduction (de caractère s) transféré dans l'aimantation locale (électron de caractère d) peut mener au retournement de l'aimantation, c'est l'effet de transfert de spin⁷.

L'influence du couplage spin-orbite sur les propriétés de transport a récemment ressuscité un fort intérêt. Ce couplage entre l'état de spin et l'orbitale atomique, va notamment induire une asymétrie de déphasage, ou de diffusion, entre les spins up et spins down dans la direction transverse au courant électrique, c'est l'effet Hall de spin⁸. Au départ, une curiosité de laboratoire, ces effets spin orbite sur les mécanismes de transport, comme l'effet Edelstein-Rashba⁹, ou les couples de spin orbite agissant sur l'aimantation¹⁰, sont devenus un enjeu fort de la recherche fondamentale mais également appliquée. En tout premier lieu, ces effets ne nécessitent pas forcément le recours aux matériaux ferromagnétiques, puisqu'un matériau paramagnétique, comme le Pt, va permettre d'induire un courant de spin à partir d'un courant de charge. Réciproquement, l'effet Hall de spin ou Edelstein inverse, vont transformer un courant de spin en un courant de charge. Générer et détecter une information de spin peut ainsi se faire en plus des seuls matériaux magnétiques. En second lieu, la source de moment angulaire pourra alors être en contact direct avec l'élément ferromagnétique. Le courant électrique va également pouvoir circuler le long des interfaces dans les structures types FM/SOM (ou FM et SOM, sont respectivement les matériaux ferromagnétiques et le matériau à fort couplage spin-orbite), au contraire de ce qui a été majoritairement étudié ces deux dernières décennies, où le courant électrique passe au travers des interfaces (GMR ou TMR, en configuration de courant perpendiculaire aux plans des couches). C'est donc un double changement de paradigme, l'utilisation des matériaux à fort couplage spin-orbite et le retour aux configurations de courant le long des interfaces en spintronique. C'est dans ce contexte que se positionne mon activité sur les courants de spin et le couplage spin-orbite.

Parcours et contexte du manuscrit

Ce document synthétise une partie des activités de recherche que j'ai mené suite à ma thèse et présente mon projet de recherche en vue de l'obtention de l'Habilitation à Diriger des Recherches au sein de l'Université Grenoble Alpes. Dans ces travaux je me suis intéressé à l'étude des propriétés magnétiques de diverses nanostructures en vue de la compréhension et la mise en application de concepts émergents de la spintronique et du nanomagnétisme.

Mon expérience dans ce domaine s'est initié par un long stage dans le groupe de W. Pratt et J. Bass à Michigan State University (en 1999, Etats-Unis) où j'ai caractérisé les paramètres de la Magnéto-Résistance Géante en configuration de courant perpendiculaire aux couches dans des couches minces magnétiques d'alliages NiFe et NiFeCo.

J'ai ensuite réalisé une thèse en cotutelle entre l'Université catholique de Louvain (UCL) en Belgique et l'Université Paris-Sud Orsay dans les groupes respectifs des Professeurs. L. Piraux et A. Fert (2000-2004). Au cours de ce travail, je me suis particulièrement servi du système modèle des nanofils pour étudier des états d'équilibres visités par l'aimantation lors du retournement d'aimantation de nanostructures magnétiques. J'ai notamment utilisé le transport dépendant du spin comme sonde du retournement d'aimantation.

Dans un premier séjour post-doctoral (2004-2006), sous la direction de G. Faini au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) à Marcoussis, j'ai exploré dans des nanofils lithographiés le déplacement de paroi induit par le courant polarisé en spin, les effets de magnéto-résistance à basse température dans le matériau GaMnAs. J'ai également utilisé la nanolithographie pour la réalisation de démonstrateurs de stockage de l'information haute densité dans des couches minces nanostructurées (disques durs).

Dans un second séjour post-doctoral, sous la direction du Prof. Y. Otani à l'Institut for Solid State Physics de l'université de Tokyo en 2007, je me suis intéressé à l'injection de courant de spin dans des structures de types vannes de spin latérales et à l'étude de l'effet Hall de spin.

Depuis fin 2007, j'ai rejoint le laboratoire Nanostructure et Magnétisme (depuis janvier 2016 rattaché à Spintec) à l'Institut Nanosciences et Cryogénie au CEA à Grenoble où je travail depuis en forte interaction avec Jean-Philippe Attané et Alain Marty, ainsi que Matthieu Jamet. Mes recherches et centres d'intérêts actuels portent toujours sur le contrôle du retournement d'aimantation dans des nanofils, mais avec une composante plus forte sur l'étude des courants de spin et l'inter-conversion courant de spin - courant de charge induit par interaction spin-orbite.

Ce travail s'est donc toujours inséré dans le domaine du nanomagnétisme et de la spintronique. La progression depuis les principes de base de la magnéto-résistance géante, puis du magnétisme des nano-objets, essentiellement des nanofils, me permettent de maîtriser les briques de base nécessaire à l'étude des courants de spin et du couplage spin-orbite sur les propriétés de transport électronique, proposé dans ce manuscrit.

Une composante importante de ce travail requiert l'utilisation des nanotechnologies et des techniques de nanofabrication pour le développement de méthodes et concepts de dispositifs. C'est un élément clef de ces projets, puisqu'il nous permet de maîtriser toute la chaîne de la recherche dans ce domaine, du matériau à sa mise en forme, du dispositif de mesures à la modélisation des effets mesurés. Il s'appuie en grande partie sur l'expérience acquise au cours de mon premier post doc, en vue de maîtriser les techniques de nanofabrication. Cela m'amène une double compétence en spintronique et nanomagnétisme, utile pour les recherches menées en interne mais également dans le cadre de collaboration. Je mentionnerai en particulier le travail avec R. Sousa à Spintec sur la fabrication de point mémoire de type MRAM, auquel je collabore depuis mon arrivée au CEA en 2007, et également dans la combinaison des approches top/down et bottom/up en nanofabrication.

Avant d'aller plus loin, je voudrai remercier les différentes personnes qui m'ont encadré et dirigé au début de ce parcours et auxquels je dois énormément. En effet, elles m'ont non seulement soutenu mais également permis de travailler sur des sujets porteurs, dans des laboratoires de tout premier plan et d'avoir un parcours cohérent et formateur. Je suis donc infiniment reconnaissant, entre autre, à J. Bass, B. Pratt, L. Piraux, G. Faini, Y. Otani, H. Jaffrès, J.-M. George et A. Fert. Je bénéficie maintenant du soutien de mes collègues Jean-Philippe Attané, Alain Marty, Matthieu Jamet sans parler des autres membres du laboratoire. Je voudrais donc souligner l'importance de mes anciens encadrants et de mes collègues dans la construction et le déroulement des recherches auquel je contribue maintenant.

Je voudrais également remercier les jeunes chercheurs que j'ai eu le plaisir d'encadrer et avec qui j'ai pu travailler : P. Laczowski, V. D. N'guyen, W. Savero Tores, A. P. Mihai, V. T. Pham, G. Zahnd, P. Noël, N. Thierry, T. Gushi, M. Cubukcu, J.-C. Rojas-Sanchez, Y. Fu et G. Lavaitte. Ils sont au coeur de la majeure partie des résultats présentés dans ce manuscrit. En essayant de mettre à leur disposition un maximum d'éléments permettant le bon déroulement de leur recherche, les résultats ont été, je pense, au rendez-vous.

Au cours de ce manuscrit je détaillerai d'abord les études qui nous ont permis d'étudier et mettre en place le contrôle de l'état magnétique dans les systèmes étudiés. Dans le chapitre suivant, je présenterai nos résultats sur l'injection de courant de spin dans les vannes de spins latérales et par pompage de spin. Viendra ensuite la partie sur l'utilisation du couplage spin orbite, effet Hall de spin et Edelstein-Rashba avant de présenter les perspectives issues de ce travail.

Expériences, activités scientifiques et d'encadrements

Formation

Juillet 2000-Juin 2004. Doctorat en sciences des Matériaux, réalisé en co-tutelle entre l' Université catholique de Louvain (Belgique) et Université Paris Sud Orsay (France), soutenue le 11 Juin 2004

Titre : « Transport électronique dans des nanofils magnétiques connectés par voie lithographique »

Directeurs de thèse : Pr. L. Piraux de l' unité PCPM (Belgique), et Pr. A. Barthélémy de l'Unité Mixte CNRS/Thalès (France).

D.E.A. Sciences des Matériaux (DEA in Materials science), option Thin Films. Université Paris-Sud Orsay (France), 2000.

Expériences

Avril-Septembre, 1999, Michigan State University (U.S.A.), Pr. W. Pratt and Pr. J. Bass. Étude de la Magnéto-Résistance géante en configuration de courant perpendiculaire aux plans des couches dans des alliages de NiFe et NiFeCo.

Mars 2000-Juin 2004, Unité de Physico-Chimie et Physique des Matériaux (Belgique), Pr. L. Piraux et Unité Mixte CNRS/Thalès (France), Pr. A. Fert

Collaborateurs principaux: G. Faini, U. Ebels, A. Thiaville, P. Legagneux, R. Legras , C. Van Haesendonck.

-Synthèse et propriétés magnétiques de nanofils magnétiques élaborés par électrodéposition dans des membranes nanoporeuses.

-Propriétés de transport électronique des nanofils uniques extraits de leur milieu de croissance et connectés par lithographie électronique. Étude localisée, par des mesures de magnéto-transport, du nanomagnétisme des nanofils..

-Démonstration des nanofils comme source efficace de gradient de champ pour la microscopie à force magnétique et à résonance par force magnétique, ainsi que de source pour l'émission de champ.

-Développement d'une technique de lithographie par AFM basée sur une indentation résistivo-contrôlée de nanocontact.

Juin 2004-Juillet 2006, Post-Doctorat ,Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (CNRS, France), Dr. G. Faini.

-Projet Européen sur le stockage haute densité. Prototype de disque dur avec une densité de 200 Gbits/in².

-Projet sur le renversement d'aimantation par déplacement de paroi induit par injection de courant polarisé en spin.

-Magnéto-transport dans le régime quantique dans des nanostructures de GaMnAs.
-Localisation de la croissance de nanofils semi-conducteurs et de nanotubes de carbone.

Septembre 2006-Octobre 2007, Professeur Assistant, Prof. Y. Otani. Institute for Solid State Physics, Université de Tokyo,

-Injection de spin non locale et effet Hall de spin dans des nanostructures métalliques. Vannes de spin latérales.

Depuis novembre 2007, chercheur au CEA-Grenoble, Nanostructure and Magnetism Lab (Spintec, depuis 2016)

-Déplacement de paroi magnétique sous champ et courant. Pur courant de spin. Effets Hall de Spin, Rashba. Isolants topologiques.

Activités scientifiques

-Coordinateur des projets ANR SPINHALL (2010-2013) et SOSPIN (2013-2016). Partenaire des ANR Excalyb (PI), Istrade, Elecmade, TOPRISE (PI), SiGeSPIN, OISO (PI).

-Participation à divers groupes :Groupe Masqueur. Groupe chercheur de la PTA, Co-animateur du groupe Concepts à Spintec (depuis 2016), expert pour la revue OMNT, Chairman de l'Ecole ESM 2015, Rapporteur de revues (Nat. Phys./Commun, PRL, Nano Lett., PRB..) et de projets.

-Jury de thèse : C. Thomas, O. Gladii, M. Isasa, A. Ghosh, E. Villamor, C. Hahn, I. Neumann, E. Lesne,

Encadrements

-Thèses co encadrés avec A. Marty et J.P. Attané:

P. Laczkowski, V. D. N'guyen, W. Savero Tores, A. P Mihai. V. T. Pham, G. Zahnd,

-Thèses en cours de co-encadrement:

P. Noël, N. Thierry, T. Gushi (cotutelle avec Univ. Tsukuba)

-Post-doctorants : M. Cubukcu (CEA-SPINGRAPH), J.-C. Rojas-Sanchez (ANR-SPINHALL + EU Talent), Y. Fu (ANR-SOSPIN).

-Ingénieur(e)s : G. Lavaitte (ANR-Excalyb),

-Stage de Master : C. N'guyen, G. Zahnd, P. Noël, C. Naylor, Q. Riffard, Q. Thiburce, W. Savero Torres, T. Faivre, W. Lim (Licence 3).

Publications

Environs 110 articles dont 1 Nat. Mat, 2. Nat. Phys, 3 Nat. Com., 11 PRL, 4 Nano Lett.

23 présentations invitées en conférence. 28 séminaires invités. 2 brevets

A. Contrôle de l'état d'aimantation dans des nanofils

Ce chapitre regroupe les trois premières briques de base nécessaires au projet de recherche proposé et synthétise une partie des travaux que j'ai pu mener sur le contrôle de l'état d'aimantation dans le cadre de : (1) la dynamique de déplacement de paroi, (2) sa mesure et son observation ainsi que finalement (3) sur le contrôle électrique de son déplacement.

1 Déplacement et dépiégeage de paroi dans des nanofils

Les objets d'intérêts ont été les nanofils, depuis les approches bottom-up, comme les fils électrodéposés dans des membranes nanoporeuses au cours de ma thèse, et après par des approches top-down en utilisant la lithographie électronique au cours de mes post-docs et maintenant à l'INAC.

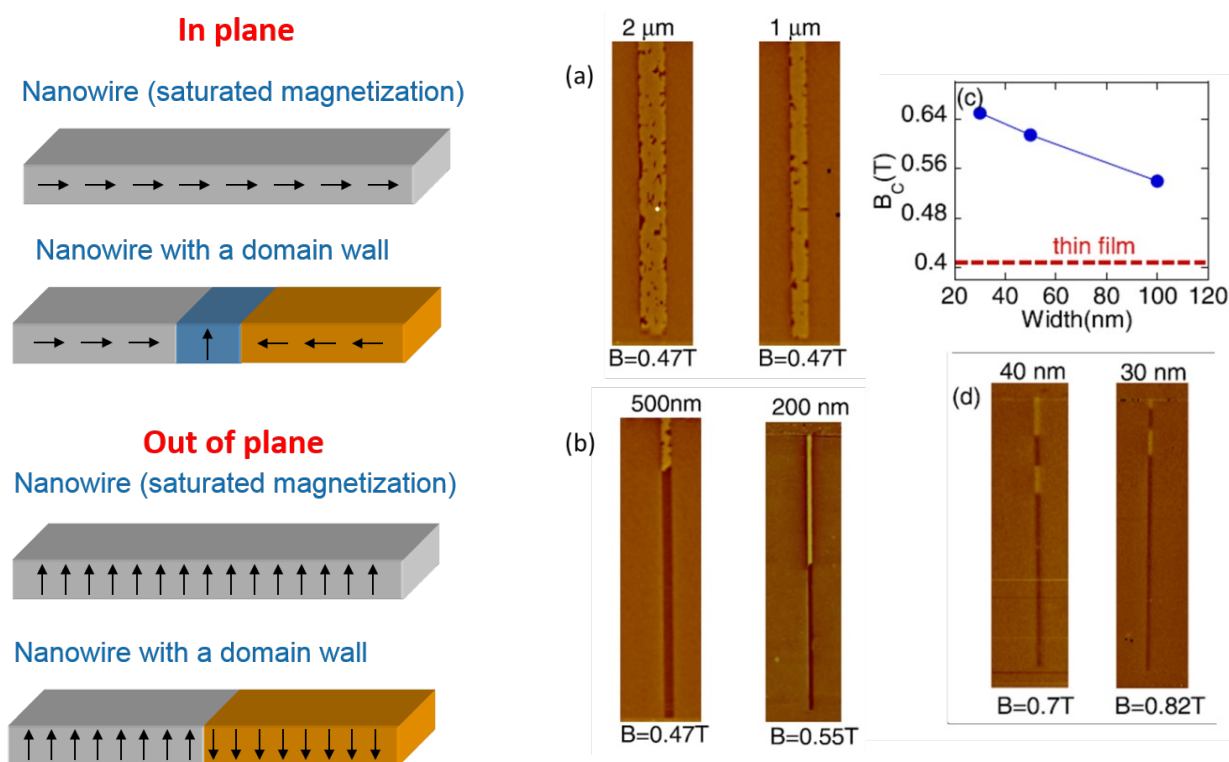


Figure 1. États d'aimantations dans des nanofils à aimantation planaire ou perpendiculaire montrant le passage de l'état saturé à partiellement retourné. Mise en évidence dans des fils de FePt de (a) 2 et 1 μm de large (b) 500 et 200 nm. (c) Evolution du champ coercitif en fonction de la largeur du fil. (d) Mise en évidence de la nucléation de domaine au sein d'un nanofil de petit diamètre.

Dans les nanofils, l'aimantation se retourne généralement par nucléation d'un domaine renversé à une extrémité suivi de la propagation de la paroi de domaine le long du fil, permettant l'augmentation du domaine renversé et le renversement total du nanofil¹¹. Quand les fils sont

suffisamment fin, l'anisotropie de forme (dans le cas où il n'y a pas d'anisotropie magnéto-cristalline forte) va tendre à garder l'aimantation des domaines le long de l'axe du nanofil. Depuis mon arrivée au laboratoire Nanostructure et Magnétisme, nous nous sommes fortement intéressés à la façon dont ce mécanisme se produit, notamment en suivant la propagation de la paroi de domaine, sur laquelle on compte agir pour contrôler ce retournement. Nous avons, au cours des thèses d'Andrei Mihai et Nguyen Van Dai, étudié les nanofils de FePt et de NiFe ; archétypes des matériaux à forte anisotropie perpendiculaire et doux, respectivement.

Dans le cas du FePt épitaxié, les défauts structuraux issus de la désadéquation entre les paramètres de mailles du substrat de MgO et du FePt L10 (~10%) agissent comme des sites de piégeage. La paroi de domaine se propageant dans un film mince ou un nanofil va devoir franchir ces différents défauts devenant piégeants si le champ appliqué est inférieur au champ de dépiégage. En réduisant la taille des fils, la paroi ne pourra pas faire le tour de certains défauts fortement piégeants et va donc bloquer sa propagation. Il en résulte une augmentation du champ coercitif du fil, pouvant éventuellement amener à la situation où de nouveaux domaines renversés vont nucléer dans le fil comme illustré en figure 1. Ces observations sont issues de différents articles et études que nous avons mené sur ce sujet.^{12 13 14}

Pour les fils de NiFe, si l'on arrive à injecter une paroi à faible champ, par exemple via l'utilisation de champ d'Oe généré par une ligne de courant, de très faible champ de propagation peuvent être obtenus¹⁵. Dans ce cas des constriction sont utilisées pour isoler et piéger des parois de domaines lors du renversement d'aimantation. L'ajout d'un réservoir de nucléation permet d'abaisser le champ coercitif des fils, à l'inverse des pointes fines en bout de fil permettent de l'augmenter. Ce contrôle sera important pour la réalisation de vannes de spin latérales avec deux fils ferromagnétiques (ou plus) de champ de retournement bien distincts.

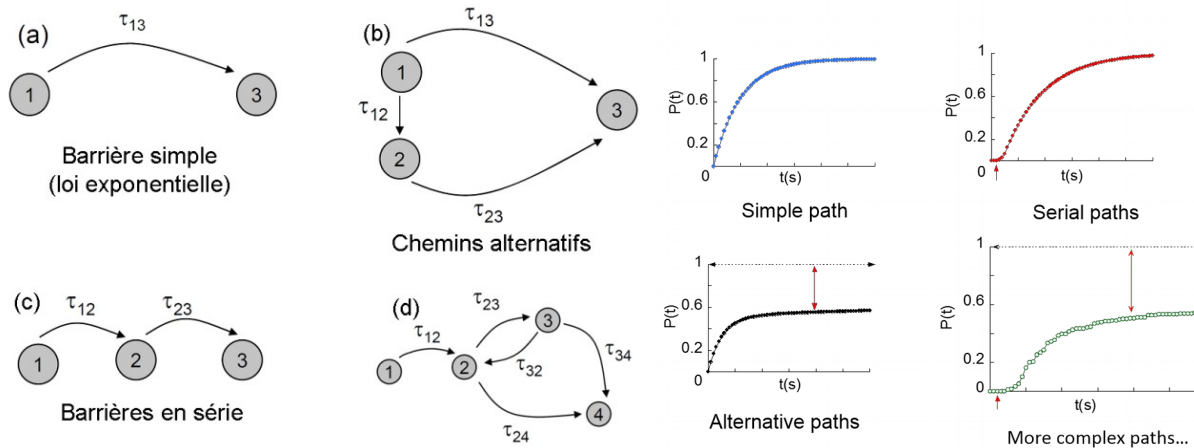


Figure 2. Schémas de dépiégage d'une paroi sur un défaut associés à des lois de probabilité correspondantes (a) à une exponentielle simple, (b) une saturation (à $t = 0$ ou $t = \infty$), (c) pas d'événement de dépiégage à $t = 0$, (d) une combinaison des différentes caractéristiques. A droite, sont représentées les différentes lois de probabilité de dépiégage correspondantes.

L'étude de la dynamique de propagation permet de comprendre l'action de défaut piégeant pour la paroi. La figure 2 synthétise les schémas représentant les chemins de passage déduit des lois de probabilité de dépiégage d'une paroi de domaine sur un site de piégeage. Ils illustrent un passage

au travers (a) d'une seule barrière de potentiel, (b) deux barrières de manière alternative ou (c) deux barrières en séries, ainsi qu'un exemple de chemin plus complexe^{16 17}.

2 Mesures de magnéto-résistance, simulations micromagnétiques et observations magnétiques

Un élément important est de pouvoir contrôler, par une mesure, l'état magnétique du système. Pour cela nous avons majoritairement recours aux mesures de transport, effet Hall extraordinaire, Magnétorésistance Géante et plus particulièrement aux mesures d'Anisotropie de MR (AMR) et de magnétorésistance de magnon. Dans cette section, je voudrais présenter ces deux derniers effets à titre d'exemple. Ces deux effets ont été étudiés dans le cadre de la thèse de Nguyen Van Dai et Pham Van Tuong.

A partir des états d'aimantations obtenus par simulations micromagnétiques, il est possible d'estimer ces deux effets par le calcul du produit scalaire $M \cdot I$ (AMR) ou $M \cdot H$ (MMR). De même, une analyse fine de ces signaux permet de manière générale de se renseigner sur l'état magnétique.

Des mesures de transport conjuguées à des simulations micro-magnétiques, nous ont permis d'identifier une situation impliquant l'état vortex dans un nanofil de Co à forte anisotropie magnéto-cristalline transverse (cf figure 3). Via la dépendance angulaire de l'AMR, nous pouvons ainsi accéder aux champs de nucléation, de renversement du coeur et d'annihilation du vortex. En particulier, le champ de retournement du coeur de vortex se trouve être directement lié à la composante de champ appliqué longitudinalement au fil, engendrant une loi caractéristique du retournement. C'est au cours de ce travail, que j'ai commencé à utiliser le code public OOMMF, développé au NIST par M. J. Donahue et D. G. Porter. La dépendance angulaire des cycles de magnétorésistance expérimentaux (figure 3.(a)) a pu être très bien reproduite par les simulations (figure 3(b)). Ce travail est issu de la publication Vila et al PRB 2009¹⁸, bien qu'initié au cours de ma thèse¹⁹. Le système de base est un fil de Co où, au milieu, un grain avec une anisotropie magnéto-cristalline transverse est présent (Fig. 3.c). Les dimensions du fil cylindrique sont de 1.5 μm de long, de 60 nm de diamètre avec un grain central de 500 nm de long. L'axe du fil est porté suivant la direction (Oy), l'axe K_{MC} lié à la phase *hcp* est suivant une direction perpendiculaire au fil (Ox). Le fil simulé représente ainsi le segment mesuré.

Un demi-cycle magnétique est simulé par l'application d'une succession de pas discrets de champ, par exemple de +1 à -1 Tesla. La dépendance angulaire est réalisé par l'application de différents angles entre le champ appliqué et l'axe du nanofil. L'estimation de l'AMR de la zone d'intérêt, par exemple ici le grain central, est calculée sur la base de la configuration micro-magnétique obtenue aux différentes valeurs de champ. La valeur d'AMR est comprise entre 0 et 1, valeurs qui correspondent respectivement à un angle entre l'aimantation locale et la ligne de courant (dénomé $\langle \xi \rangle$) valant 90° et 0° , situations où l'aimantation est complètement perpendiculaire, respectivement parallèle à l'axe du fil. En reliant cette valeur à la valeur de champ correspondante, la variation sur le demi-cycle magnétique de la résistance équivalente normalisée :

$$\frac{\Delta R}{\Delta R_{MAX}} = \frac{R(B) - R(90^\circ)}{R(0^\circ) - R(90^\circ)} = \overline{\cos^2(\xi)}$$

est obtenue. Cette valeur est directement comparable à l'expérience.

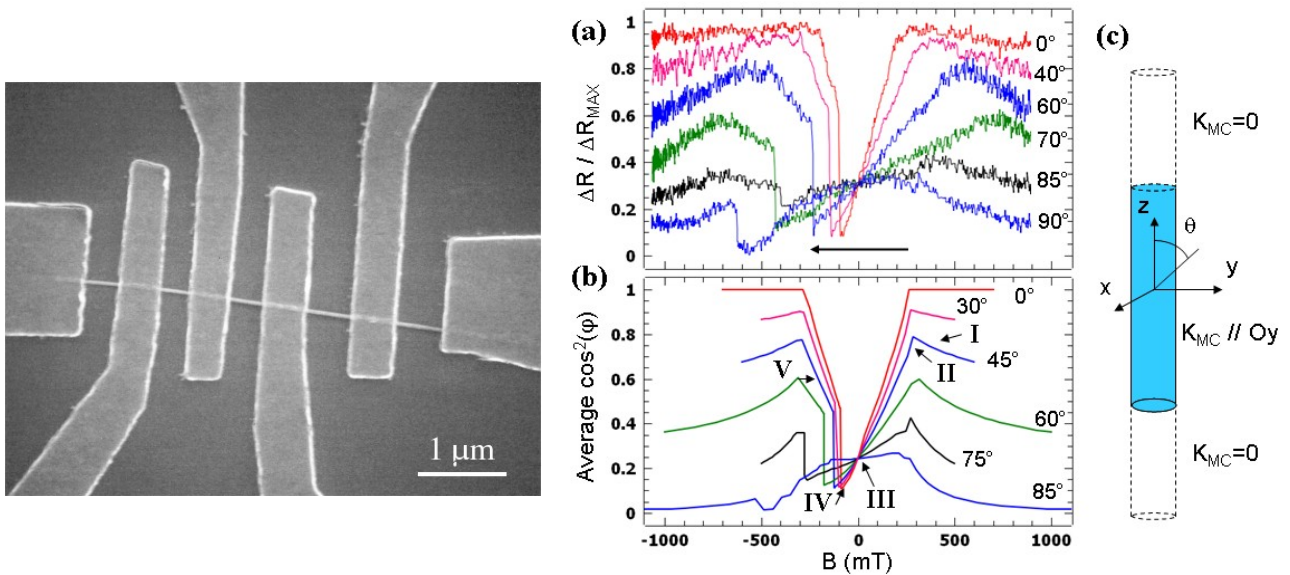


Figure 3. Image MEB d'un nanofil de Co connecté par voie lithographique pour l'étude du retournement d'aimantation par des mesures de magnéto-transport. (a) Mesure d'anisotropie de magnéto-résistance sur un segment de nanofil de Co. (b) Calcul d'AMR à partir de simulations micro-magnétiques sur le système présenté en (c) où un axe d'anisotropie magnéto-cristalline perpendiculaire à l'axe du nanofil est présent.

La mesure AMR expérimentale et le résultat issu des simulations sont présentés en figure 3. Seul un demi-cycle du champ magnétique est représenté. Le sens de la flèche indique le sens de parcours du champ. Dans l'expérience et les simulations, la forte variation de résistance a bien lieu lors du cycle appliqué le long de la parallèle au fil, $\theta=0$. A rémanence, les deux systèmes sont dans un état de basse résistance associé à une aimantation fortement orientée transverse. Dans le cas général ($\theta < 75^\circ$), le renversement commence dans les champs positifs: en effet en venant de la saturation, la résistance diminue régulièrement à partir d'une certaine valeur de champ jusqu'à la valeur minimale obtenue juste avant le renversement. Après le retournement, une situation symétrique au cas du champ positif s'opère, la résistance augmente jusqu'à une certaine valeur de champ où ensuite un changement de pente s'opère vers la valeur à saturation. Dans le cas plus particulier des angles très proches de la perpendiculaire ($\theta > 75^\circ$), la résistance change peu, et seul le renversement est encore visible.

A rémanence, dans le grain central, et indépendamment de l'histoire magnétique, la configuration micro-magnétique obtenue par simulation comprend deux vortex. Ces deux vortex occupent une moitié du grain central et sont séparés par une paroi. Ils sont d'hélicités opposées mais leurs coeurs pointent, dans le même sens, le long de la parallèle au fil. La situation avec un champ appliqué à $\theta=45^\circ$ représente bien le cas général pour les courbes AMR (i.e. $\theta < 75^\circ$). La situation pour un plan transverse situé loin du bord du grain central et de la paroi séparant les deux vortex est représentée en figure 4 pour différents points de l'hystérésis (référéncés de I à V en figure 3. (b)).

La mesure d'AMR, couplée à des simulations micromagnétiques de systèmes de basse dimensionnalités, ici un fil de Co de 60 nm de diamètre, permettent donc d'élucider des configurations magnétiques assez complexes et m'a permis dans ce cas, de me familiariser aux

simulations micro-magnétiques et a un calcul simple numérique simple d'un phénomène de transport.

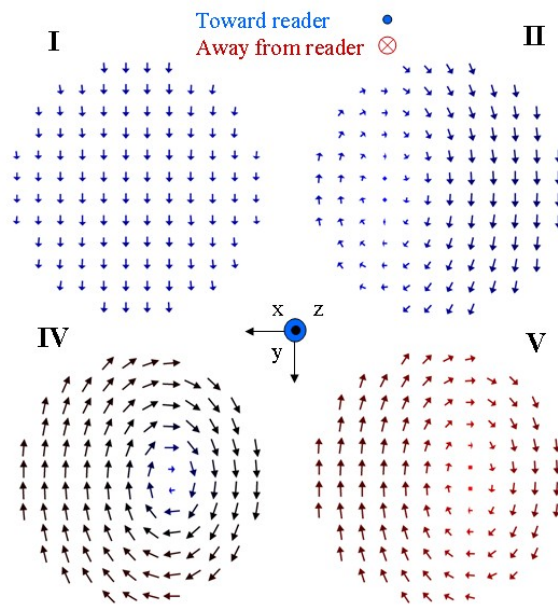


Figure 4. Coupes représentant l'état micro-magnétique de la situation vortex à différents points du cycle d'hystérésis notés I à V en figure 3(b)

Nous nous sommes également intéressés à la magnétorésistance de Magnon, ou MMR, à la suite de son observation dans le groupe dans des couches minces de FePt épitaxié à forte anisotropie magnéto-cristalline. Deux articles principaux synthétisent ces études^{20 21}. La MMR est lié à la diffusion électron magnon^{22 23}. A saturation, le champ magnétique externe rigidifie l'aimantation en diminuant le désordre magnétique et donc la population de magnon, il en résulte une diminution de la résistance. A l'opposé, quand le champ et l'aimantation sont antiparallèle, l'augmentation du champ tend à de plus en plus déséquilibrer l'aimantation, rajoutant du désordre magnétique et augmentant la population de magnon, il en résulte alors une augmentation de la résistance en champ renversé et avant le retournement du champ. La courbe obtenue est alors caractéristique, marquée en forme de papillon à bas champ et avec des pentes linéaires à fort champ, cf Fig 5.a. Nous avons d'abord démontré que la MMR permettait de renseigner sur le rapport de volume parallèle et anti-parallèle au champ (proportionnel à M/M_s) et donc connaître dans le cas où se propage une seule paroi de domaine sa position le long du fil dans des nanofils de FePt²¹.

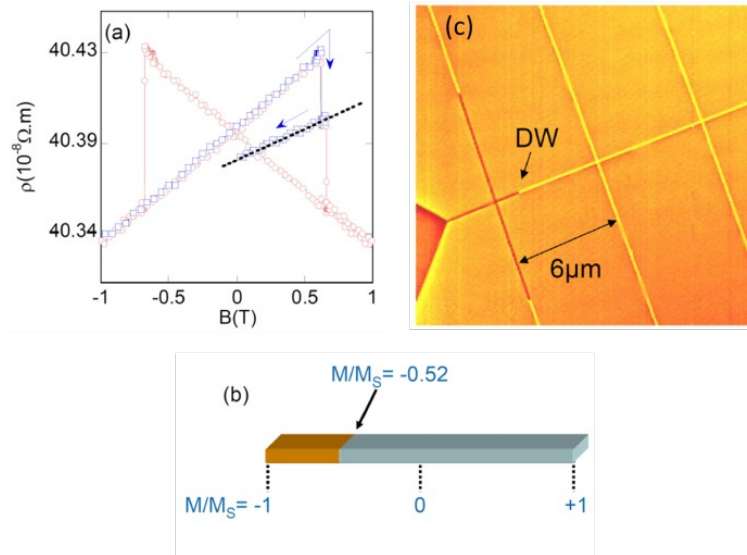


Figure 5. (a) Mesure de MR de magnon dans un nanofil de FePt. Le changement de pente en cycle mineur renseigne sur le ratio M/M_s , ici de -0.52 . Correspondant (b) à un retournement de 25% du nanofil et donc à un position de paroi à $\frac{1}{4}$ de la longueur du segment mesuré, comme confirmé par l'observation MFM en (c).

Dans les nanofils de NiFe, nous avons également montré qu'à faible largeur et donc très forte anisotropie uniaxiale, l'AMR pouvait disparaître laissant seulement la place à la MMR. Il existe donc une transition depuis les fils larges (>100 nm) où le signal de MR est dominé par l'AMR vers les fils plus fins (<100 nm) où le signal ne s'explique que par la MMR, illustré en Fig. 6. De la même manière que pour les nanofils de FePt, un cycle mineur dans un état avec une paroi, permet d'estimer la fraction de volume renversé et donc d'accéder à la position de la paroi le long du fil (Fig. 5), dans une constriction dans le cas des fils de NiFe²⁰. La dépendance angulaire peut également aisément se simuler en combinant une estimation de l'AMR et de la MMR à chaque pas de champ donné, en calculant la moyenne du produit scalaire $\mathbf{M} \cdot \mathbf{I}$ et $\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{eff}}$ respectivement, \mathbf{I} étant le courant et \mathbf{H}_{eff} le champ effectif, comme illustré en figure 6.c).

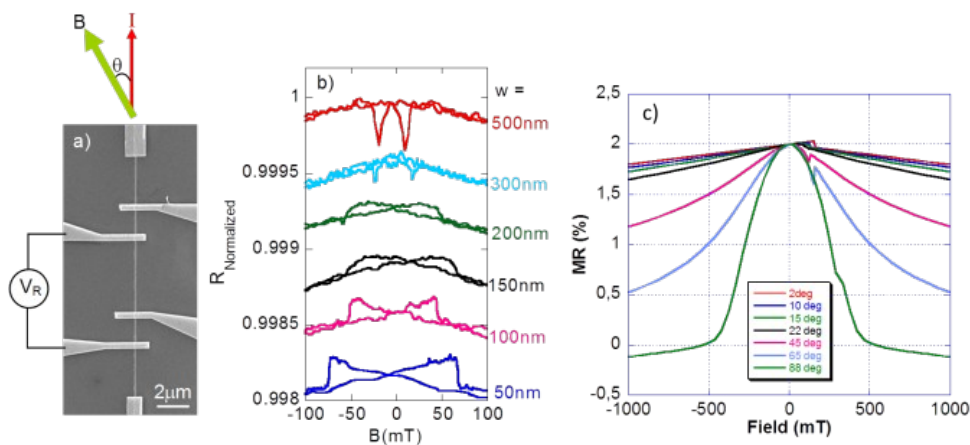


Figure 6. (a) Image MEB d'un dispositif de mesure d'un nanofil de NiFe. (b) Mesures d'AMR de nanofil de différentes largeurs (de 500 à 50 nm). (c) Calcul de l'anisotropie de MR et de la MR de magnon à partir de simulation micro-magnétique pour un fil de 50 nm de diamètre.

3 Action du courant polarisé en spin

Depuis le début des années 2000, les courants polarisés en spin sont utilisés pour manipuler l'état d'aimantation dans les nanostructures magnétiques via le transfert de moment angulaire depuis le courant de spin porté par les états s vers les électrons d localisés du matériau ferromagnétique^{24 25}. Dans ce cadre, j'ai pu réaliser ou participer à différentes études. La première a consisté à l'observation du déplacement de paroi de domaine dans des nanofils, par sempa (cf Fig. 7) ou par des mesures de transport, résolue en temps. Il en est ressorti que la paroi de domaine peut se transformer sous l'action des pulses de courant entraînant éventuellement un changement de paroi vortex a transverse dans les fils a aimantation planaire, comme dans le cas du NiFe, amenant alors à une perte d'efficacité de l'action du transfert de spin)²⁶. Dans le cas de tri-couches magnétique type (Co ou CoFeB)/Cu/NiFe, le déplacement de la paroi peut être suivi grâce à l'effet de GMR, comme illustré en Fig. 7. Dans ce cas, les courant critiques de déplacement s'avèrent être 2 ordre de grandeur plus petit (jusqu'à $5 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$) que dans le cas du NiFe simple, l'explication pouvant être dans l'influence du champ dipolaire de couche dure vers la couche libre ainsi que le flux vertical de courant de spin au voisinage de la paroi²⁷. Il est intéressant de noter que cette valeur est plus petite que dans nombre d'expériences utilisant les couples de spin orbite torque dont on parlera plus loin dans ce manuscrit.

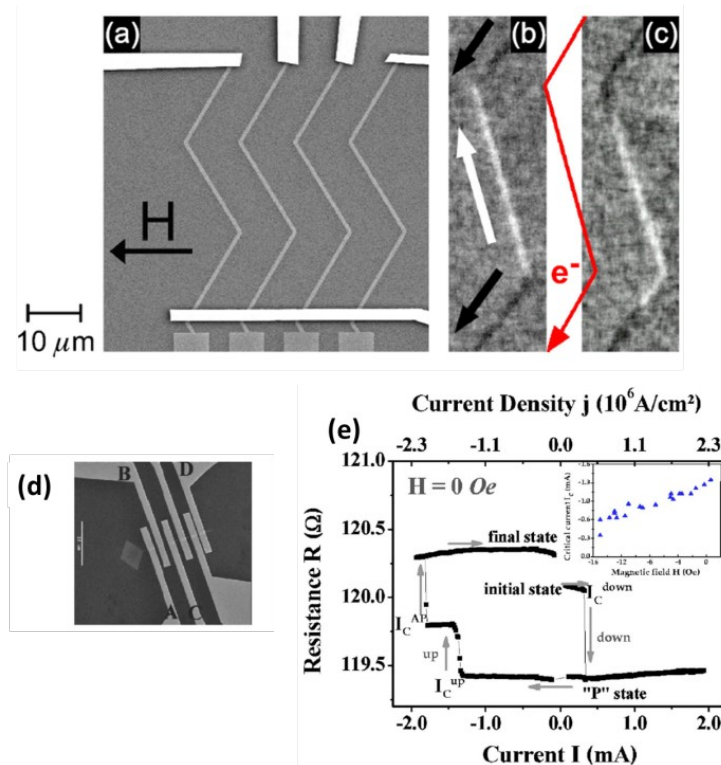


Figure 7. (a-c) Image MEB et SEMPA de nanofils de Py, illustrant la propagation de paroi sous l'action du courant polarisé en spin. Cette étude a mis en évidence la transformation de paroi au cours de pulses de courants successifs. (d-e) Déplacement de paroi dans des tricouches GMR de type NiFe/Cu/Co. Les efficacités de courant sont particulièrement grandes puisque des densités de l'ordre de $10 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$ suffisent à assurer le déplacement.

A l'INAC, avec J.P. Attané et A. Marty nous avons utilisé la méthodologie développée dans le cadre de la thèse de J.P. Attané pour étudier l'équivalence champ /courant dans des expériences de

dépiégage de paroi de domaine depuis un défaut isolé. L'idée est de regarder l'évolution des lois de dépiégage de paroi de domaine, par le biais du temps caractéristique de dépiégage. L'intérêt est de pouvoir utiliser des courants faibles et donc de limiter l'influence de l'effet Joule. En collaboration avec l'IEF à Orsay, nous avons fait une étude comparative entre les matériaux à anisotropie perpendiculaire CoNi et FePt. Nous avons observé des efficacités de l'ordre de 10^{-13} T/A.m², donc bien supérieure aux matériaux à aimantation planaire²⁸. L'explication tient au fait que dans les matériaux à forte anisotropie la paroi est plus fine, et donc le volume d'activation plus petit, ce qui est donc intéressant du point de vue des applications.

En collaboration avec le groupe de M. Klau à Univ. Mainz en Allemagne, nous avons également étudié l'utilisation de purs courants de spin pour le dépiégage de paroi dans des vannes de spin latérales^{29 30}.

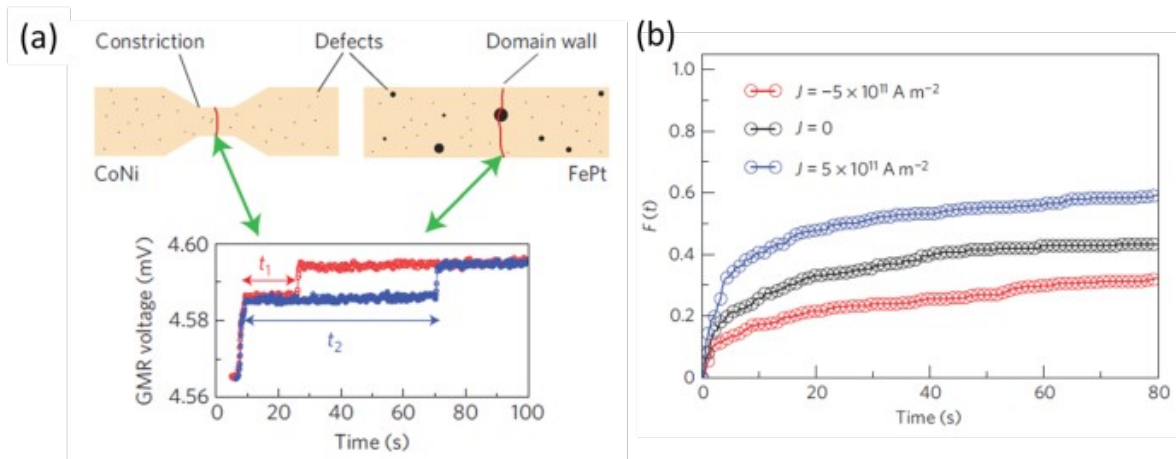


Figure 8 (a) Mesure du dépiégage de paroi de domaine dans des défauts structuraux ou constrictions. L'expérience montre une stochasticité du temps de dépiégage lorsque l'expérience est reproduite plusieurs fois. En étudiant l'action du champ sur ces lois de probabilités et en faisant le parallèle avec l'action du courant il est possible de remonter à l'efficacité champ courant. (b) Ce type d'expérience de dépiégage thermiquement activé permet de travailler à bas courant et de bien observer l'effet impair de la polarité du courant.

Avec R. Sousa, nous développons depuis 2008 une filière Mrams en salle blanche PTA. Des jonctions tunnels magnétiques ont pu être lithographiés à des dimensions sub 30 nm. Un des points clés est la gravure RIE anisotrope d'un dépôt de Ta depuis un masque de gravure défini par e-beam. Cela permet d'épaissir une espaceur isolant entre une électrode inférieure et une reprise de contact supérieure sur le pilier, tout en préservant la taille du pilier défini par le masque ebeam. Ces structures permettent de tester différents types d'empilement en vue de fabrication de cellule Thermally Assisted Switching-RAM (collaboration. avec Crocus), STT-MRAM ou d'oscillateurs hyperfréquences (avec U. Ebels). Les propriétés nominales à l'échelle du wafer ont pu être préservées avec des taux de court-circuit ou ouvert entre le contact du haut et du bas s'approchant de 0 à l'échelle du wafer dans les derniers développements. Diverses études de dynamique precessionnelle^{31 32 33}, d'anatomie du torque^{34 35}, de l'effet de TAS^{36 37} ont pu être réalisés sur des cellules à aimantation planaire ou perpendiculaire, ainsi que dans des doubles jonctions tunnels avec read et write mode séparés^{38 39}.

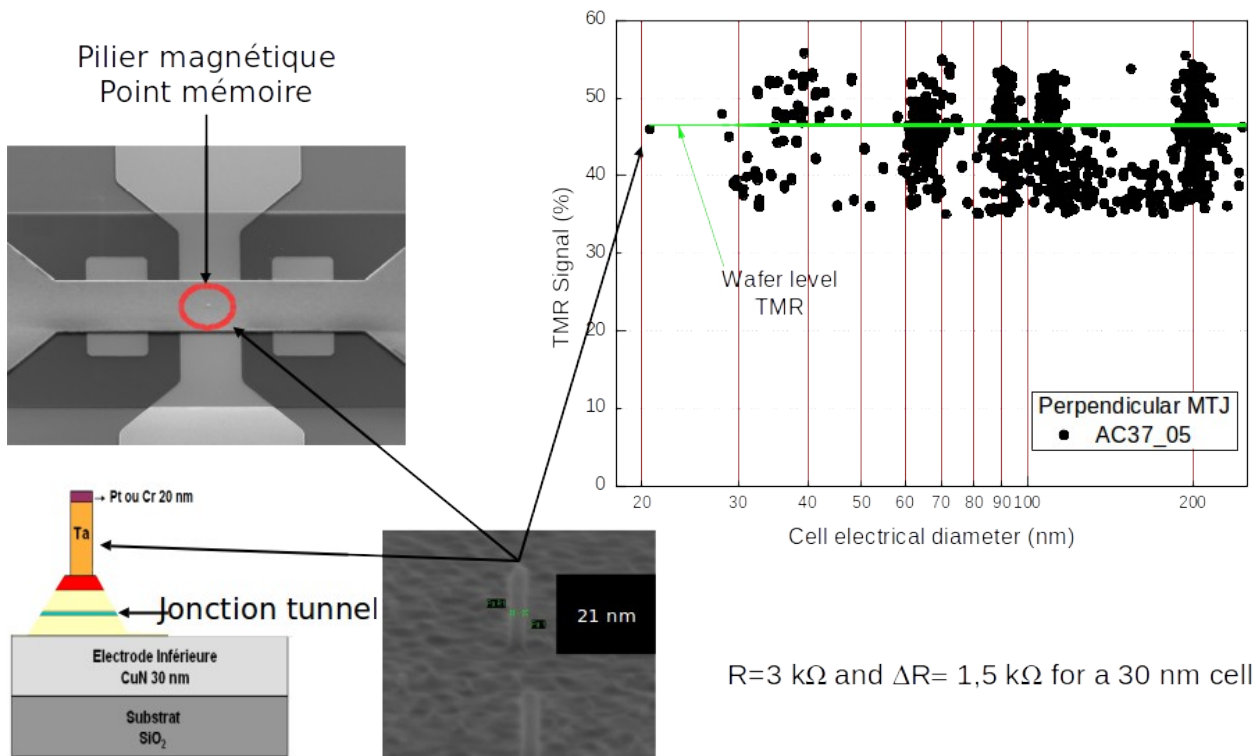


Figure 9. Présentation schématique de la réalisation de point MRAM à la PTA. Une électrode inférieure et supérieure connectent un pilier contenant une jonction tunnel magnétique dans un pilier de Ta réalisé par gravure RIE. Les tailles des piliers ont pu être descendus à moins de 30 nm, tout en préservant le signal de TMR. Un gros travail actuel est d'améliorer les rendements de fabrication (taux de circuits ouvert et court-circuits et valeurs de TMR et valeur de résistance électrique des piliers).

Ces développements sont le fruit du travail initié par M. De Lahaye, et poursuivit par G. Lavaitte, J. Gelucci, N. Lamard, K. Jaimes, K. Garcia, V.D. Nguyen, avec l'appui des membres de la PTA, ainsi que P. Sabon, J. Pereira et T. Chevolleau, M.C. Cyrille. Je réalise le niveau d'ebeam servant à la définition de la taille de cellule (cercles et ellipses de taille de 20 – 500 nm) et participe au développement des étapes du procédé en entier ainsi que de l'accompagnement des différents thésards, post docs et ingénieurs travaillant sur ce sujet.

B. Sources et détecteurs de courant de spin

Les courants de spin sont responsables des effets de magnétorésistance Géante ou Tunnel et sont également à la base du contrôle électrique de l'état d'aimantation par transfert de spin⁴⁰. Dans ce chapitre sont présentés le développement et quelques résultats emblématiques obtenus sur la génération et/ou la détection des courants de spin dans : (1) les vannes de spin latérales et (2) par le pompage de spin par résonance ferromagnétique.

1 Vannes de spin latérales

Les structures latérales permettent en quelque sorte de déplier les systèmes tri-couches GMR de type F/NM/F afin d'étudier le transport de spin. Elles servent notamment pour l'étude de l'injection et le transport de spin dans des matériaux non magnétiques tel que nanotube de carbone⁴¹ et graphène⁴² ainsi que les matériaux semi-conducteurs⁴³. Il devient également possible de séparer le courant de charge du courant de spin, ces structures servant alors de sources de courant de spin pour étudier les effets de GMR⁴⁴, les accumulations de spin induites par effet Hall de spin^{45 46} ou étudier le transfert de spin avec des purs courants de spin⁴⁷.

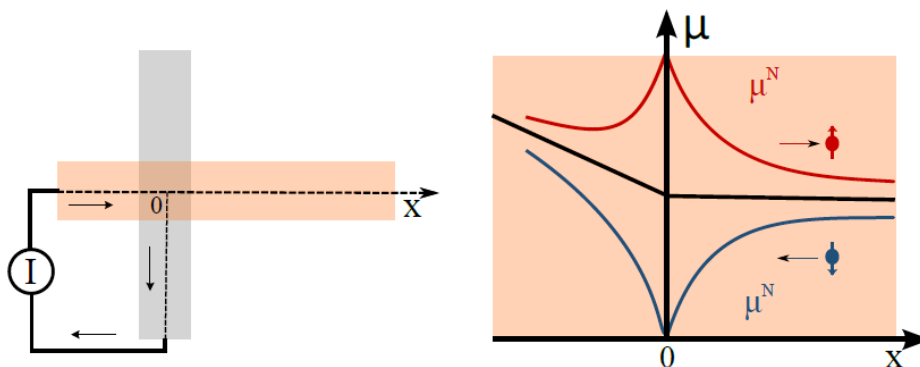


Figure 10. Représentation schématique de l'injection de spin et de l'accumulation de spin dans une vanne de spin latérale. Un courant électrique va induire une accumulation de spin à l'interface entre un matériau ferromagnétique et non magnétique. Une dégénérescence du potentiel électrochimique pour les spin up et down est responsable d'un flux de pur courant de spin dans la partie centrale

Une vanne spin latérale simple est constituée de deux fils ferromagnétiques connectés par un canal non magnétique (cf figure 11.a). Lorsque l'on injecte un courant polarisé en spin depuis le matériau F vers le canal NM, il apparaît de part et d'autre de l'interface une zone d'accumulation de spin, hors équilibre, qui permet le passage de la situation courant polarisé dans F à la situation courant non polarisé dans NM (cf figure 10). Il en résulte une levée de dégénérescence du potentiel électrochimique pour les spins majoritaires et les spins minoritaires et qui se répartie dans toute la structure (indépendamment du gradient de champ électrique) sur la distance caractéristique l_{sf} , longueur de diffusion de spin⁴⁸.

Au cours de la thèse de Piotr Laczkowki, nous avons développé cette technologie au sein de l'Inac. Pour ce faire, nous avons utilisé deux approches. La première consiste en la réalisation de fils de différents matériaux (ferromagnétique et non magnétique) par des étapes de lithographie successives. Une attention toute particulière doit alors être portée à la qualité des interfaces, qui doivent être nettoyées par gravure ionique lors de la reprise de contact sur le niveau précédent. Pour la seconde approche, nous avons utilisé des dépôts par ombrages, plus particulièrement celle dite Manhattan à la différence de celles utilisant habituellement des ponts suspendus avec des bi-couches de résine. Ici, les fils orthogonaux sont réalisés dans des ouvertures de résines à grand rapport d'aspect, permettant suivant l'angle de dépôt par rapport au plan de l'échantillon choisi de déposer sélectivement dans une ouverture ou dans l'autre (cf figure 11.c). Dans ce cas, l'interface FM/NM est réalisée directement sous vide durant une séquence d'évaporations successives des deux matériaux FM et NM.

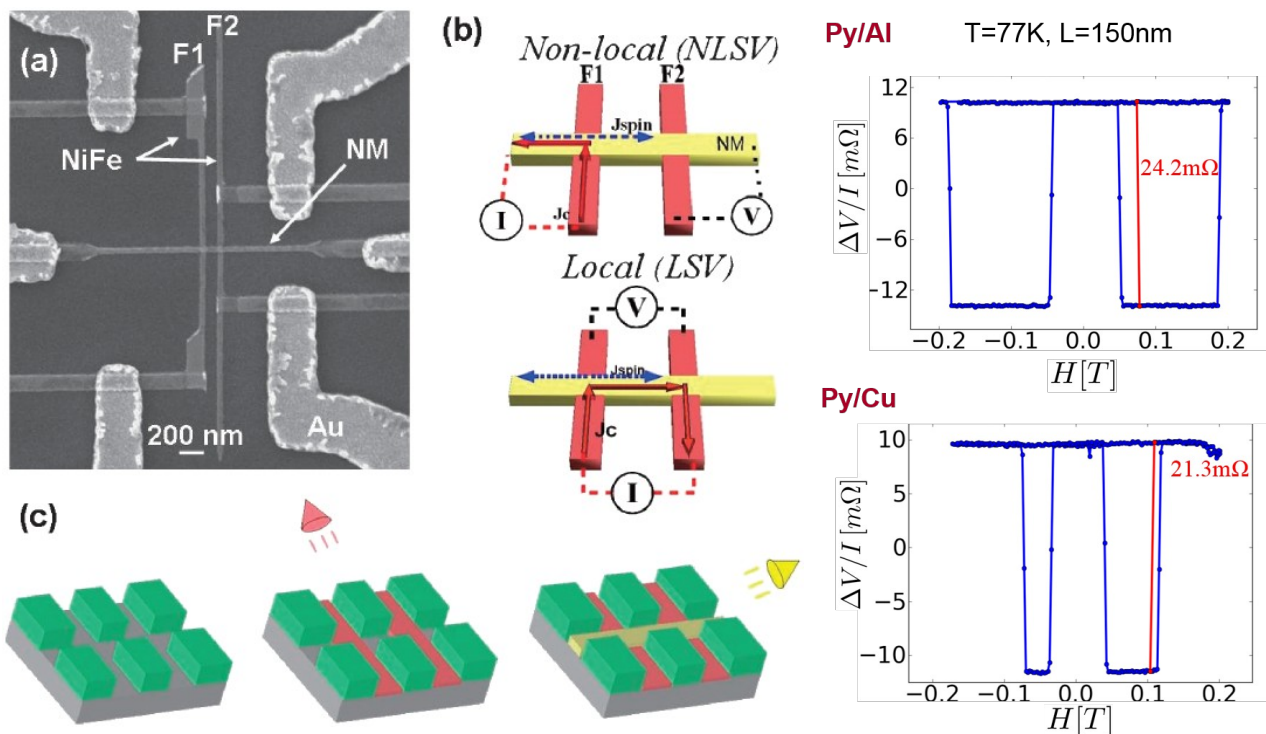


Figure 11. (a) Image MEB d'une vanne de spin latérale réalisée par évaporation sous angle ainsi que (b) les configurations de mesures non locales et GMR. (c) Principe de l'évaporation sous angle dans des ouvertures à angle droit. (Droite) Illustration de signaux obtenus avec un canal de Cu et d'Al avec Py comme matériau ferromagnétique.

Les signaux que nous avons pu obtenir se sont montrés particulièrement élevés au vu de la littérature du domaine, de l'ordre d'un ordre de grandeur, passant ainsi de quelques m Ω à plus de 20 m Ω (cf figure 11.d)⁴⁹.

Le développement de l'approche nécessitant plusieurs niveaux de lithographie, une pour chaque matériau déposé, qui est plus longue mais plus souple, a requis la calibration de la gravure par Ion Beam Etching (IBE) pour nettoyer les interfaces avant le dépôt des matériaux.

Le problème d'injection de spin dans les matériaux métalliques comme le cuivre ou l'aluminium souffre du même problème bien plus connu de « conductivity mismatch » ($\sigma_{NM} \gg \sigma_{FM}$) dans les matériaux semi-conducteurs⁵⁰. En fait, le problème est plus général, et trouve sa source dans le

« spin resistance mismatch » ($R_{FM} \ll R_{NM}$ ou $R = \rho * \lambda / (S(1 - p^2))$) est la résistance de spin du matériau considéré, et ρ est la résistivité et S la section de l'élément et p sa polarisation). Nous avons montré que quand ce problème est partiellement levé il était alors possible de jouer avec l'accumulation de spin. En utilisant de l'Au, nous avons pu montrer une augmentation de l'amplitude de signal de spin par un facteur deux en confinant latéralement l'accumulation de spin dans le canal d'Au⁵¹. En effet, entre une structure où le canal est étendu et une structure où l'on ne garde l'Au que dans la partie centrale (cf figure 12), l'accumulation de spin ne peut diffuser sur les cotés résultant alors en une augmentation de celle-ci. Pour ce faire, des mesures en configuration GMR sont alors nécessaires, ce qu'a rendu possible les petites dimensions de nos structures et leurs grands signaux de spin.

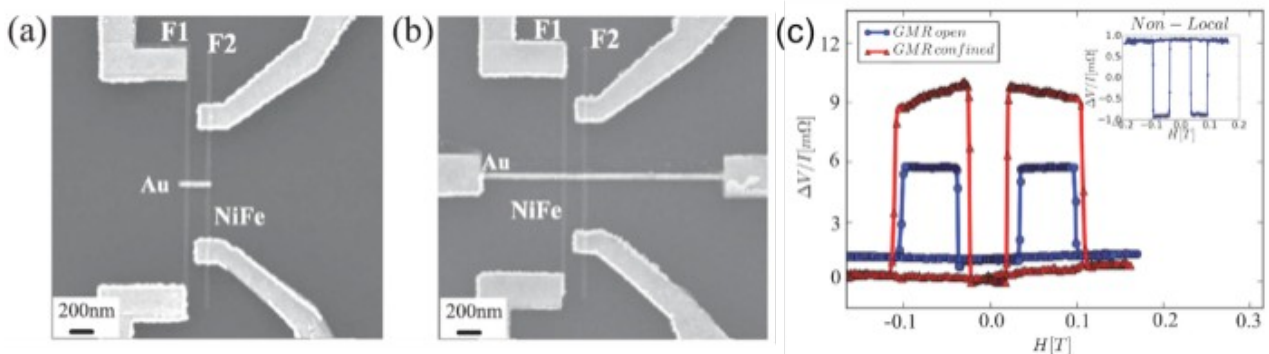


Figure 12. Vanne de spin latérale avec un canal d'Au (a) confiné et (b) étendu. (c) Signal de spin obtenu dans une mesure en configuration GMR pour ces deux structures et montrant l'augmentation du signal et donc de l'accumulation de spin dans la structure confinée.

Au cours de la thèse de Williams Savero Torres, nous avons combiné nos thématiques sur les parois de domaines et celle sur les courants de spin. En réalisant une constriction dans le fil FM, sous le canal de non magnétique, nous avons pu réaliser des sources de courant de spin commutables par un contrôle sur la dynamique de propagation de paroi de domaines⁵². Comme illustré en fig 13, quand une paroi de domaine est piégée sous la constriction, et en injectant le courant le long du fil FM, il est induit une accumulation de spin dans le canal dû au court-circuit électrique induit par le canal. A l'inverse, si on regarde la différence de potentiel, quand une paroi est piégée, les deux branches du fil FM sondent le potentiel électrochimique de population de spin opposé et donc une différence de potentiel se développe si une accumulation de spin est présente dans le canal NM. Le signal détecté est alors fort, car ce schéma de mesure est similaire à deux détecteurs d'accumulation mis en série. En combinant ce concept avec deux fils FM, présentant chacun une constriction comme en fig. 13, un signal se développe, si et seulement si, une paroi de domaine est présente à chaque constriction réalisant ainsi une opération logique de type porte ET. Ce concept apporte la possibilité de réaliser des sources et des détecteurs de courant, fonctionnant à la demande, basés sur l'injection et le piégeage de paroi plutôt qu'un changement de la configuration de mesure ou d'injection de courant électrique. Ce type de dispositif a permis de montrer la possibilité de générer de fort courant de spin dans une croix⁵³, ou bien de détecter une paroi de

domaine via l'effet SHE direct ou inverse dans le cas où le Cu est remplacé par un matériau à fort couplage spin-orbite, comme le Pt⁵⁴.

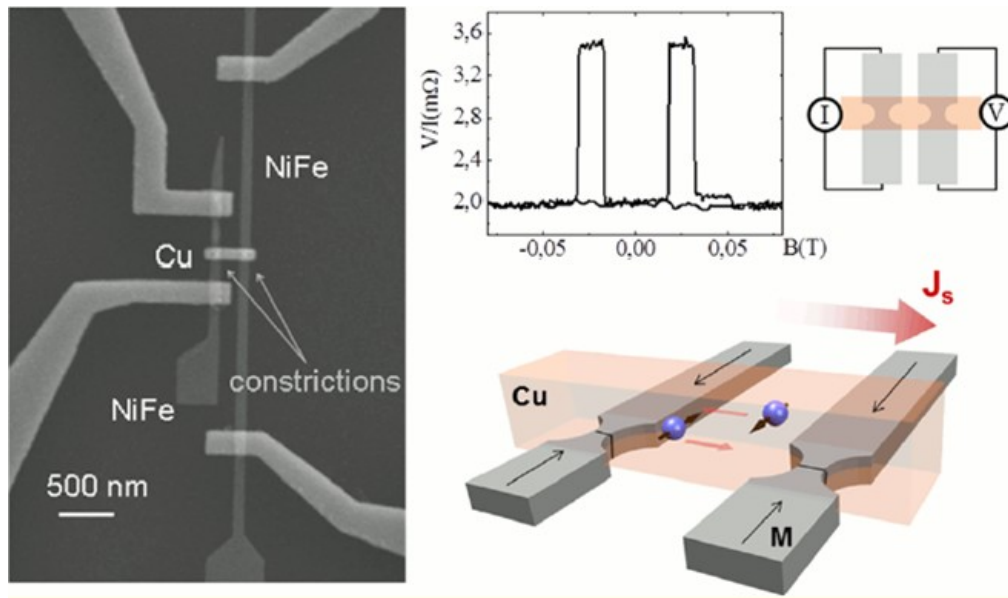


Figure 13. (Gauche) Image MEB d'une vanne de spin latérales où les deux fils verticaux ferromagnétiques possèdent une constriction juste sous le canal de Cu. (Droite) Mesure et configuration de mesure ainsi qu'un schéma de la structure, illustrant qu'un signal ne se développe que quand, et seulement quand, une paroi de domaine est piégée dans chaque constriction.

L'analyse du signal de spin en fonction de la distance entre l'injecteur et le détecteur permet de remonter aux résistances de spin et la longueur de diffusion de spin du canal NM. L'expression du signal de spin pour des matériaux métalliques et interfaces transparentes s'écrit ainsi :

$$\Delta R_S \approx \frac{2p^2}{(1-p^2)^2} \frac{R_F^2}{R_N} \frac{1}{\sinh(d_N / l_{sf}^N)}$$

Nous avons étudié ainsi l'injection de spin depuis des contacts de NiFe, Co, CoFe, et dans des conducteurs de spin comme le Cu, Al ou Au. L'utilisation d'injecteur à forte polarisation est importante mais également la diminution de taille. L'utilisation de CoFe à la place de NiFe a permis de monter le signal de spin par un facteur 10^{55} . La diminution de taille des fils, par exemple de 100 nm à 50 nm de large permet également de gagner un facteur 8, grâce au ratio R_F^2/R_N proportionnel à $t_N/(W_F W_N)$, avec t_N l'épaisseur du normal et W la largeur des fils. Ainsi, en diminuant la taille des fils et le gap, ainsi qu'en utilisant un matériau à plus forte efficacité d'injection comme le CoFe., nous avons pu obtenir au cours de la thèse de Gilles Zhand des magnétorésistances comparables à celles obtenues en CPP-GMR. La figure 15 montre un exemple de vannes de spin latérales à petit

gap et donnant un signal de spin de 120 mΩ à 10 K pour une résistance de canal de 1,1 Ω. La GMR est donc ici de plus de 10 % (5 % à l'ambiante)⁵⁶.

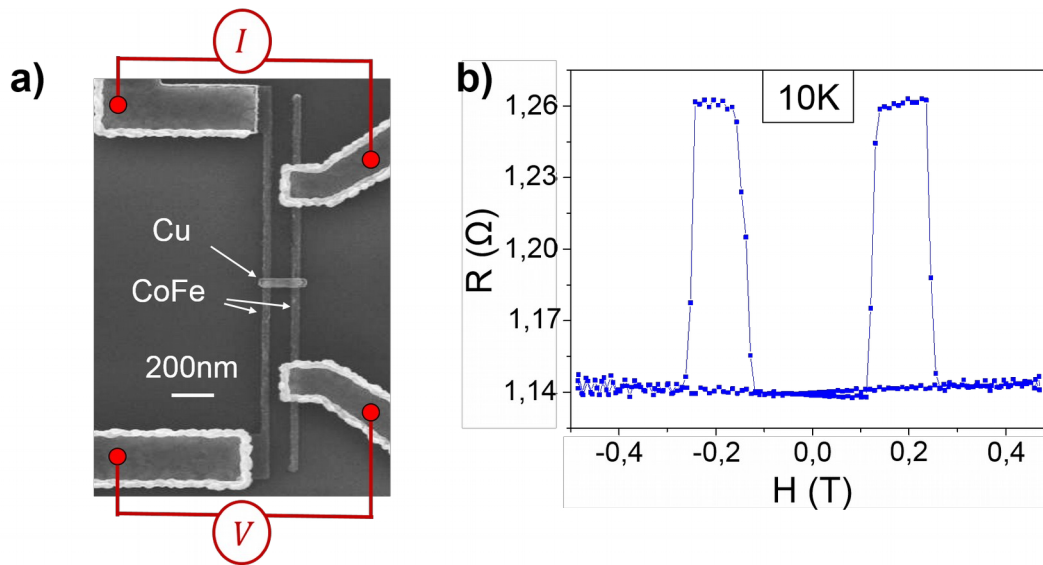


Figure 15. (a) Image MEB d'une vanne de spin latérale CoFe/Cu et (b) exhibant une GMR de 10 % à 10 K.

Ces amplitudes de signaux et les divers types de structures, nous ont permis d'étudier les paramètres d'injection⁵⁷, les effets Hall de spin⁵⁸, l'effet Hanle⁵⁹, l'absorption en spin de matériaux comme les alliages d'Au, le Pt, le Ta et les matériaux ferromagnétiques. Dans ce dernier cas, nous pouvons, grâce à une insertion d'un dot ferromagnétique, étudier les longueurs d'absorption de spin transverse. Le développement d'un modèle de spin resistor⁶⁰ et des méthodes de simulations par éléments finis du transport diffusifs de spin⁶¹ par A. Marty, nous a permis d'accéder à la fois à une modélisation analytique mais également 3D de ces effets et de ces structures.

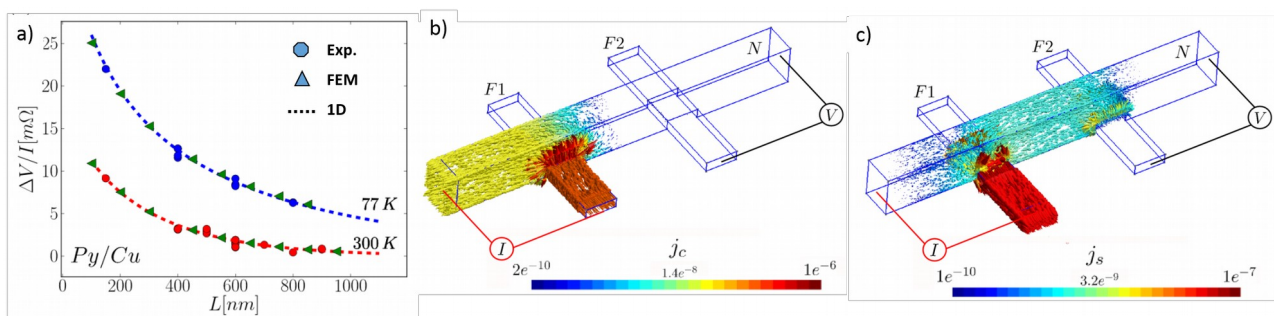


Figure 14. (a) Dépendance du signal de spin en fonction de la distance entre l'injecteur et le détecteur expérimentale ainsi que celles obtenues par le modèle analytique et les simulations FEM. (b) Vue 3D des lignes de courant électrique et (c) du courant de spin obtenus par FEM.

2 Pompage de spin par résonance ferromagnétique

Le pompage de spin dans un matériau NM peut être réalisé par la mise en précession de l'aimantation d'une couche ferromagnétique adjacente dans une bicouche FM/NM. Il a été pour la première fois observé, et compris, par des expériences réalisées au LPS à Orsay. Silsbee, lors de son sabbatique à Orsay, et P. Monod ont observé un élargissement de la largeur de résonance du matériau ferromagnétique par rapport à un système où la couche FM serait « seule »⁶². Ils ont compris que la délocalisation des électrons de caractère s, polarisés par ceux de caractère d du matériau FM, induisait un transfert de moment angulaire dans le matériau NM, qui ouvrait ainsi un canal de relaxation supplémentaire responsable de l'augmentation du paramètre de relaxation magnétique, nommé paramètre de relaxation de Gilbert et noté α .

Tservkovniak lors de son travail avec G. Bauer⁶³, ont formalisé dans un travail théorique ce concept. Il s'en est suivit une très grande activité, E. Saitoh en particulier, a utilisé ce concept et ce type d'expérience pour mesurer la tension qui pouvait se développer si le matériau NM avait un fort couplage spin-orbite, permettant alors de transformer ce courant de spin vertical en un courant de charge latérale⁶⁴. Il a donc été lauréat du prix [IUPAP Young Scientist Prize in Magnetism](#) en 2009 décerné conjointement à T. Kimura et S. Valenzuela pour leurs expériences, réalisées indépendamment, grâce à des vannes de spin latérales, et mettant en évidence l'effet Hall de spin dans les métaux. Ce concept de pompage de spin, est donc devenu un des moyens de caractérisation de l'inter-conversion courant de charge - courant de spin (SCCC) par utilisation de l'interaction spin orbite. En effet, une seule expérience de FMR permet alors de réaliser une source de courant de spin. L'étude s'en retrouve alors fortement simplifiée puisque la mesure d'un courant de charge converti par SOC est mesurable simplement par l'utilisation d'un voltmètre dans une configuration de mesure en circuit ouvert.

Le principe est présenté en fig 16. Dans notre cas nous avons préféré utiliser une cavité RPE, plutôt qu'un guide d'onde co-planaire, car il est possible de positionner l'échantillon sur un nœud de champ électrique et de calibrer le champ rf injecté de manière assez simple, en mesurant le facteur de qualité et connaissant le rapport le reliant au champ rf et dépendant de la cavité utilisée^{65 66}. Pour accéder au courant de spin injecté (perte de moment angulaire du à la présence du matériau à fort couplage spin-orbite), nous étudions l'extra damping par rapport au cas de la seule couche ferromagnétique (cf Fig. 14.a). Pour ce faire, nous utilisons une expérience de résonance ferromagnétique large bande mise au point par U. Ebels et B. Bailey⁶⁷. Le champ de résonance en fonction de la fréquence sur la gamme 4-24 Ghz, nous permet d'accéder ainsi à l'aimantation effective M_{eff} , le champ d'anisotropie H_{ani} , le paramètre de damping de Gilbert α et la contribution inhomogène ΔH_0 . Dans certain cas, le facteur de Landé où bien le paramètre α sont estimés à partir de la dépendance angulaire en cavité, par exemple à basse température ou pour obtenir le facteur de Landé de nos matériaux ferromagnétiques utilisés, qui sont le $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$, CoFeB et le Fe.

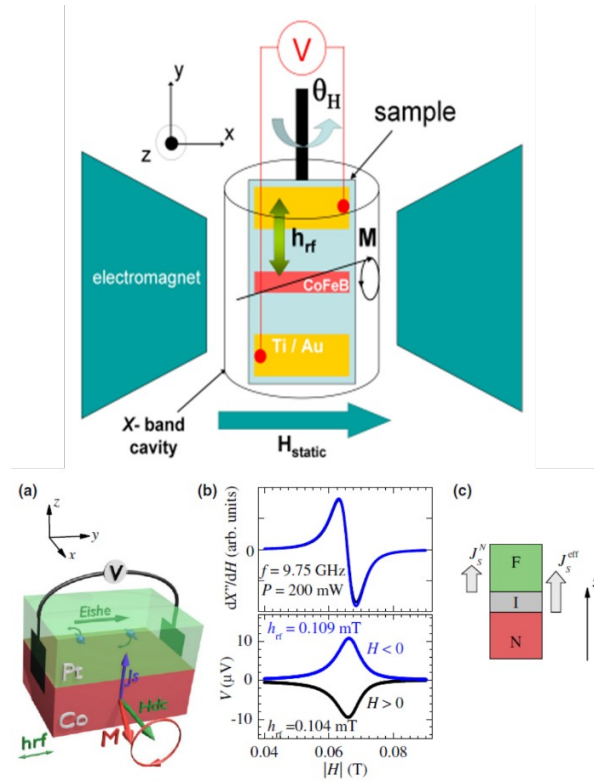


Figure 16. (Haut) Schéma de l'expérience de spin pumping en cavité. Un champ magnétique DC est appliqué suivant x et le champ rf suivant y engendre la mise en précession de l'aimantation au champ de résonance. Deux contacts transverses servent à mesurer la tension générée. (Bas). (a) Schéma de l'injection de spin à résonance et du courant de charge transverse. (b) Mesure de FMR et de la tension obtenue dans le cas $H > 0$ et $H < 0$. (c) Le courant de spin effectivement injecté dans le matériau à EHS est réduit par la perte de mémoire de spin à l'interface

Ayant accès à ces paramètres, il devient alors possible d'estimer en premier lieu la spin mixing conductance^{68 69 70}:

$$G_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi M_{\text{eff}} t_F}{g\mu_B} (\alpha_{\text{eff}} - \alpha_0)$$

Avec M_s l'aimantation à saturation, t_f l'épaisseur du matériau ferromagnétique, g le facteur gyromagnétique ou facteur de Landé, μ_B et $\alpha_{\text{FM/NM}}$ (ou α_{eff}) ainsi que α_{FM} (ou α_0) sont le paramètre de damping de Gilbert (décorrélé de la contribution inhomogène grâce à l'expérience large bande) du système FM/NM et FM seul, respectivement. Cette équation donne accès au paramètre de spin mixing conductance quantifiant le couplage électronique à l'interface FM/NM et l'efficacité du canal de relaxation ouvert par le matériau adjacent. Il faut ensuite estimer le cône de précession dépendant de l'aimantation effective de la couche mince et du champ rf appliqué (estimé depuis le facteur de qualité de la cavité avec l'échantillon inséré pour en déduire la densité de courant de spin injecté dans le SOC (cf Fig.14.b). Cela se fait au travers de l'expression suivante :

$$j_s = \frac{G_{\uparrow\downarrow}^{\text{eff}} \gamma^2 \hbar h_{\text{rf}}^2}{8\pi \alpha_{\text{eff}}^2} \left[\frac{4\pi M_s \gamma + \sqrt{(4\pi M_s \gamma)^2 + 4\omega^2}}{(4\pi M_s \gamma)^2 + 4\omega^2} \right] \frac{2e}{\hbar}$$

Tous les paramètres sont mesurés indépendamment.

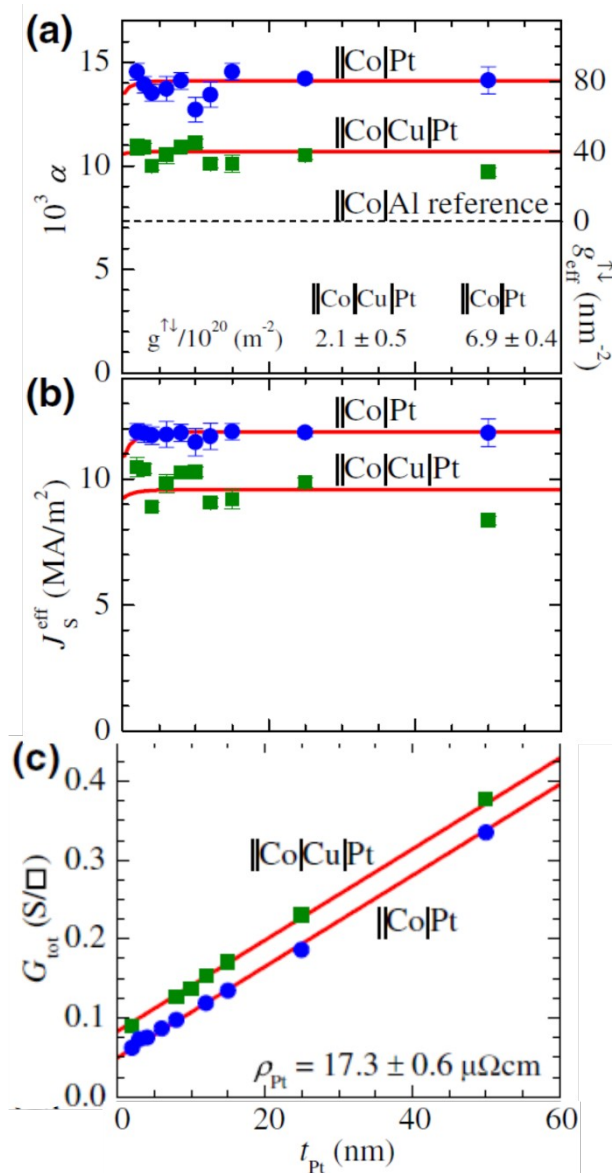


Figure 17. (a) Evolution du paramètre de relaxation α en fonction de l'épaisseur de Pt pour une structure Co|Pt et Co|Cu|Pt par rapport à une référence Co|Al. (b) Courant de spin injecté correspondant. (c) Conductivité des structures montrant que la résistivité du Pt est indépendante de son épaisseur jusqu'à une épaisseur minimale de 4 nm.

D'après le voltage mesuré en circuit ouvert, il est possible d'estimer le courant produit par l'expression $I=V/R$, ou R est la résistance de l'échantillon mis dans la cavité. Nous utilisons une

mesure de résistivité multipliée par le nombre de carrés (6 en général) issu de la découpe, afin de s'affranchir des résistances d'amenées et de contacts mesurées en 2 points une fois l'échantillon monté dans la cavité (cf Fig.14.c). Ce dernier point, comme pour M_{eff} et H_{ani} sont mesurés pour chaque échantillon, en particulier dans les dépendances en épaisseurs, car la qualité des matériaux peut en être affectée et les comparaisons directes faussées par ces variations. Il devient alors possible d'estimer le courant produit à partir de l'expression suivante :

$$I_C = -W \theta_{\text{SHE}}^N \ell_{\text{sf}}^N J_S^{\text{eff}} \tanh \left[\frac{t_N}{2\ell_{\text{sf}}^N} \right]$$

où W est la largeur de l'échantillon. Afin de déterminer la longueur de diffusion de spin, il est possible de réaliser une dépendance en épaisseur du matériau SOC. Néanmoins, nous avons démontré que cela ne peut se faire sur l'évolution seule de l'extra damping car celui-ci peut être ébloui par la présence de l'interface et de la forte relaxation de spin qu'elle peut entraîner (cf la figure 17.(a) et la référence ⁷¹). La dépendance doit donc se faire sur l'évolution de la tension. Néanmoins lors de l'analyse, le pur courant de spin injecté, même s'il est connu n'est pas forcément celui qui arrive effectivement dans le SOC, du fait de la relaxation de spin dans l'interface, ou spin memory loss, cf Fig 16.c. De même, pour une analyse de I_{sf} ou du SHA, il faut être sûr que le matériau ne change pas de résistivité en fonction de l'épaisseur, comme illustré en figure 17.c.

C. Utilisation du couplage spin orbite dans le transport électronique

Ce chapitre présente les activités menées sur (1) l'effet Hall de spin dans le volume des matériaux non magnétiques et (2) l'effet Edelstein inverse aux interfaces.

Le couplage spin-orbite est depuis longtemps un des éléments essentiels servant au contrôle des propriétés magnétiques via l'anisotropie magnétique de volume ou d'interface⁷². Du côté des propriétés de transport, en revanche, ce couplage a longtemps été vu comme détrimental, responsable de la relaxation de spin au travers des mécanismes de relaxation de type Dyakonov-Perel et Eliot-Yafet⁷³, à l'exception de son rôle dans l'anisotropie de magnéto-résistance⁷⁴ et les effets Hall extra-ordinaires⁷⁵. La spintronique a conventionnellement utilisé l'interaction d'échange, présente dans les matériaux ferromagnétiques, pour polariser en spin le courant de charge. De la façon dont les spins vont pouvoir s'écouler dans des hétérostructures résulte les effets de magnéto-résistance (géante ou tunnel) ou les couples de transfert de spin (leur effet réciproque) qui permettent de manipuler une aimantation via le flux de moment angulaire associé au courant de spin.

Depuis quelques années, l'intérêt de la recherche fondamentale, mais aussi de nouveaux concepts de dispositifs, s'est fortement porté sur l'utilisation du couplage spin-orbite dans les matériaux paramagnétiques⁷⁶. L'asymétrie qu'il induit pour la conduction des spins 'up' et 'down' peut permettre de générer un flux de spin, cette fois de manière transverse au courant de charge, cf figure 18. Il peut se décliner en deux catégories : des effets de volume (intrinsèques ou extrinsèques) avec l'effet Hall de spin⁸, et des effets de surfaces ou d'interfaces comme l'effet Rashba, par exemple, qui est également lié à l'interaction spin-orbite et peut être source d'une polarisation en spin du courant de charge à travers l'effet Rashba-Edelstein⁹. Ces effets (effet Hall de spin et spin-orbite aux interfaces) permettent ainsi de convertir un courant de charge en courant de spin (et inversement), et ce dans des matériaux non magnétiques, cf figure 19. Il est ainsi possible de produire/détecter une information de spin, mais également de piloter un état d'aimantation par couple de transfert de spin ou « couple spin-orbite », c'est-à-dire un couple résultant de l'absorption du courant de spin produit par ces effets liés au couplage spin-orbite¹⁰. L'interaction spin-orbite ouvre également des perspectives tout à fait intéressantes en terme de contrôle et de la mise en œuvre de nouvelles formes de configurations micro-magnétiques de l'aimantation : les skyrmions⁷⁷ et les parois magnétiques de type Néel⁷⁸. Cet ensemble de sujet se regroupe au sein d'une thématique qui est dénommée spin-orbitronique⁷⁶.

1 Effet Hall de spin

Depuis une dizaine d'années, et la redécouverte des effet Hall de spin, le couplage spin orbite est maintenant utilisé de manière intensive pour générer ou détecter une information de spin dans le volume des matériaux non magnétiques. Un des exemples majeurs est l'utilisation du Pt, matériau bien conducteur et faisant souvent office de référence dans les expériences de l'EHS, de spin caloritronique et /ou magnonique, ou d'étude des couples spin orbites agissant sur l'aimantation. Les effets hall de spin se décomposent en deux catégories⁸ : les effets intrinsèques, dus à la phase de Berry associée à la courbure de la structure de bande⁷⁹, et les effets extrinsèques, liés aux défauts ou impuretés. Les effets extrinsèques regroupent deux phénomènes microscopiques connus de l'effet Hall Extraordinaire, les effets de diffusion de type « skew scattering »⁸⁰ et de type « side jump »⁸¹, cf figure 19. Ces mécanismes permettent l'interconversion d'un courant de charge en courant de spin et vice versa au travers de l'effet Direct et Indirect⁴⁶.

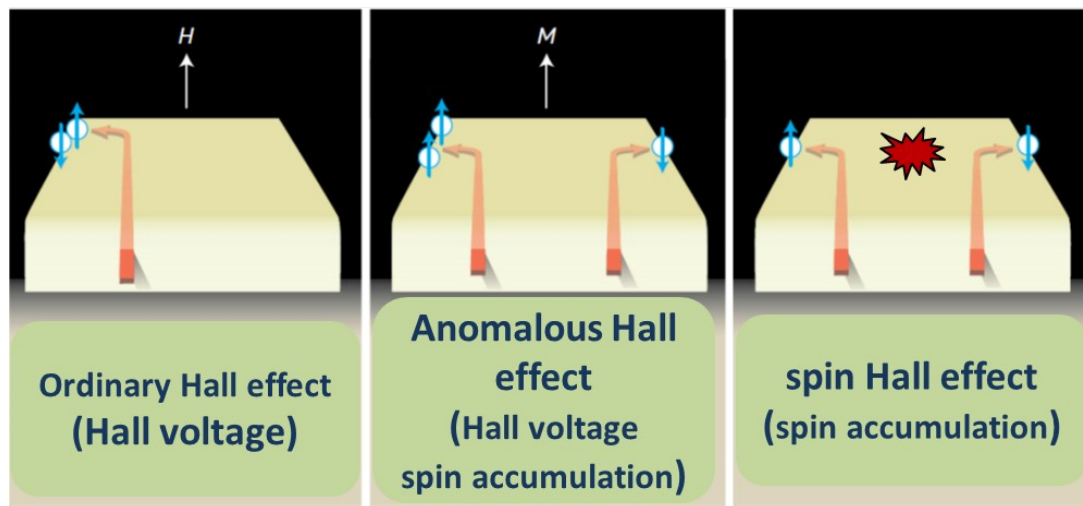


Figure 18. Illustration de l'effet Hall (gauche) ordinaire, (milieu) extraordinaire ou anormal et (droite) de spin. A la différence de l'effet Hall extraordinaire, l'effet Hall de spin induit une seule accumulation de spin sans accumulation de charge sur les bords de l'échantillon. D'après Inoue et al.⁸²

Quand un courant de charge parcourt un matériau à SHE, un courant transverse de spin se développe, assurant un transfert de moment angulaire sans transfert net de charge. A l'inverse de l'EHE, un simple voltmètre ne suffit pas à mesurer la couche d'accumulation de spin ainsi produite aux bords d'un barreau, et demeure donc un défi majeur de la métrologie de l'EHS. Dans le cas inverse, un pur courant de spin va induire un courant de charge transverse. Le facteur de conversion est l'angle de Hall de spin, ratio du courant produit par le courant injecté. L'un des objectifs est de le maximiser. Pour cela, il y a donc trois mécanismes : intrinsèque, side jump ou skew scattering. Pour les deux premiers, l'angle de Hall de spin est proportionnel à la résistivité longitudinale, alors qu'il reste constant avec le dernier. Une des approches est donc d'augmenter la résistivité longitudinale de certains métaux 5d, comme le Ta ou le W, et ainsi tirer au maximum

partie de la contribution intrinsèque, ou bien de chercher des impuretés et des matrices qui puissent augmenter de manière avantageuse la contribution de side jump ou de skew. Cette dernière approche a été réalisée grâce à des impuretés de Bi ou Ir dans un matrice de Cu^{83 84}.

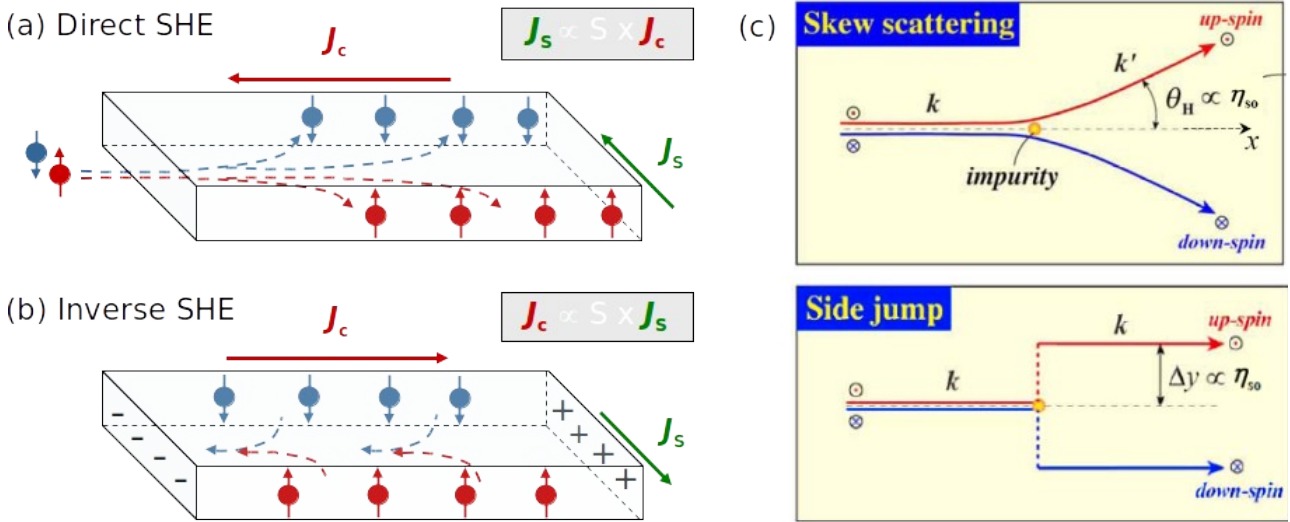


Figure 19. (a) Effet Hall de spin direct où un courant de charge génère un courant de spin transverse et une accumulation de spin sur les bords d'un conducteur. (b) Effet Hall de spin inverse où une accumulation de spin et un courant de spin génère un courant de charge transverse. (c) Représentations schématiques des mécanismes de diffusion de type skew scattering et side jump, ou l'angle de diffusion ou le saut latérale dépendent de l'état de spin.

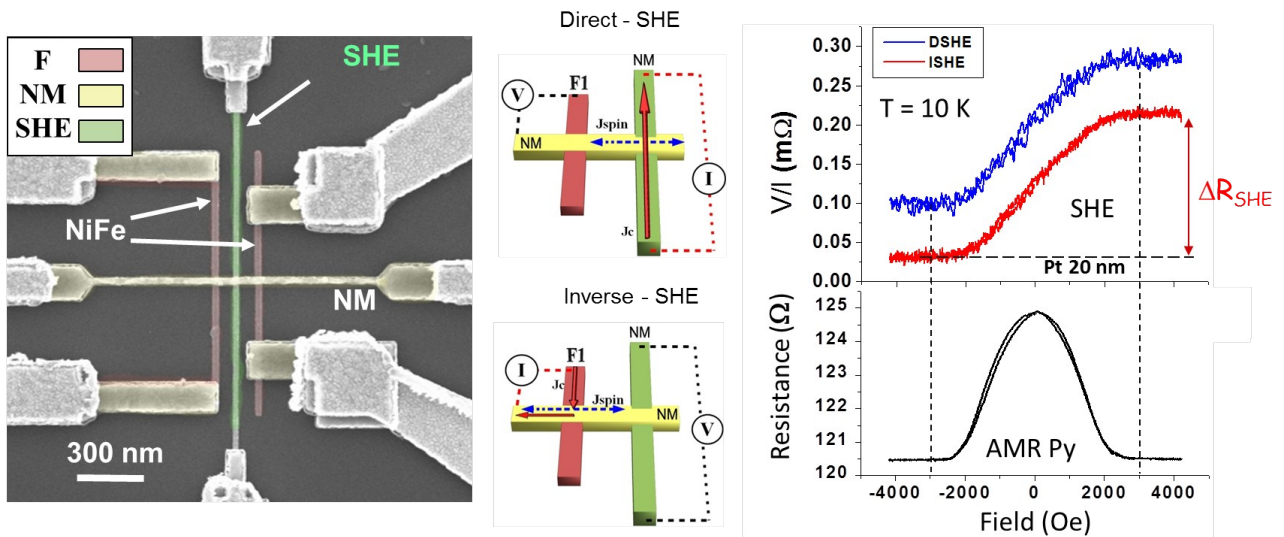


Figure 20. Image MEB d'une vanne de spin latérale NiFe/Cu au centre de laquelle est inséré un fil SHE. Schémas de mesure de l'effet Hall de spin Direct et inverse. Mesures de l'effet Hall de spin Direct et Inverse à 10 K, mesurés pendant mon séjour post-doctoral au Japon⁸⁵, montrant la même amplitude de signal comme attendu d'après le principe de Onsager. Le champ est appliqué dans la direction du canal, donc perpendiculairement aux fils ferromagnétiques. Mesure AMR montrant le même champ de saturation que pour les mesures de SHE.

Les techniques de mesure dans les vanes de spin latérales permettent d'accéder à la longueur de diffusion de spin dans les matériaux à fort couplage spin-orbite et donc petit l_{sf} . Comme illustré sur la figure 20, le courant de spin généré par l'injection d'un courant de charge dans le matériau à SHE va être détecté de manière non locale, au travers d'un conducteur tel que le Cuivre. A l'inverse, le courant de spin généré par l'injection non locale d'un courant de charge à l'interface F/NM, va être absorbé par le matériau à SHE et générer un courant de charge transverse ou une tension en circuit ouvert.

Alain Marty a développé la simulation par éléments finis des lignes de courant de spin up et down et des profils d'accumulations dans ces hétérostructures. Ils se révèlent indispensables pour la prise en considération du court-circuit par le canal de Cu mais aussi dans les expériences d'absorption, de la largeur de l'absorbeur.

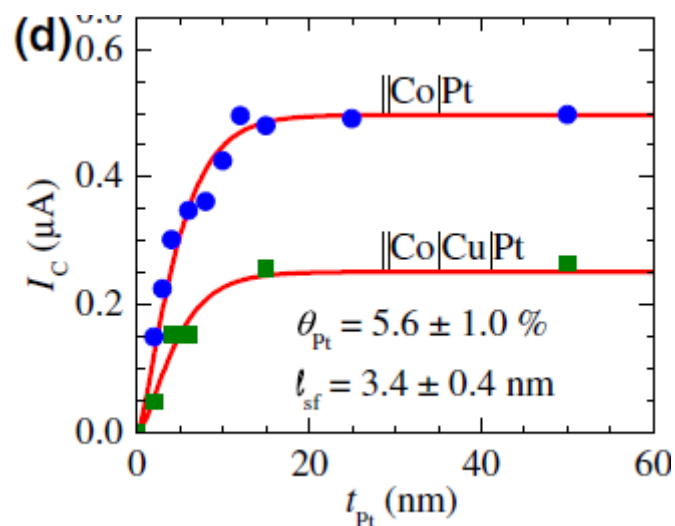


Figure 21. Evolution du courant de ISHE produit en fonction de l'épaisseur de Pt, dans une expérience de spin pumping sur les systèmes Co|Pt et Co|Cu|Pt. La montée en $\tanh(t/2l_{sf})$ permet d'accéder au l_{sf} du Pt. L'insertion de Cu fin, donc sans relaxation dans le volume, met en évidence la relaxation de spin aux interfaces.

Le pompage de spin ou spin pumping, est un outil intéressant pour mettre en oeuvre l'EHS inverse et l'étude de l'inter-conversion courant de spin – courant de charge. Au travers d'une collaboration avec S. Gambarelli et V. Maurel, nous avons pu étudier divers systèmes métalliques de type bi-couche F/NM (avec F =Py,CoFeB,Fe ; NM=Pt, Ta, W, AuW, AuTa). Nous avons obtenu une très bonne adéquation entre des mesures de spin pumping et vanes de spin latérales pour l'alliage AuW⁵⁸. Dans le cas du couple Co et Pt, nous avons pu montrer l'importance de l'interface au travers de différentes pertes de mémoires de spin, avec et sans insertion d'une fine couche de Cu, la couche de Cu baissant la production de courant et l'angle de SHE apparent. La perte de mémoire de spin est ainsi plus grande au passage des interfaces successives Co/Cu et Cu/Pt que Co/Pt seul⁸⁶. Cette prise en compte est donc nécessaire pour extraire une analyse quantitative de l'EHS d'un matériau. En revanche, l'extra damping évolue peu avec l'épaisseur de Pt, le courant de EHS lui augmente

bien plus progressivement sur une longueur d'échelle plus grande, cf figure 21 et 17.a). Un paramètre tout aussi important est la longueur de diffusion de spin (ainsi que la résistivité comme explicité plus haut). Nous avons donc souvent recours au produit angle de Hall de spin et longueur de diffusion de spin pour comparer les matériaux entre eux, mais aussi pour les mesures issues de différents groupes. Cela revient à intégrer sur son épaisseur optimale la couche de courant produite.

2 Effet Edelstein-Rashba

Le couplage Rashba⁸⁷ est un autre moyen de générer une inter-conversion entre un courant de charge et un courant de spin. Cette autre correction relativiste se base sur le gradient de champ électrique présent à l'interface entre deux matériaux pour piloter via le champ Rashba l'état de spin. Partant d'un système d'électron libre pour un gaz d'électron bi-dimensionnel à une interface, le terme de Rashba engendre une levée de dégénérescence des états de spin, comme illustré par le décalage des courbes de dispersion de la figure 22 pour les spins up et down. Le blocage entre l'impulsion et le spin résultant de cet hamiltonien se voit dans les contours au niveau de Fermi dans la Figure 22. Dans le plan du système d'électron bi-dimensionnel, l'impulsion k est ainsi orthogonale à s . Dans les hétérostructures utilisées pour le spin orbit torque, ce phénomène est également responsable de couple de type Field like, mais également de Slonczewski (ou damping like)⁸⁸. Ceci rend l'analyse des couples de SOT difficiles car le SHE et Rashba peuvent chacun engendrer les deux couples orthogonaux à l'aimantation. Il est donc important de qualifier indépendamment l'effet Rashba au travers de l'inter-conversion spin-charge, d'autant que ce mécanisme d'inter-conversion peut être très efficace.

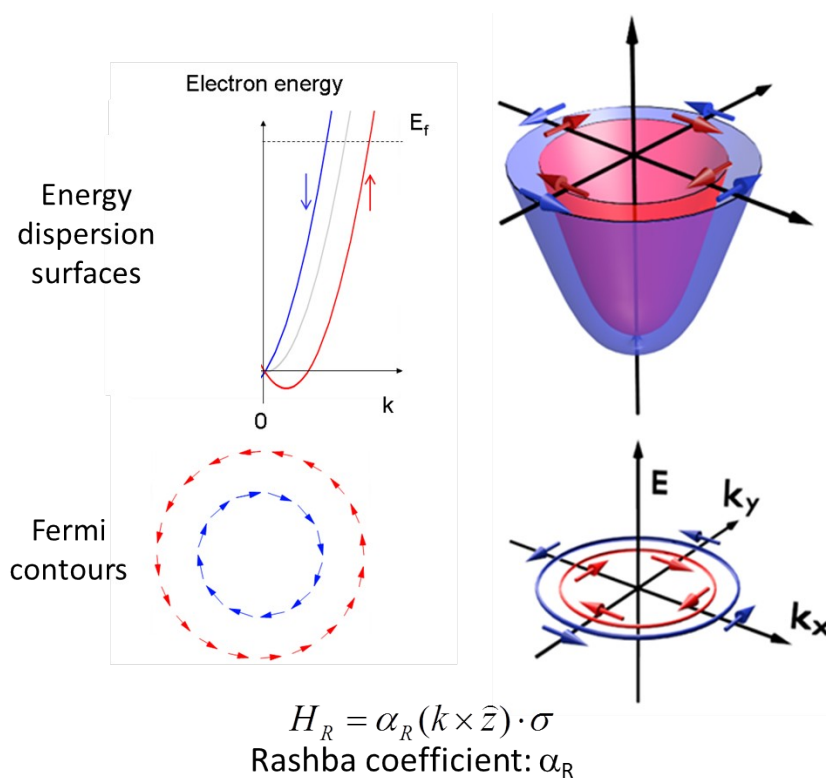


Figure 22. (gauche) Représentation du décalage de la structure de bande d'un gaz d'électron en présence du couplage Rashba. Le blocage impulsion-spin génère une texture hélicoïdale de spin dont il va être possible de tirer partie au niveau Fermi pour l'inter-conversion charge-spin. (droite) Illustrations du contour de Fermi avec un blocage moment-spin, le spin étant dans le plan mais perpendiculaire à l'impulsion. Les deux contours sont de chiralité opposée.

Edelstein a remarqué que, due au champ Rashba, la circulation d'un courant de charge dans un 2DEG s'accompagne nécessairement d'une accumulation de spin⁹. Dans ce cas, le blocage

hélicoïdale de spin implique que pour k_x l'état de spin est suivant s_y et respectivement k_y avec s_x . Un courant de charge est associé à un déplacement Δk du contour de Fermi. Comme illustré en Fig. 23 il en résulte une accumulation de spin up et d'une diminution du nombre de spin down par rapport à la situation sans courant. Cet accumulation de moment angulaire peut ainsi servir à exercer un torque sur une aimantation adjacente. Dans le cas inverse, comme en spin pumping, l'injection d'un pur courant de spin et donc de spin up compensé par une extraction de spin down, va générer un déplacement du contour de Fermi Δk et donc l'apparition d'un courant de charge dans le plan de l'interface. Dans le cas des isolants topologiques, la situation est simplifiée et peut être rendue encore plus efficace, en effet le blocage de spin associé au cône Dirac n'est pas partiellement compensé par les spins minoritaires, cf Fig. 23⁸⁹. De la même manière, l'injection d'un courant de charge va générer une accumulation de spin et l'injection de spin va générer un courant de charge. Ces effets sont donc l'effet Edelstein direct et inverse.

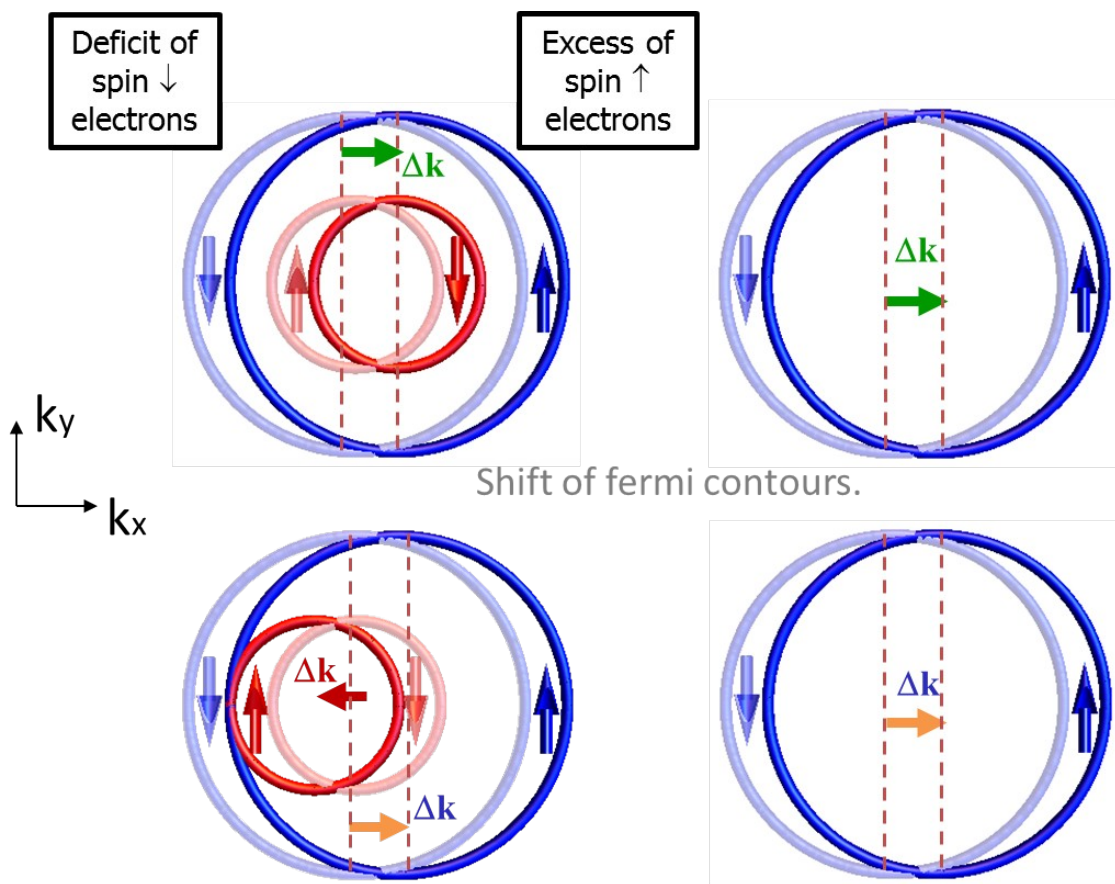


Figure 23. Représentations des contours de Fermi pour la cas d'un gaz d'électron avec l'interaction Rashba (gauche) et pour la coupe du cône de Dirac pour un isolant topologique (droite). L'application d'un courant de charge décale les contours de Fermi de Δk et engendre une accumulation de spin (haut). Dans le cas inverse d'une injection de courant de spin par effet inverse, l'excès de spin induit un décalage Δk des contour de Fermi, générant ainsi un courant de charge. A l'inverse des isolants topologiques, les systèmes Rashba se voient compensés par le deuxième contour de Fermi à hélicité inverse.

Le système Ag\Bi est l'archétype d'un système où un fort couplage Rashba existe. En effet, Ast et al ont montré par Arpes, qu'un tiers de mono-couche de Bi déposé sur Ag(111) avec une

reconstruction $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ permettait d'obtenir un couplage Rashba géant⁹⁰. Aussi, aux faibles épaisseur le Bi a plus tendance à conduire par ces surfaces que par son volume⁹¹. Nous avons donc étudié ce type de système. J.M. de Teresa de l'université de Zaragoza, nous a fourni des couches de Bi\Ag sur lesquelles nous avons déposé du NiFe. Nous avons étudié trois systèmes : NiFe/Ag, NiFe/Bi et NiFe/Ag/Bi lors du post-doctorat de Juan-Carlos Rojas Sanchez. Les résultats de spin pumping sont présentés sur la figure 24. La largeur de raie du NiFe est fortement élargie pour les deux derniers systèmes. L'Ag n'induit pas d'élargissement notable, comme attendu pour un parfait transmetteur de spin aux faibles épaisseurs (le l_{sf} de l'Ag est de l'ordre de plusieurs centaines de nm). De même, pour la production de courant à résonance, nous n'en observons que pour les deux systèmes où il y a le Bi, et notamment pour celui où l'interface Ag/Bi est formée. Ces résultats montrent qu'il est essentiel d'avoir cette interface pour inter-convertir de manière efficace un courant de spin en courant de charge. Ce résultat est la première mise en évidence de l'effet Edelstein inverse⁹², qui a ensuite été reproduit par plusieurs groupes et de nombreux travaux. Notamment le signe est renversé quand l'ordre d'empilement est inversé et nous n'observons pas d'influence de l'épaisseur d'Ag. Nous pensons qu'en contact direct avec le NiFe, la présence de l'interaction d'échange se trouve être détrimentale pour le couplage Rashba, ce qui expliquerait la plus faible conversion de courant pour le système en contact direct NiFe/Bi.

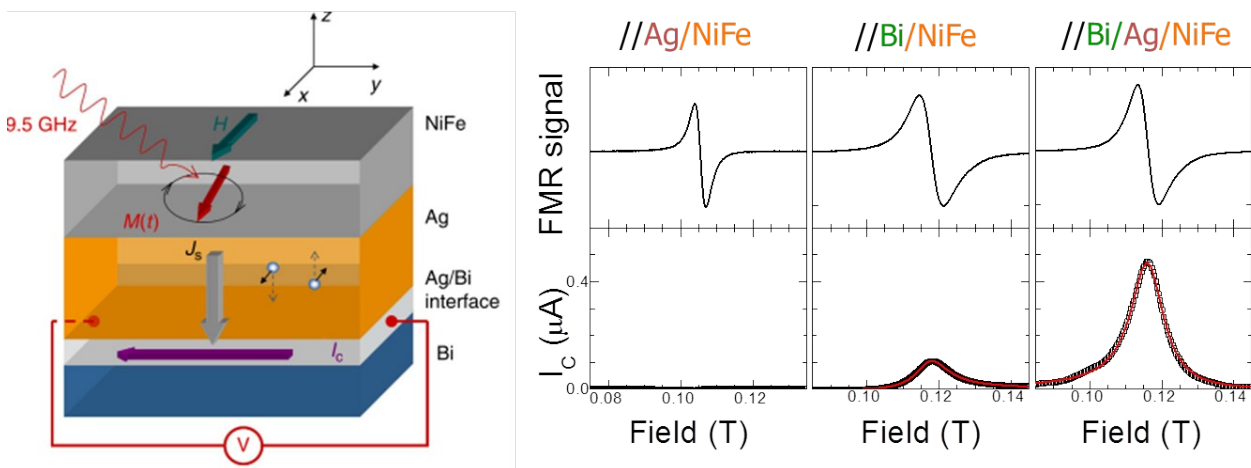


Figure 24. Schéma de l'expérience de pompage de spin dans le système NiFe/Ag/Bi. La mise en précession de M engendre l'injection d'un courant de spin dans les états d'interfaces et génère un courant de charge dans le gaz d'électrons à l'interface. (panneaux de droite) Raie d'absorption et courant correspondant pour les échantillons de NiFe/Au, NiFe/Bi et NiFe/Ag/Bi. Pour ce dernier un fort courant est obtenu.

Comme illustré sur la figure 24 de gauche, le courant de spin J_s , qui est de dimension volumique (3D), est converti en une densité de courant interfaciale (2D). Le ratio de conversion par l'effet Edelstein inverse (J_c/J_s) a donc la dimension d'une longueur, que nous avons appelé longueur Rashba Edelstein inverse λ_{IREE} . Pour le système Ag/Bi, la longueur Edelstein est de 0.3 nm et insensible à l'épaisseur d'Ag (testé de 5 à 20 nm). Théoriquement cette longueur est égale au produit du couplage Rashba par le temps de relaxation électronique. Pour un système métallique ce temps est de l'ordre de la femtoseconde ce qui explique en parti cette faible longueur. La

signification de cette longueur est encore sujette à débat, et pourrait correspondre à la longueur sur laquelle sont propagés les spins convertis dans le gaz d'électron à l'interface. Il est à noter que si une analyse en effet Hall de spin est faite, l'angle de Hall de spin extrait peut dépasser 1, ce qui semble aberrant. Cette analyse en longueur Edelstein est maintenant bien adoptée par la communauté travaillant sur les systèmes d'interface Rashba ou les Isolants Topologiques. Pour comparer à l'efficacité de conversion par un effet de volume de type EHS, il faut alors intégrer ce dernier sur l'épaisseur de conversion, donc sur la longueur de diffusion de spin, c'est à dire le produit angle de Hall fois la longueur de diffusion de spin. Ce produit a la dimension d'une longueur et peut alors être comparé directement à la longueur Edelstein⁹².

D. Projet : Inter-conversion courant de charge – courant de spin induit par le couplage spin-orbite

Mon projet de recherche s'appuie sur les expériences précédemment présentées. Ce chapitre se décompose en deux premières parties plus axées sur le développement des techniques, qui permettront d'exploiter les phénomènes physiques d'inter-conversion par couplage spin-orbite présentés dans les quatre parties suivantes : l'effet Hall de spin, l'effet Rashba dans les oxydes, les isolants topologiques et les courants de spin magnoniques. Il finira par un dernier volet sur les MRAM et l'intégration CMOS.

1 Courant et accumulation de spin

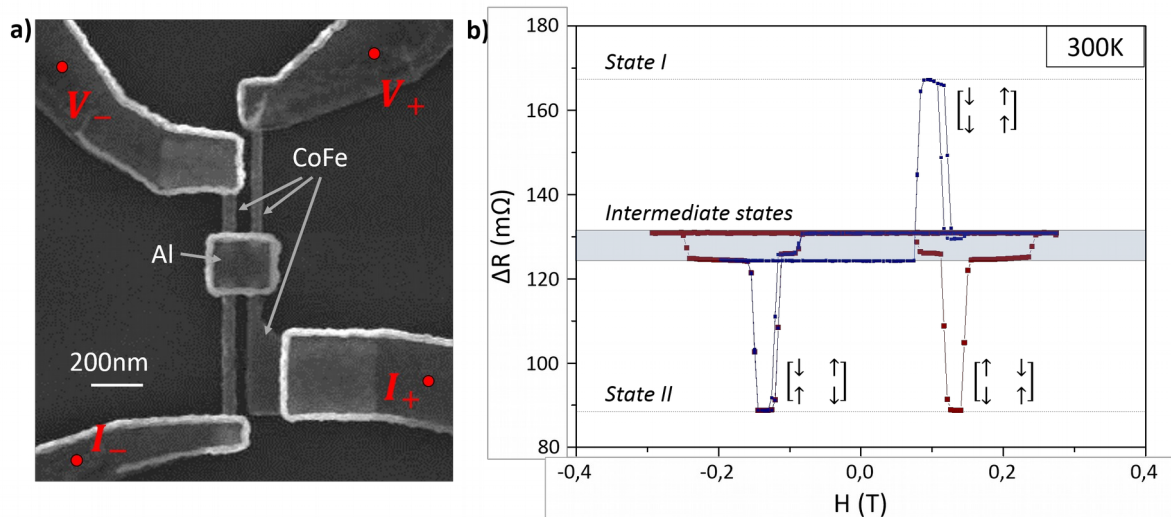


Figure 25. (a) Image MEB d'un dispositif multi-entrées / multi sorties. Quatre électrodes ferromagnétiques indépendantes permettent de générer 16 états magnétiques globaux dans la structure. (b) Mesure quatre points de l'accumulation de spin montrant la dégénérescence des états. Trois niveaux de signaux ressortent particulièrement. Ce dispositif permet d'obtenir une forte amplitude de signaux, avec un niveau de base proche de zéro à température ambiante. Les variations de signaux atteignent ainsi 100 % ou plus.

Les structures latérales permettent de séparer le courant de charge et le courant de spin. Ces structures se sont imposées comme un moyen de caractériser les phénomènes d'injection de spin et les paramètres du transport électronique dépendant du spin. La structuration latérale permet également de contrôler géométriquement l'accumulation de spin d'une part et les propriétés magnétiques d'autre part.

Au cours de la thèse de Gilles Zhand, nous avons exploré différentes formes de structures permettant d'augmenter les signaux de spin dans des structures multi-terminaux. Nous pouvons ainsi obtenir une augmentation du signal de spin en diminuant géométriquement la résistance de spin R_n du canal. La mise en proximité des injecteurs et détecteurs ainsi que des mesures quatre points permettent d'augmenter l'amplitude du signal de spin et de diminuer la résistance du canal et donc de maximiser un signal $\Delta R/R$ comme illustré en figure 25. De plus, les multiples contacts permettent d'obtenir plusieurs niveaux de signal à souhait⁵⁶.

Cette partie du projet vise à mieux comprendre le transport dépendant du spin, les paramètres de transport tels que les longueurs de diffusion de spin, la polarisation, le rôle des interfaces, et la longueur d'absorption transverse. Nous utilisons l'effet Hanle où bien des situations à aimantation non colinéaire et des insertions de matériaux dans des vanes de spin latérales. Nous comptons également tirer partie de situations non-colinéaires pour étudier le retournement d'aimantation induit par couple de transfert de spin et la longueur d'absorption transverse.

2 Mesure électrique de l'accumulation de spin

Nous avons développé une alternative à l'utilisation des vanes de spin latérales pour étudier l'EHS direct et inverse⁹³. L'idée repose sur l'utilisation d'une paroi de domaine dans une structure en croix pour injecter ou détecter un courant de spin. Si le matériau non magnétique possède un fort couplage spin-orbite, il est ainsi possible de générer une tension transverse lors de l'injection de courant polarisé. A l'inverse, l'accumulation de spin générée à la surface du matériau à SOC par la circulation d'un courant de charge peut être sondée par des contacts ferromagnétiques (ou un fil droit si une paroi est présente en son centre). Si les deux contacts sont dans un état d'alignement anti-parallèle, chaque contact sonde le potentiel électrochimique associé à deux populations de spin différentes et donc une différence de potentiel apparaît aux bornes de ces deux contacts ferromagnétiques, comme illustré en figure 26.

Ce type de structure et de mesure a été développé dans le cadre de la thèse de Van Tunog Pham. Nous avons pu tester différentes combinaisons de matériaux ferromagnétiques (CoFe, Co, NiFe) et à fort couplage spin-orbite (Pt, Pd, Au, Ta, W...). L'utilisation des simulations par éléments finis s'est révélée encore une fois cruciale pour l'analyse quantitative. En effet, dans le cas de signaux de SHE faible, la contamination par l'EHE devient problématique, et il est important de pouvoir l'estimer correctement. En effet, une modélisation analytique 1D ne tient pas en compte la déviation latérale des lignes de courant.

Un des résultats majeurs est la forte amplitude des signaux obtenus, quasi 2 ordres de grandeurs supérieurs à ceux obtenus dans les vanes de spin latérales, la possibilité de regarder l'EHS en direct et en inverse, tester les couples de matériaux FM/NM identiques à ceux utilisés habituellement pour l'étude des SOT ou bien de remonter à la longueur de diffusion de spin par une étude en variant l'épaisseur du matériau à SHE. Nous sommes aussi entrain d'étudier le rôle de l'interface dans les signaux obtenus. Nous devons mieux comprendre le rôle de la résistance

d'interface, la variation en résistivité des matériaux aux faibles épaisseurs et quantifier la perte de mémoire de spin à l'interface. Nous avons par exemple commencé à insérer de fines couches de Cu ou Al entre le FM et le SOM.

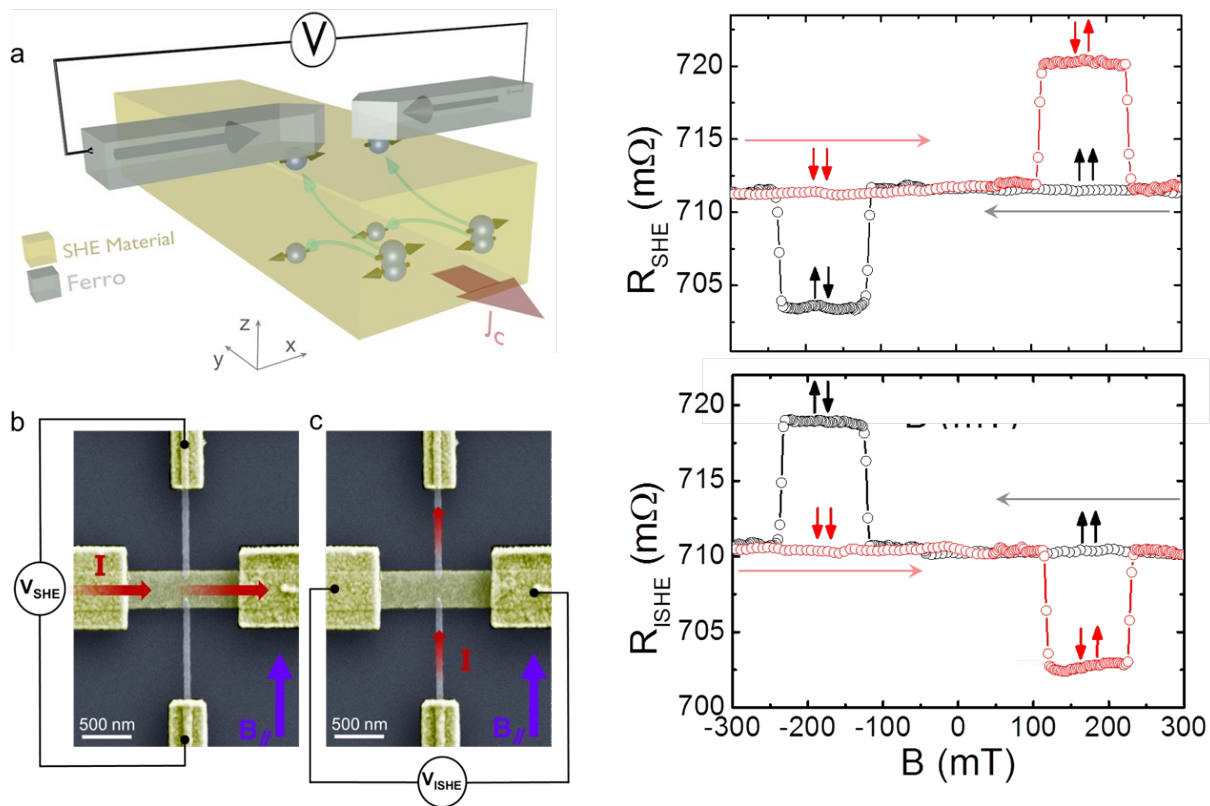


Figure 26. (a) Dispositif de mesure de l'accumulation de spin induite par l'effet Hall de spin. Deux électrodes ferromagnétiques sondent le potentiel électrochimique des deux populations de spin de manière indépendante. (b) Image MEB et schéma de connexion de mesures d'EHS Direct et Inverse. (droite) Mesures de l'EHS (haut) Direct et (bas) Inverse. Les flèches indiquent l'état d'aimantation des deux contacts ferromagnétiques ainsi que le sens de balayage du champ.

Le projet est maintenant d'aller étudier les isolants topologiques et les systèmes Rashba par ce moyen. Cela permettra de compléter les études de spin pumping ou seule la conversion spin vers charge est accessible. Nous comptons en particulier appliquer ce type de technique aux isolants topologiques α -Sn, HgTe et les systèmes Rashba basés sur STO\LAO.

3 Effet Hall de spin

L'angle d'effet Hall de spin peut être augmenté par la résistivité du matériau, le type d'impureté et leur concentration. Nous étudions des alliages d'Au dans lesquels sont introduits des impuretés comme le W ou le Ta. Nous cherchons à tirer parti de l'effet de side jump. Néanmoins, l'efficacité de l'EHS nécessite de connaître également le I_{sf} du matériau et de bien piloter sa résistivité.

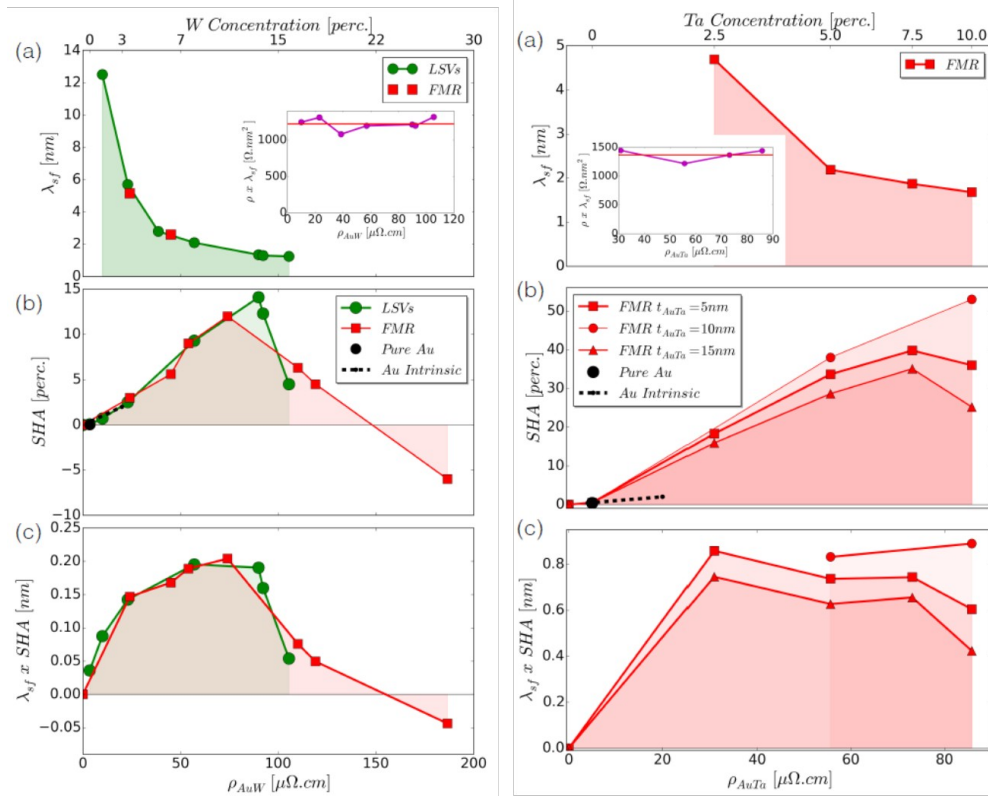


Figure 28. (De haut en bas) Longueur de diffusion de spin, angle de Hall de spin, et produit $\Theta \lambda_{sf}$ pour les alliages (gauche) d'AuW et (droite) d'AuTa, en fonction de la concentration ou résistivité. Alors que pour l'AuW la contribution intrinsèque de l'Au (ligne pointillé noire) explique l'augmentation de l'angle de Hall avec la résistivité longitudinale, pour l'alliage de l'AuTa la contribution de la diffusion de side jump joue un rôle dominant.

Dans le cadre des ANR Sospin et SpinHall et de la thèse de P. Laczkowski ainsi que du post doc de J.C Rojas Sanchez, nous avons cherché à identifier des alliages permettant de tirer partie de la diffusion résonnante sur des impuretés dont les états 5/2 et 3/2 sont dégénérés par le couplage spin-orbite. Le groupe d'Otani s'est focalisé sur les alliages à base de Cu, nous nous sommes intéressés aux alliages à base d'Au^{58 61}. L'idée est d'essayer de trouver un système permettant de tirer partie de la diffusion de side jump. Comme illustré sur la Figure 28, nous nous sommes intéressés à des alliages à base de Ta et de W dans une matrice d'Au. Grâce aux mesures de type vanne de spin latérales et de pompage de spin, nous avons étudié la dépendance de λ_{sf} en fonction de la concentration et donc la résistivité de l'alliage, ainsi que l'angle de Hall de spin et du produit $\theta \times \lambda_{sf}$. (l'efficacité du SHE) Alors que pour l'AuW la variation s'explique simplement par une exaltation de l'angle de Hall de spin de l'Au avec la résistivité (ligne pointillé noire), pour l'AuTa il est nécessaire d'ajouter également l'effet de side jump pour expliquer l'augmentation linéaire de l'angle de Hall. Pour cet alliage l'angle de Hall atteint ainsi des valeurs records du fait du fort effet de side jump et de l'ajout de la contribution intrinsèque. Il est à noter que l'intercepte à résistivité nul de l'angle de Hall indique que l'effet de skew scattering est négligeable. L'inversion de signe observé de l'angle de Hall pour l'AuW aux fortes concentrations révèle le passage d'un effet intrinsèque de

l'Au à un effet intrinsèque du matériau mis en impureté lorsque sa concentration devient importante.

Ces résultats sont corroborés par des calculs et développement théoriques de l'effet intrinsèque de l'Au et du déphasage associés à la diffusion résonante de M. Chsiev et H. Yang à Spintec. Sur la base de la densité d'état issue de calculs ab-initio ils calculent le déphasage résultant⁹⁴. Ils ont obtenu de manière complètement indépendante que le skew scattering devrait être négligeable dans les deux alliages, et que pour seul l'alliage d'AuTa le side jump serait fort. En extrapolant au pic de l'angle de Hall observé, pour l'AuTa, l'angle de Hall de spin de 0.5 se décompose en une partie de 0.09 par l'intrinsèque et de 0.33 pour le side jump, en très bon accord avec l'expérience.

Nous souhaitons donc poursuivre de type de développement matériau en s'appuyant également sur des prédictions théoriques afin de chercher des matériaux à encore plus fort taux de conversion. Un des buts est de trouver des matériaux à relative faible résistivité comme pour l'AuTa et l'AuW dont pour une résistivité inférieure à 100 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$ un maximum de conversion est obtenu. En effet, les phases beta du W ou du Ta, sont très fortement résistives ce qui est pénalisant pour les expériences de SOT. Nous souhaitons en particulier tester l'AuIr et l'AuPt. Ces matériaux pourraient également servir d'alternative au Pt pour les expériences en spin caloritronique ou en magnonique.

4 Effet Rashba et oxydes

Le STO et le LAO sont des matériaux isolants en volume mais dont l'interface STO/LAO est conductrice grâce à un système d'électron 2D à forte mobilité à basse température où un couplage spin-orbite permet d'envisager une modulation par une grille. En collaboration avec M. Bibes et A. Bathélémy de l'unité mixte CNRS/Thale, nous avons étudié l'inter-conversion spin charge dans des structures STO/LAO(t)/NiFe dans le cadre de la thèse d'E. Lesne et le post doc de Y. Fu. Nous avons obtenu de forts taux de conversion, jusqu'à 6 nm de longueur inverse Rashba Edelstein à 7 K pour une épaisseur de LAO de 2 unit cell⁹⁵. Grâce à une tension de grille appliquée en face arrière, nous avons pu moduler l'amplitude et même changer le signe de la conversion. Ces résultats sont présentés sur la figure 29.

Même si le couplage spin-orbite est relativement faible, de l'ordre de quelques meV, les temps de vies sont grands et permettent de comprendre ce fort taux de conversion et la longueur Edelstein, via le produit $\alpha * \tau$. De plus, la structure de bande complexe autour du niveau de Fermi peut expliquer la modulation de la production de courant, la grille permettant de modifier le niveau de Fermi au sein des bandes d_{xy} et d_{xz}/d_{yz} . L'autre point important est la formation du gaz à des épaisseurs de LAO plus faibles que sur une surface libre (normalement le gaz se forme pour une épaisseur de LAO supérieure à 4 uc) induite par la présence du métal en surface de LAO⁹⁶.

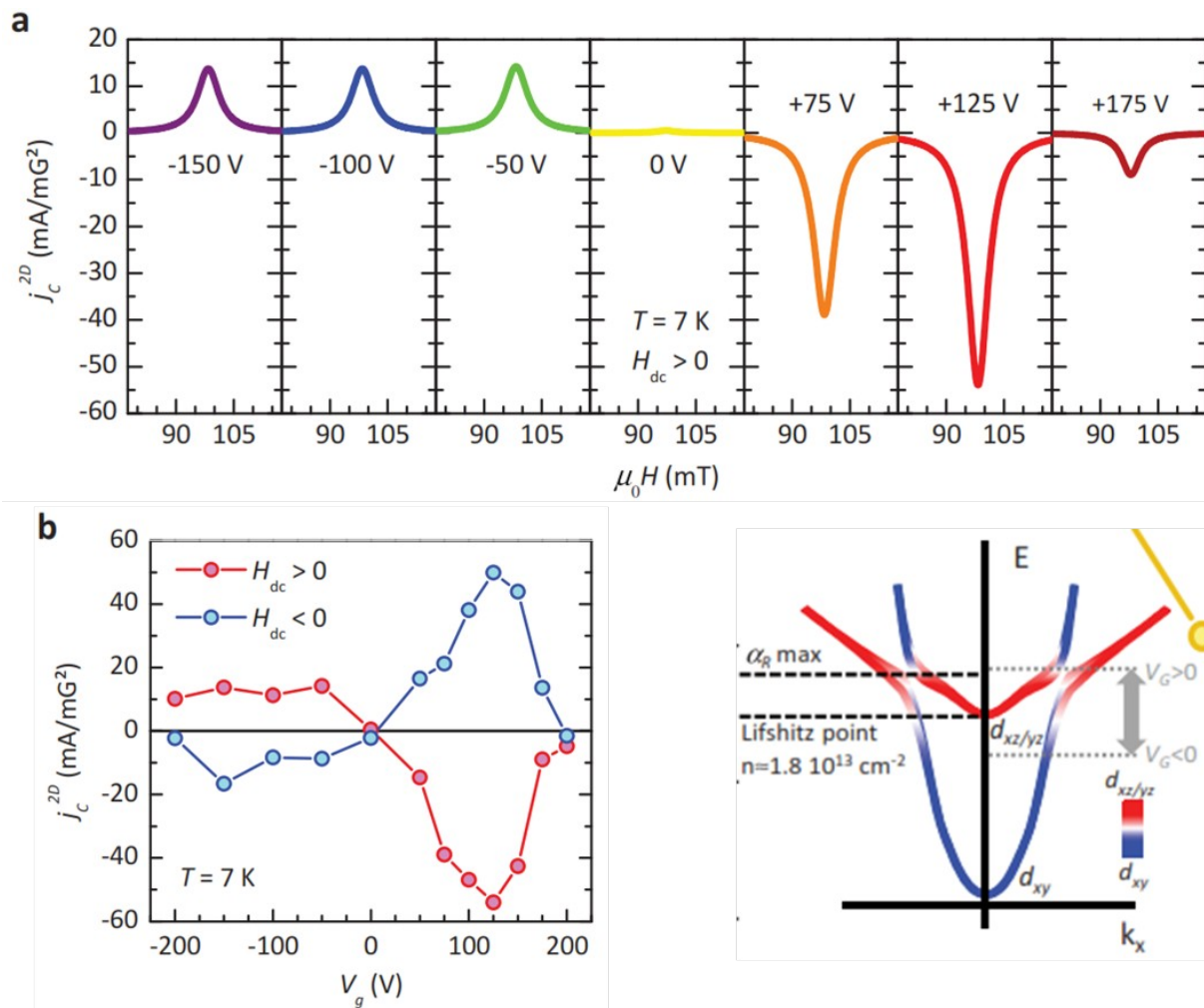


Figure 29. (a) Courant de charge et (b) son amplitude, obtenus par ISHE dans des expériences de pompage de spin sur STO\LAO(2uc)\NiFe(20), à 7K. Diagramme de bande schématique pouvant expliquer le changement de signe et d'amplitude de l'effet Edelstein Rashba inverse par un déplacement du niveau de Fermi depuis les bande d_{xy} à $d_{xz/yz}$.

Cette partie du projet s'intéresse à trouver d'autres systèmes où un effet Rashba peut être généré à l'interface, comme il s'est avéré pour Fe/Ge(111) par exemple⁹⁷. Nous souhaitons étudier la dépendance en épaisseur de LAO pour mieux comprendre le couplage tunnel entre le NiFe ferromagnétique et le gaz d'électron. Des résultats préliminaires montrent également que des effets encore plus forts peuvent être obtenus avec un LAO de 1 uc ou même lorsque le NiFe est mis en contact directement avec le STO. Nous souhaitons étudier l'influence de diverses insertions, comme Al, Ti ou Au, et même l'utilisation d'autres matériaux ferromagnétiques, pour comprendre le rôle de l'état d'oxydation du métal déposé sur STO et, in fine, le mécanisme de formation du gaz dans ces cas. Nous souhaitons également nous intéresser aux systèmes tout oxydes où à la fois un fort couplage spin orbite peut être généré et aussi l'utilisation d'oxyde ferromagnétique à faible damping comme LSMO dans le cadre de l'ANR OISO, récemment démarrée. Ce travail fera partie intégrante de la thèse de P. Noël.

5 Isolants topologiques

Les isolants topologiques 3D présentent des surfaces conductrices avec une structure hélicoïdale de spin alors que le volume est isolant. En collaboration avec l'unité mixte CNRS/Thales et le groupe d'A. Taleb à Soleil, nous avons montré un taux de conversion record de courant de spin en courant de charge à la surface de l'Étain en phase cubique et sous contrainte sur substrat de InSb⁸⁹. Les mesures ARPES montrent le cône de Dirac à la surface libre de l'Étain. Quand une toute petite quantité de Fer est déposée à sa surface le cône de Dirac disparaît complètement, par exemple 1.8 Å comme illustré sur la figure 30. En revanche, même avec 12 Å d'Ag, le cône de Dirac reste visible.

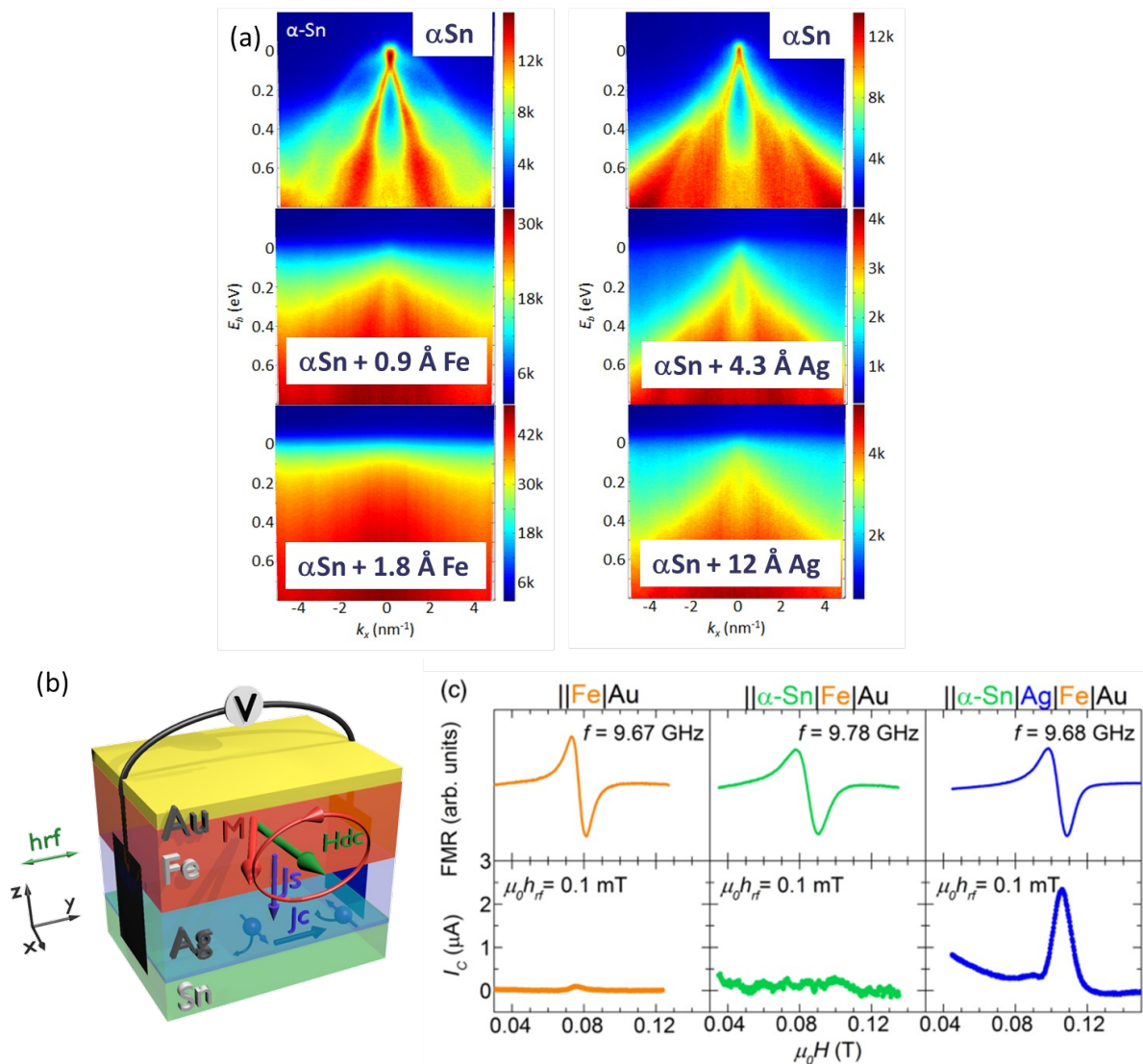


Figure 30. (a) Images ARPES montrant la disparition du cône de Dirac à la surface de l' α -Sn dès qu'environ 1 Å de Fe est déposé à sa surface. En revanche le dépôt d'Ag permet de préserver ce cône et de l'observer jusqu'à une épaisseur de 1,2nm d'Ag. (b) Expériences de spin pumping confirmant la mesure d'ARPES, où seul le système α -Sn/Ag/Fe permet d'obtenir une conversion.

Les expériences de spin pumping de J.C. Rojas Sanchez ont confirmé les mesures ARPES. Quand le Fe est mis en contact direct avec l'Étain, aucun courant de charge n'est produit. A l'inverse un fort

courant est produit dans l'échantillon Fe/Ag/ α -Sn. La longueur Edelman à température ambiante est estimée à plus de 2 nm, donc bien plus importante que les produits $\theta \cdot l_{sf}$ pour l'effet Hall de spin des métaux 3D. Ce résultat motive plusieurs études dans ce projet et se feront dans le cadre d'une ANR sur le sujet, TOPRISE. Nous cherchons à mesurer la conversion inverse, charge vers spin, soit par la technique de mesure d'accumulation de spin présentée plus haut, soit par des études de Spin Transfer FMR. Nous allons également chercher à insérer une barrière isolante pour préserver et protéger les états de surface d'une relaxation trop efficace par le métal adjacent.

Nous sommes également entrain d'étudier des couches d'HgTe où une barrière de CdHgTe peut être insérée (travail de P. Noël, C. Thomas et Y. Fu) en collaboration avec P. Ballet du Leti/Dpot qui maîtrise la croissance de ces structures et T. Meunier de l'Institut Néel pour la caractérisation des gaz d'électron 2D à très basse température. Nous avons également en projet l'étude de couches de BiSbTe réalisées à Barcelone dans le groupe de S. Valenzuela, ou de nanostructures Bi₂Se₃ via une collaboration avec R. Giraud et IFW Dresden.

6 Courant de spin magnonique

Le couplage spin-orbite et les SOT ont fortement revigoré la thématique dite de magnonique^{98 99}. Les magnons sont les quasi particules associées aux excitations magnétiques élémentaires. Ils peuvent être un moyen de transporter une information de spin sans perte ohmique à la différence des courants de spin électroniques dans les conducteurs électriques. En particulier les isolants ferrimagnétiques tels que le YIG sont des candidats de choix, pourvu qu'un couplage électronique puisse être réalisé entre les courants de spin électriques et le courant de spin magnonique, notamment via les SOT à l'interface Métal/YIG.

Dans le cadre de la thèse de N. Thiery, avec O. Klein, nous sommes en train d'étudier ce couplage entre les couples SOT issus de fils de Pt et une couche ultra-mince de YIG. Les films de YIG sont fabriqués par J. Ben Youssef de l'université de Brest par Liquid Phase Epitaxy. Les paramètres de Gilbert de ces films sont à l'état de l'art mondial, avec des damping tombant à 10e-4 pour les meilleurs films et pourtant avec des épaisseurs largement sub 100 nm. En effet, il est crucial pour transférer du moment angulaire via un courant magnonique d'avoir à la fois un très petit damping et des couches ultra-minces, limitant ainsi le flux de moment angulaire à transférer depuis le fil de Pt vers la couche de YIG.

La figure 31, présente le type de dispositif réalisé, ainsi que les symétries paires et impaires extraites du signal non local. Un fil de Pt sert à injecter par DSHE du moment angulaire dans le YIG qui est alors détecté plus loin par effet ISHE dans un second fil de Pt. La première idée est de regarder si il existe un courant de seuil pour ce transfert de moment angulaire⁹⁸ ou bien si ce transfert est linéaire avec l'intensité du courant électrique⁹⁹. Nos expériences dans des films ultra-minces, montrent qu'un moment angulaire est bien transféré par le YIG du premier fil de Pt au second. Nous cherchons à identifier le type de magnon (GHz ou THz) impliqué dans ce transport dans un film étendu pour chercher à comprendre l'origine de l'augmentation non linéaire du signal observé au-delà de densité de courant de charge $5 \cdot 10^{11}$ A/m² dans l'injecteur de Pt. En particulier,

il est important de comprendre si un nouveau canal de propagation s'ouvre via les magnons au GHz lorsque la densité de courant dans le Pt dépasse $5 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$, expliquant le régime non linéaire ainsi atteint et l'augmentation de la densité de magnon dans cette partie du spectre observé en μ -BLS.

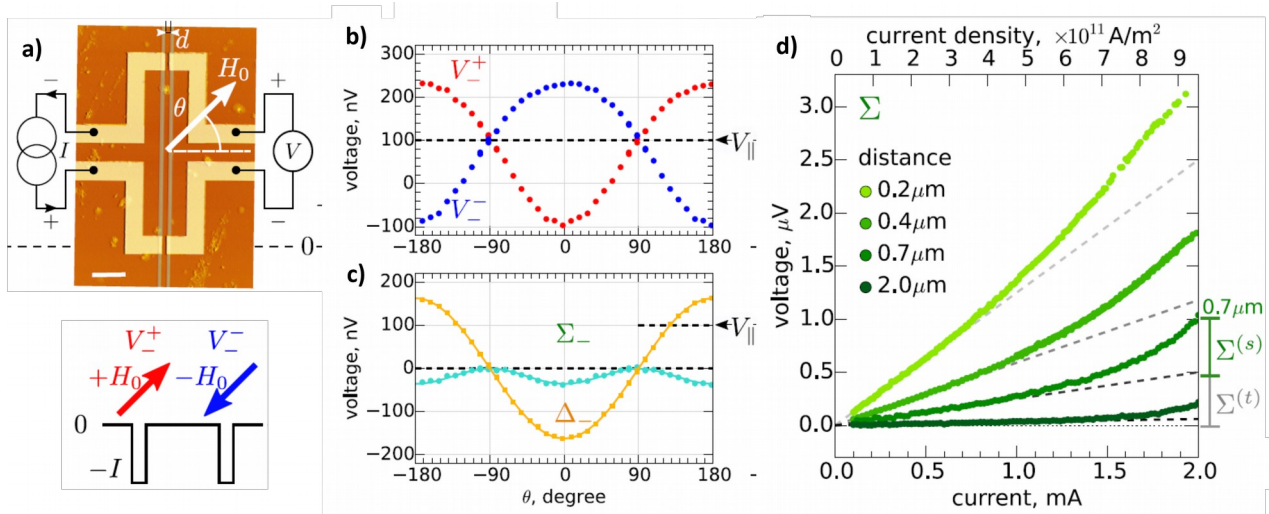


Figure 31. (a) Image AFM d'une structure réalisée sur un film isolant de YIG, connectant deux fils parallèles de Pt de 300 nm de large et 20 μm de long, servant à transférer et détecter du moment angulaire dans le YIG par DSHE et ISHE. L'étude des symétries en champ et en courant du signal permet de séparer la partie thermique et SOT. (b) Dépendance angulaire du signal pour un courant négatif et un champ positif (rouge) et négatif (bleu). (c) Dépendance angulaire de la somme (Σ) et différence (Δ) entre les deux courbes de la figure (b). (d) Dépendance en courant de l'amplitude du signal somme, montrant une augmentation non linéaire, pour différent distance entre les deux fils de Pt.

7 MRAM et intégration CMOS

Une grande partie de l'activité de Spintec dépend de la maîtrise d'un procédé de fabrication de jonctions tunnels mis en forme de pilier, comme par exemple les MRAM où les oscillateurs de transfert de spin. Je participe à ce développement depuis mon arrivée au CEA et contribue pour la partie lithographie électronique notamment servant à définir les piliers. Pour rendre les dispositifs entièrement fonctionnels et tester leur intégration, il devient important de réaliser ces piliers au dessus d'un niveau logique (avec le front end CMOS Silicium et son interconnexion) pour permettre d'adresser les piliers individuellement et les interconnecter. En tirant partie de la non volatilité et du niveau de granularité d'une mémoire pouvant être réalisés juste au dessus de la partie logique (la SRAM Silicium étant elle nécessairement sur le même niveau que la partie CMOS) il devient possible d'imaginer de nouvelles architectures et de nouvelles fonctionnalités.

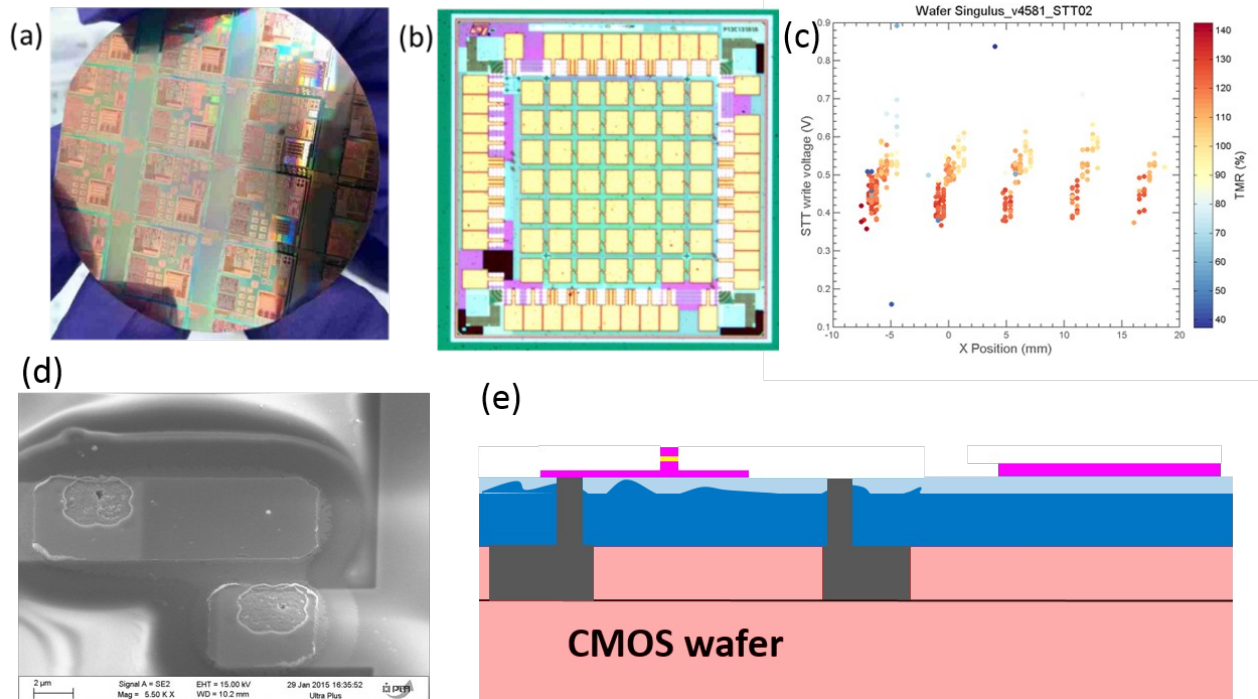


Figure 27. (a) Photo d'une plaque de multi-projet comprenant le niveaux de CMOS jusqu'au niveau métal 3. (b) Schéma du chip avec les plots de contacts, le pilier est positionné entre deux plots de contacts (en jaunes). (c) Mesure de la tension de switching STT pour un ensemble de pilier réalisés sur un tel substrat à la PTA. (d) Photo MEB d'un pilier prêt à être connecté du plot de gauche au plot de droite. (e) Illustration en coupe de la plaque à ce niveau du procédé de nanofabrication.

G. Prenat et G. Di Pendina de l'équipe design de Spintec. développent ce type de circuits. A partir de plaques CMOS réalisées par des fondeurs (ST, Towers...) nous avons donc commencé à développer les procédés permettant de réaliser et connecter des jonctions tunnels sur ce type de circuit. Pour cela, le niveau de lithographie électronique servant à la définition des piliers magnétiques doit être réaligné sur le design du niveau de CMOS. Nous avons déjà réussi à conserver les propriétés des jonctions tunnels sur des plaques CMOS et réalisé les premières interconnexions. Plusieurs projets sont en cours, notamment dans le cadre de la logique asynchrone, naturally off, et d'un projet européen où le même empilement magnétique peut servir pour des fonctions mémoires, communication RF et capteur de champ, et dans lesquels je suis impliqué.

Conclusion

Ce manuscrit décrit mon travail réalisé au Cea Grenoble depuis mon embauche fin 2007. Le projet s'appuie largement sur les développements réalisés et propose de tirer partie du couplage spin orbite en vue de réaliser des sources et détecteurs de courant de spin innovantes.

Bibliographie : <https://scholar.google.fr/citations?hl=en&user=BoPTCbWAAAAJ>

Références:

- 1 Mangin, S., Gottwald, M., Lambert, C. H., Steil, D., Uhlir, V., Pang, L., ... & Fainman, Y. (2014). Engineered materials for all-optical helicity-dependent magnetic switching. *Nature materials*, 13(3), 286.
- 2 Kruglyak, V. V., Demokritov, S. O., & Grundler, D. (2010). Magnonics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43(26), 264001.
- 3 Seifert, T., Jaiswal, S., Martens, U., Hannegan, J., Braun, L., Maldonado, P., ... & Beaurepaire, E. (2015). Efficient metallic spintronic emitters of ultrabroadband terahertz radiation. *Nature Photonics* 10, 483–488 (2016)
- 4 Baibich, M. N., Broto, J. M., Fert, A., Van Dau, F. N., Petroff, F., Etienne, P., ... & Chazelas, J. (1988). Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices. *Physical review letters*, 61(21), 2472.
- 5 Awschalom, D. D., Bassett, L. C., Dzurak, A. S., Hu, E. L., & Petta, J. R. (2013). Quantum spintronics: engineering and manipulating atom-like spins in semiconductors. *Science*, 339(6124), 1174-1179.
- 6 Hoffmann, A. (2007). Pure spin-currents. *physica status solidi (c)*, 4(11), 4236-4241.
- 7 Stiles, M. D., & Zangwill, A. (2002). Anatomy of spin-transfer torque. *Physical Review B*, 66(1), 014407.
- 8 Sinova, J., Valenzuela, S. O., Wunderlich, J., Back, C. H., & Jungwirth, T. (2015). Spin hall effects. *Reviews of Modern Physics*, 87(4), 1213.
- 9 Edelstein, V. M. Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems. *Solid State Commun.* 73, 233–235 (1990).
- 10 Garello, K., Miron, I. M., Avci, C. O., Freimuth, F., Mokrousov, Y., Blügel, S., ... & Gambardella, P. (2013). Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures. *Nature nanotechnology*, 8(8), 587-593.
- 11 Fert, A., & Piraux, L. (1999). Magnetic nanowires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 200(1-3), 338-358.
- 12 Nguyen, V. D., Vila, L., Marty, A., Pillet, J. C., Notin, L., Beigné, C., ... & Attané, J. P. (2012). Dimensionality effects on the magnetization reversal in narrow FePt nanowires. *Applied Physics Letters*, 100(25), 252403.
- 13 Attane, J. P., Ravelosona, D., Marty, A., Nguyen, V. D., & Vila, L. (2011). Coercivity enhancement in FePt nanowires due to the suppression of available paths for domain wall propagation. *Physical Review B*, 84(14), 144418.
- 14 Mihai, A. P., Attané, J. P., Vila, L., Beigné, C., Pillet, J. C., & Marty, A. (2009). Magnetization reversal dominated by domain wall pinning in FePt based spin valves. *Applied Physics Letters*, 94(12), 122509.
- 15 Zahnd, G., Pham, V. T., Marty, A., Jamet, M., Beigné, C., Notin, L., ... & Attané, J. P. (2016). Introduction and pinning of domain walls in 50nm NiFe constrictions using local and external magnetic fields. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 406, 166-170.
- 16 Nguyen, V. D., Torres, W. S., Laczkowski, P., Marty, A., Jamet, M., Beigné, C., ... & Attané, J. P. (2014). Elementary depinning processes of magnetic domain walls under fields and currents. *Scientific reports*, 4.
- 17 Garcia-Sanchez, F., Szabolcs, H., Mihai, A. P., Vila, L., Marty, A., Attané, J. P., ... & Buda-Prejbeanu, L. D. (2010). Effect of crystalline defects on domain wall motion under field and current in nanowires with perpendicular magnetization. *Physical Review B*, 81(13), 134408.

Références:

- 18 Vila, L., Darques, M., Encinas, A., Ebels, U., George, J. M., Faini, G., ... & Piraux, L. (2009). Magnetic vortices in nanowires with transverse easy axis. *Physical Review B*, 79(17), 172410.
- 19 Vila, L. (2004). *Propriétés de transport électronique de nanofils magnétiques connectés par voie lithographique* (Doctoral dissertation, Paris 11).
- 20 Nguyen, V. D., Naylor, C., Vila, L., Marty, A., Laczkowski, P., Beigne, C., ... & Attane, J. P. (2011). Magnon magnetoresistance of NiFe nanowires: Size dependence and domain wall detection. *Applied Physics Letters*, 99(26), 262504.
- 21 Nguyen, V. D., Vila, L., Laczkowski, P., Marty, A., Faivre, T., & Attané, J. P. (2011). Detection of domain-wall position and magnetization reversal in nanostructures using the magnon contribution to the resistivity. *Physical review letters*, 107(13), 136605.
- 22 Raquet, B., Viret, M., Sondergard, E., Cespedes, O., & Mamy, R. (2002). Electron-magnon scattering and magnetic resistivity in 3 d ferromagnets. *Physical Review B*, 66(2), 024433.
- 23 Mihai, A. P., Attané, J. P., Marty, A., Warin, P., & Samson, Y. (2008). Electron-magnon diffusion and magnetization reversal detection in FePt thin films. *Physical Review B*, 77(6), 060401.
- 24 Katine, J. A., Albert, F. J., Buhrman, R. A., Myers, E. B., & Ralph, D. C. (2000). Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars. *Physical review letters*, 84(14), 3149.
- 25 Grollier, J., Boulenc, P., Cros, V., Hamzić, A., Vaures, A., Fert, A., & Faini, G. (2003). Switching a spin valve back and forth by current-induced domain wall motion. *Applied Physics Letters*, 83(3), 509-511.
- 26 Kläui, M., Jubert, P. O., Allenspach, R., Bischof, A., Bland, J. A. C., Faini, G., ... & Vouille, C. (2005). Direct observation of domain-wall configurations transformed by spin currents. *Physical review letters*, 95(2), 026601.
- 27 Laribi, S., Cros, V., Munoz, M., Grollier, J., Hamzić, A., Deranlot, C., ... & Faini, G. (2007). Reversible and irreversible current induced domain wall motion in CoFeB based spin valves stripes. *Applied physics letters*, 90(23), 232505.
- 28 Burrowes, C., Mihai, A. P., Ravelosona, D., Kim, J. V., Chappert, C., Vila, L., ... & Tudosa, I. (2010). Non-adiabatic spin-torques in narrow magnetic domain walls. *Nature Physics*, 6(1), 17.
- 29 Pfeiffer, A., Reeve, R. M., Voto, M., Savero-Torres, W., Richter, N., Vila, L., ... & Kläui, M. (2017). Geometrical control of pure spin current induced domain wall depinning. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 29(8), 085802.
- 30 Motzko, N., Burkhardt, B., Richter, N., Reeve, R., Laczkowski, P., Torres, W. S., ... & Kläui, M. (2013). Pure spin current-induced domain wall motion probed by localized spin signal detection. *Physical Review B*, 88(21), 214405.
- 31 Sousa, R. C., Bandiera, S., de Castro, M. M., Lacoste, B., San-Emeterio-Alvarez, L., Nistor, L., ... & Vila, L. (2013, September). MRAM concepts for sub-nanosecond precessional switching and sub-20nm cell scaling. In *Semiconductor Conference Dresden-Grenoble (ISCDG), 2013 International* (pp. 1-3). IEEE.
- 32 Marins de Castro, M., Sousa, R. C., Bandiera, S., Ducruet, C., Chavent, A., Auffret, S., ... & Ebels, U. (2012). Precessional spin-transfer switching in a magnetic tunnel junction with a synthetic antiferromagnetic perpendicular polarizer. *Journal of Applied Physics*, 111(7), 07C912.
- 33 de Castro, M. M., Lacoste, B., Sousa, R. C., Devolder, T., Buda-Prejbeanu, L. D., Chavent, A., ... & Prijbeanu, I. L. (2012, May). Sub-nanosecond precessional switching in a MRAM cell with a perpendicular

Références:

polarizer. In *Memory Workshop (IMW), 2012 4th IEEE International* (pp. 1-4). IEEE.

34 Lacoste, B., de Castro, M. M., Devolder, T., Sousa, R. C., Buda-Prejbeanu, L. D., Auffret, S., ... & Rodmacq, B. (2014). Modulating spin transfer torque switching dynamics with two orthogonal spin-polarizers by varying the cell aspect ratio. *Physical Review B*, *90*(22), 224404.

35 Cuchet, L., Sousa, R. C., Vila, L., Auffret, S., Rodmacq, B., & Dieny, B. (2014). Field Dependence of Spin-Transfer Torque Switching Current in Perpendicular Magnetic Tunnel Junctions. *IEEE Transactions on Magnetism*, *50*(11), 1-4.

36 Bandiera, S., Sousa, R. C., Marins de Castro, M., Ducruet, C., Portemont, C., Auffret, S., ... & Dieny, B. (2011). Spin transfer torque switching assisted by thermally induced anisotropy reorientation in perpendicular magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, *99*(20), 202507.

37 Gapihan, E., Hérault, J., Sousa, R. C., Dahmane, Y., Dieny, B., Vila, L., ... & Nozières, J. P. (2012). Heating asymmetry induced by tunneling current flow in magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, *100*(20), 202410.

38 Clement, P. Y., Baraduc, C., Chshiev, M., Dieny, B., Vila, L., & Ducruet, C. (2014, May). Double barrier magnetic tunnel junctions with write/read mode select layer. In *Memory Workshop (IMW), 2014 IEEE 6th International* (pp. 1-4). IEEE.

39 Clément, P. Y., Baraduc, C., Ducruet, C., Vila, L., Chshiev, M., & Diény, B. (2015). Modulation of spin transfer torque amplitude in double barrier magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, *107*(10), 102405.

40 Maekawa, S., Valenzuela, S. O., Saitoh, E., & Kimura, T. (Eds.). (2012). *Spin Current* (Vol. 17). Oxford University Press.

41 Hueso, L. E., Pruneda, J. M., Ferrari, V., Burnell, G., Valdés-Herrera, J. P., Simons, B. D., ... & Mathur, N. D. (2007). Transformation of spin information into large electrical signals using carbon nanotubes. *Nature*, *445*(7126), 410.

42 Tombros, N., Jozsa, C., Popinciuc, M., Jonkman, H. T., & van Wees, B. J. (2007). Electronic spin transport and spin precession in single graphene layers at room temperature. *Nature*, *448*(7153), 571-574.

43 Lou, X., Adelman, C., Crooker, S. A., Garlid, E. S., Zhang, J., Reddy, K. M., ... & Crowell, P. A. (2007). Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet-semiconductor devices. *Nature Physics*, *3*(3), 197.

44 Jedema, F. J., Filip, A. T., & Van Wees, B. J. (2001). Electrical spin injection and accumulation at room temperature in an all-metal mesoscopic spin valve. *Nature*, *410*(6826), 345.

45 Valenzuela, S. O., & Tinkham, M. (2006). Direct electronic measurement of the spin Hall effect. *Nature*, *442*(7099), 176.

46 Kimura, T., Otani, Y., Sato, T., Takahashi, S., & Maekawa, S. (2007). Room-temperature reversible spin Hall effect. *Physical review letters*, *98*(15), 156601.

47 Yang, T., Kimura, T., & Otani, Y. (2008). Giant spin-accumulation signal and pure spin-current-induced reversible magnetization switching. *Nature Physics*, *4*(11), 851.

48 Takahashi, S., & Maekawa, S. (2003). Spin injection and detection in magnetic nanostructures. *Physical Review B*, *67*(5), 052409.

Références:

- 49 Łaczkowski, P., Vila, L., Ferry, S., Marty, A., George, J. M., Jaffrès, H., ... & Attané, J. P. (2011). Spin signal in metallic lateral spin valves made by a multiple angle evaporation technique. *Applied physics express*, 4(6), 063007.
- 50 Fert, A., & Jaffrès, H. (2001). Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor. *Physical Review B*, 64(18), 184420.
- 51 Łaczkowski, P., Vila, L., Nguyen, V. D., Marty, A., Attané, J. P., Jaffrès, H., ... & Fert, A. (2012). Enhancement of the spin signal in permalloy/gold multiterminal nanodevices by lateral confinement. *Physical Review B*, 85(22), 220404.
- 52 Savero Torres, W., Łaczkowski, P., Nguyen, V. D., Rojas Sanchez, J. C., Vila, L., Marty, A., ... & Attané, J. P. (2014). Switchable spin-current source controlled by magnetic domain walls. *Nano letters*, 14(7), 4016-4022.
- 53 Savero Torres, W., Pham, V. T., Zahnd, G., Łaczkowski, P., Nguyen, V. D., Beigné, C., ... & Attané, J. P. (2016). Using domain walls to perform non-local measurements with high spin signal amplitudes. *Applied Physics Letters*, 109(4), 042405.
- 54 Pham, V. T., Zahnd, G., Marty, A., Savero Torres, W., Jamet, M., Noël, P., ... & Attané, J. P. (2016). Electrical detection of magnetic domain walls by inverse and direct spin Hall effect. *Applied Physics Letters*, 109(19), 192401.
- 55 Zahnd, G., Vila, L., Pham, T. V., Marty, A., Łaczkowski, P., Torres, W. S., ... & Attané, J. P. (2015). Comparison of the use of NiFe and CoFe as electrodes for metallic lateral spin valves. *Nanotechnology*, 27(3), 035201.
- 56 G. Zahnd, L. Vila, V.T. Pham, A. Marty, C. Beigné, C. Vergnaud and J. P. Attané (2017). Giant magnetoresistance in lateral metallic nanostructures for spintronic applications Scientific Reports 7, 9553.
- 57 Motzko, N., Richter, N., Burkhardt, B., Reeve, R., Łaczkowski, P., Vila, L., ... & Kläui, M. (2014). Spin relaxation in Cu and Al spin conduits. *physica status solidi (a)*, 211(5), 986-990.
- 58 Łaczkowski, P., Rojas-Sánchez, J. C., Savero-Torres, W., Jaffrès, H., Reyren, N., Deranlot, C., ... & Vila, L. (2014). Experimental evidences of a large extrinsic spin Hall effect in AuW alloy. *Applied Physics Letters*, 104(14), 142403.
- 59 Rojas Sánchez, J. C., Łaczkowski, P., Savero Torres, W. F., Cubukcu, M., Nguyen, V. D., Notin, L., ... & Vila, L. (2013). In-plane and out-of-plane spin precession in lateral spin-valves. *Applied Physics Letters*, 102(13), 132408.
- 60 Torres, W. S., Marty, A., Łaczkowski, P., Vila, L., Jamet, M., & Attané, J. P. (2015). Calculation method of spin accumulations and spin signals in nanostructures using spin resistors. *arXiv preprint arXiv:1506.01347*.
- 61 Łaczkowski, P., Jaffrès, H., Savero-Torres, W., Rojas-Sánchez, J. C., Fu, Y., Reyren, N., ... & Vila, L. (2015). Evaluation of spin diffusion length of AuW alloys using spin absorption experiments in the limit of large spin-orbit interactions. *Physical Review B*, 92(21), 214405.
- 62 Silsbee, R. H., Janossy, A., & Monod, P. (1979). Coupling between ferromagnetic and conduction-spin-resonance modes at a ferromagnetic—normal-metal interface. *Physical Review B*, 19(9), 4382.
- 63 Tserkovnyak, Y., Brataas, A., & Bauer, G. E. (2002). Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Physical review letters*, 88(11), 117601.

Références:

- 64 Saitoh, E., Ueda, M., Miyajima, H., & Tatara, G. (2006). Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect. *Applied Physics Letters*, 88(18), 182509.
- 65 Rojas-Sánchez, J. C., Cubukcu, M., Jain, A., Vergnaud, C., Portemont, C., Ducret, C., ... & Augendre, E. (2013). Spin pumping and inverse spin Hall effect in germanium. *Physical Review B*, 88(6), 064403.
- 66 Jain, A., Rojas-Sanchez, J. C., Cubukcu, M., Peiro, J., Le Breton, J. C., Prestat, E., ... & Baltz, V. (2012). Crossover from spin accumulation into interface states to spin injection in the germanium conduction band. *Physical review letters*, 109(10), 106603.
- 67 Ghosh, A., Sierra, J. F., Auffret, S., Ebels, U., & Bailey, W. E. (2011). Dependence of nonlocal Gilbert damping on the ferromagnetic layer type in ferromagnet/Cu/Pt heterostructures. *Applied Physics Letters*, 98(5), 052508.
- 68 Mosendz, O., Vlaminck, V., Pearson, J. E., Fradin, F. Y., Bauer, G. E. W., Bader, S. D., & Hoffmann, A. (2010). Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers. *Physical Review B*, 82(21), 214403.
- 69 Azevedo, A., Vilela-Leão, L. H., Rodríguez-Suárez, R. L., Santos, A. L., & Rezende, S. M. (2011). Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment. *Physical Review B*, 83(14), 144402.
- 70 Nakayama, H., Ando, K., Harii, K., Yoshino, T., Takahashi, R., Kajiwara, Y., ... & Saitoh, E. (2012). Geometry dependence on inverse spin Hall effect induced by spin pumping in Ni 81 Fe 19/Pt films. *Physical Review B*, 85(14), 144408.
- 71 Rojas-Sánchez, J. C., Reyren, N., Laczkowski, P., Savero, W., Attané, J. P., Deranlot, C., ... & Jaffrès, H. (2014, August). Spin pumping and inverse spin Hall effect in Platinum and other 5d metals: The essential role of spin-memory loss and spin-current discontinuities at interfaces. In *Proc. of SPIE Vol(Vol. 9167*, pp. 916729-1).
- 72 Coey, J. M. (2010). *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge University Press.
- 73 Žutić, I., Fabian, J., & Sarma, S. D. (2004). Spintronics: Fundamentals and applications. *Reviews of modern physics*, 76(2), 323.
- 74 Fert, A., & Campbell, I. A. (1976). Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys. *Journal of Physics F: Metal Physics*, 6(5), 849.
- 75 Nagaosa, N., Sinova, J., Onoda, S., MacDonald, A. H., & Ong, N. P. (2010). Anomalous hall effect. *Reviews of modern physics*, 82(2), 1539.
- 76 Soumyanarayanan, A., Reyren, N., Fert, A., & Panagopoulos, C. (2016). Emergent phenomena induced by spin-orbit coupling at surfaces and interfaces. *Nature*, 539(7630), 509-517.
- 77 Fert, A., Cros, V., & Sampaio, J. (2013). Skyrmions on the track. *Nature nanotechnology*, 8(3), 152-156.
- 78 Emori, S., Bauer, U., Ahn, S. M., Martinez, E., & Beach, G. S. (2013). Current-driven dynamics of chiral ferromagnetic domain walls. *Nature Materials*, 12(7), 611.
- 79 Tanaka, T., Kontani, H., Naito, M., Naito, T., Hirashima, D. S., Yamada, K., & Inoue, J. (2008). Intrinsic spin hall effect and orbital Hall effect in 4 d and 5 d transition metals. *Physical Review B*, 77(16), 165117.
- 80 Smit, J. (1955). The spontaneous Hall effect in ferromagnetics I. *Physica*, 21(6-10), 877-887 & Smit, J. (1958). The spontaneous Hall effect in ferromagnetics II. *Physica*, 24(1-5), 39-51. .

Références:

- 81 Berger, L. (1970). Side-jump mechanism for the Hall effect of ferromagnets. *Physical Review B*, 2(11), 4559.
- 82 Inoue, J., & Ohno, H. (2005). Taking the hall effect for a spin. *Science*, 309(5743), 2004-2005.
- 83 Niimi, Y., Morota, M., Wei, D. H., Deranlot, C., Basletic, M., Hamzic, A., ... & Otani, Y. (2011). Extrinsic spin Hall effect induced by iridium impurities in copper. *Physical review letters*, 106(12), 126601.
- 84 Niimi, Y., Kawanishi, Y., Wei, D. H., Deranlot, C., Yang, H. X., Chshiev, M., ... & Otani, Y. (2012). Giant spin Hall effect induced by skew scattering from bismuth impurities inside thin film CuBi alloys. *Physical review letters*, 109(15), 156602.
- 85 Vila, L., Kimura, T., & Otani, Y. (2007). Evolution of the spin Hall effect in Pt nanowires: size and temperature effects. *Physical review letters*, 99(22), 226604.
- 86 Rojas-Sánchez, J. C., Reyren, N., Laczkowski, P., Savero, W., Attané, J. P., Deranlot, C., ... & Jaffrès, H. (2014). Spin pumping and inverse spin Hall effect in platinum: the essential role of spin-memory loss at metallic interfaces. *Physical review letters*, 112(10), 106602.
- 87 Bychkov, Y. A., & Rashba, E. I. (1984). Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy. *JETP lett*, 39(2), 78.
- 88 Haney, P. M., Lee, H. W., Lee, K. J., Manchon, A., & Stiles, M. D. (2013). Current induced torques and interfacial spin-orbit coupling: Semiclassical modeling. *Physical Review B*, 87(17), 174411.
- 89 Rojas-Sánchez, J. C., Oyarzún, S., Fu, Y., Marty, A., Vergnaud, C., Gambarelli, S., ... & Le Fèvre, P. (2016). Spin to charge conversion at room temperature by spin pumping into a new type of topological insulator: α -Sn films. *Physical review letters*, 116(9), 096602.
- 90 Ast, C. R., Henk, J., Ernst, A., Moreschini, L., Falub, M. C., Pacilé, D., ... & Grioni, M. (2007). Giant spin splitting through surface alloying. *Physical review letters*, 98(18), 186807.
- 91 Xiao, S., Wei, D., & Jin, X. (2012). Bi (111) thin film with insulating interior but metallic surfaces. *Physical review letters*, 109(16), 166805.
- 92 Sánchez, J. R., Vila, L., Desfonds, G., Gambarelli, S., Attané, J. P., De Teresa, J. M., ... & Fert, A. (2013). Spin-to-charge conversion using Rashba coupling at the interface between non-magnetic materials. *Nature communications*, 4, 2944.
- 93 Pham, V. T., Vila, L., Zahnd, G., Marty, A., Savero-Torres, W., Jamet, M., & Attané, J. P. (2016). Ferromagnetic/nonmagnetic nanostructures for the electrical measurement of the Spin Hall effect. *Nano letters*, 16(11), 6755-6760.
- 94 Fert, A., & Levy, P. M. (2011). Spin Hall effect induced by resonant scattering on impurities in metals. *Physical review letters*, 106(15), 157208.
- 95 Lesne, E., Fu, Y., Oyarzun, S., Rojas-Sánchez, J. C., Vaz, D. C., Naganuma, H., ... & George, J. M. (2016). Highly efficient and tuneable spin-to-charge conversion through Rashba coupling at oxide interfaces. *arXiv preprint arXiv:1609.06464*.
- 96 Lesne, E., Reyren, N., Doennig, D., Mattana, R., Jaffrès, H., Cros, V., ... & Barthélémy, A. (2014). Suppression of the critical thickness threshold for conductivity at the LaAlO₃/SrTiO₃ interface. *Nature communications*, 5, 4291.

Références:

97 Oyarzún, S., Nandy, A. K., Rortais, F., Rojas-Sánchez, J. C., Dau, M. T., Noël, P., ... & Vergnaud, C. (2016). Evidence for spin-to-charge conversion by Rashba coupling in metallic states at the Fe/Ge (111) interface. *Nature communications*, 7, 13857.

98 Kajiwara, Y., Harii, K., Takahashi, S., Ohe, J., Uchida, K., Mizuguchi, M., ... & Maekawa, S. (2010). Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. *Nature*, 464(7286), 262.

99 Cornelissen, L. J., Liu, J., Duine, R. A., Youssef, J. B., & van Wees, B. J. (2015). Long-distance transport of magnon spin information in a magnetic insulator at room temperature. *Nature Physics*, 11, 1022-1026.