



HAL
open science

Etude de l'origine des couples magnétiques induits par le couplage spin orbite dans des structures asymétriques à base de Co/Pt

Marc Drouard

► **To cite this version:**

Marc Drouard. Etude de l'origine des couples magnétiques induits par le couplage spin orbite dans des structures asymétriques à base de Co/Pt. Physique [physics]. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENY057 . tel-01363633

HAL Id: tel-01363633

<https://theses.hal.science/tel-01363633>

Submitted on 10 Sep 2016

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique/Nanophysique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Marc DROUARD

Thèse dirigée par **Jean-Pierre NOZIERES** et **Gilles GAUDIN**
codirigée par **Mihai MIRON**

préparée au sein du **Laboratoire SPINTEC**
dans l'**École Doctorale de Physique**

Etude de l'origine des couples magnétiques induits par le couplage spin orbite dans des structures asymétriques à base de Co/Pt

Thèse soutenue publiquement le **1^{er} décembre 2014**
devant le jury composé de :

M. Alain SCHUHL

Professeur, Université de Grenoble, Président

M. Pietro GAMBARELLA

Professeur, ETH Zürich, Rapporteur

M. Aurélien MANCHON

Professeur adjoint, KAUST university, Rapporteur

M. Albert FERT

Professeur, Université Paris-Sud, Examineur

M. Gilles GAUDIN

Chargé de recherche, CNRS/SPINTEC, Co-Encadrant

M. Mihai MIRON

Chargé de recherche, CNRS/SPINTEC, Co-Encadrant



Remerciements

Tout d'abord, je voudrais remercier mes encadrants, Gilles GAUDIN et Mihai MIRON, qui ont fait bien plus que superviser mon travail pendant ces trois années. Ils ont su instaurer une ambiance propice à un travail de qualité et au développement de mes compétences de chercheur. Au-delà, nous avons su créer une relation d'amitié qui je l'espère durera. Je les remercie pour leur aide quotidienne et pour la confiance qu'ils m'ont accordée tout au long de ce projet.

Je tiens également à remercier les membres du Jury, M. Alain Schuhl, M. Aurélien Manchon, M. Pietro Gambardella, et M. Albert Fert, qui m'ont fait l'honneur de s'intéresser à mes travaux, d'examiner mon manuscrit et de participer à ma soutenance. Je les remercie pour leur sympathie et leurs encouragements.

Je remercie Jean-Pierre Nozière pour m'avoir accepté en thèse au sein de son laboratoire.

Je voudrais naturellement remercier Paul Balint et Alexandre Mouillon pour leur aide considérable dans la fabrication, la mesure, et l'analyse des échantillons. Je tenais à remercier particulièrement Kévin Garello et Can Onur Avcı pour leur assistance. Sans eux, le développement de notre méthode de mesure aurait été plus difficile et l'analyse des résultats plus complexe.

Il m'est important de remercier Stéphane Auffret, pour son aide quasi-quotidienne sur la pulvérisation et la caractérisation des échantillons ; Léa Cuchet pour les nombreuses fois où je lui ai demandé des dépôts à la dernière minute ; Isabelle Joumard, pour sa participation importante au développement et à l'amélioration de nos nouveaux systèmes d'expérimentation et pour son assistance à la prise en main de ceux déjà existants ; et Eric Billiet, pour avoir aidé à transformer mes bricolages en systèmes de mesure de précision.

Je remercie également l'intégralité de l'équipe du groupe technique de la PTA sans qui je n'aurais rien eu à mesurer du tout. Merci à Thierry Chevolleau, Thibault Haccart, Christophe Lemonias, Frédéric Gustavo, Jean-Luc Thomassin, Nicolas Chaix et Marlène Terrier.

Je tiens à remercier l'intégralité de notre groupe de travail sur les SOTs pour leur aide, pour avoir répondu à mes interrogations ainsi que pour leur entrain quotidien. Merci à Olivier Boule, Alexandre Lopez, Karol Marty, Alexandru Trifu, Claire Hamelin, Safeer CK, Murat Cubukcu et Nathalie Lamard.

Je remercie l'intégralité du personnel laboratoire Spintec pour leur bonne humeur, leur sympathie et pour tous les bons moments que j'ai passé avec eux pendant ces trois années. Merci particulièrement à Vincent Baltz et Bernard Rodmacq pour leur aide au dépôt sur la Plassis et à la caractérisation des échantillons, et à Mairbek Chshiev pour toutes les discussions qui m'ont aidé à mieux comprendre la physique des SOTs.

Un grand merci à Rachel Mauduit, Catherine Broisin et Sandra Ingrassia pour leur aide administrative extrêmement efficace.

Je remercie Liliana Buda-Prejbeanu pour son aide durant ses trois années mais aussi et surtout pour son investissement dans le Master Nanotech auquel j'ai eu la chance de participer. Elle a su, conjointement avec Youla Morfouli, en faire une formation extrêmement enrichissante que ce soit sur le plan professionnel ou sur le plan personnel.

Je remercie aussi l'ensemble des designers, et notamment Fabrice Bernard-Granger, Virgile Jarveliac, Guillaume Prenat, Gregory Di Pendina et Christophe Layer pour m'avoir assisté dans ma reconversion professionnelle et ma recherche d'emploi.

Un immense merci à mes camarades de Bureau : Pierre-Yves pour toutes nos chansons et nos blagues débiles dont la plupart n'avaient même pas de sens. Tu reprendras bien un peu de pâté ?! Alexandre Lopez pour sa « positive attitude ». Alexandre Mouillon, pour avoir compris en quelques mois de stage seulement qu'elle était l'unique attitude à adopter dans notre bureau. Et pour avoir su l'adopter. Giovanni je ne sais pas comment tu as fait pour supporter tout cela.

Un merci à tous mes potes du laboratoire : Christophe, Karol, Cécile, Léa, Thomas D., Mélissa, Thomas M., Quentin, Yvan, Lamprini, Mathieu, Elmer, Guillermo, Jérémy L., Jérémy B., Claire, Emilie, Kamil, Selma, Jérôme...

Merci à tous, vous allez me manquer.

Un merci à mes potes hors du laboratoire : Pierre & Pauline (où Pauline & Pierre c'est comme on veut), Stéphane, Benjamin B, Benjamin G., William, Kim, Robin & Ju, Romain & Ju, Fabien Bzz, Fabien G, Hélène, Fanny et Jon...

J'espère n'avoir oublié personne.

Ma plus grande reconnaissance va envers ma famille. A mes parents et mon petit frère pour leur soutien depuis le tout début et pour m'avoir donné tous les moyens pour réussir. Merci beaucoup, sans vous, je n'aurais eu ni la possibilité ni la capacité d'arriver jusque-là.

Finalement, je tiens à remercier celle qui a partagé ma vie pendant ces trois années, celle qui a su m'aider durant les nombreux moments difficiles et avec qui j'ai partagé de nombreux moments de bonheur. Merci énormément Magali.

Table des matières

Introduction Générale.....	1
Chapitre I – Introduction	3
1. Les technologies mémoire	4
2. Electronique de spin et mémoires magnétiques	15
3. Contexte du projet de thèse	20
Chapitre II – Couples induits par le couplage spin-orbite.....	23
1. Interaction spin-orbite	24
2. Effet Rashba et SOTs créés dans la couche ferromagnétique	26
3. Effet Hall de Spin.....	35
4. Absorption d'un courant de spin	39
5. Considérations de symétries.....	41
6. Mise en évidence expérimentale des couples spin-orbite	45
Chapitre III – Mesure quasi-statique des SOTs	55
1. Présentation générale	56
2. Expression analytique des signaux mesurés	58
3. Détection expérimentale du terme constant	64
4. Mesure expérimentale de la dépendance angulaire	69
5. Corrections à la mesure expérimentale	73
6. Système de mesure	85
7. Alignement d'un échantillon et mesures préliminaires	91
8. Bilan.....	98
Chapitre IV – SOTs dans les systèmes de cobalt-platine	99
1. Effet d'une couche d'accroche de tantale	100
2. Effet volumique du platine supérieur.....	104
3. Insertion d'une couche mince de cuivre.....	116
4. Déstructuration artificielle de l'interface cobalt-platine	120
5. Variations des SOTs mesurés avec la température	125
Conclusion Générale	135
Bibliographie	137

Introduction Générale

L'industrie de la microélectronique, basée quasiment exclusivement sur la technologie CMOS, va être confrontée dans les années à venir à des défis majeurs liés à la dissipation de puissance et à la consommation d'énergie. La miniaturisation continue des transistors au cours des dernières décennies, qui a permis l'amélioration des performances et la réduction des coûts de fabrication des composants électroniques, s'est accompagnée d'une augmentation importante de la puissance dissipée par les fuites. Cette perte d'énergie est devenue au fil des années le problème fondamental de la microélectronique et rend extrêmement complexe le développement des futures technologies CMOS.

Les développements futurs dépendront soit de la capacité à développer de nouveaux matériaux soit de la faculté à développer des technologies alternatives. Une solution, qui provoquerait immédiatement une réduction de puissance statique dissipée, est d'implémenter de la non-volatilité au sein même des composants électroniques.

Le premier chapitre décrira rapidement les différentes technologies mémoire dominant actuellement le marché des technologies de l'information ainsi que les nouvelles technologies émergentes. Un intérêt particulier sera accordé aux mémoires basées sur la manipulation de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique afin de conserver et de manipuler l'information.

Nous présenterons les avantages qu'offre un nouveau type de mémoire, les SOT-RAM, nouvelle évolution du concept de MRAM. Celles-ci sont basées sur la possibilité de manipuler l'aimantation avec un courant via l'interaction spin-orbite (SOTs, Spin-Orbit Torques). Le second chapitre aura donc pour objectif de présenter les caractéristiques générales et les origines possibles des couples magnétiques induits par le courant au travers du couplage spin-orbite, responsables du retournement contrôlé de l'aimantation de points mémoires ferromagnétiques.

Cette présentation sera faite au travers de considérations théoriques générales sur les effets du couplage spin-orbite, de considérations d'invariance et de symétrie des systèmes étudiés et par l'analyse de résultats expérimentaux dans la littérature.

A partir de cette analyse des symétries, une méthode de mesure quasi-statique des SOTs a été développée parallèlement par différents groupes de recherche. Nous expliquerons en détail dans un troisième chapitre le fonctionnement de chacune des variantes possibles. Nous insisterons sur notre méthode d'analyse qui permet d'obtenir la valeur des SOTs pour chaque position de l'aimantation par une modification des méthodes existantes.

Une attention particulière sera alors accordée à la méthodologie de mesure utilisée, aux principales sources d'erreur possibles et aux procédures d'alignement permettant de les minimiser.

Une fois les outils de mesure présentés, nous aborderons l'utilisation qui en a été faite dans l'étude des SOTs. La question fondamentale concernant les SOTs concerne leur origine physique, qui est complexe et reste globalement inconnue. Cette compréhension est pourtant nécessaire afin de permettre le développement futur des SOT-RAM.

L'objectif fixé pour cette thèse a donc été de mieux comprendre l'origine des SOTs dans le cas particulier des systèmes à base de platine et de cobalt.

Historiquement, le système de référence, celui qui a été caractérisé le plus en détail par les équipes de notre laboratoire et nos collaborateurs, est l'empilement Pt|Co|AlOx. Il a donc été décidé de caractériser l'évolution des SOTs dans ce système lorsqu'on modifie la structure cristalline de la couche de platine. Cela a été fait par l'adjonction d'une couche d'accroche de tantale qui modifie fortement la croissance du platine.

Parallèlement, l'origine volumique ou d'interface des SOTs a été sondée sur deux séries d'échantillons différentes. Une première série basée sur une structure asymétrique de Ta|Au|Co|Pt où les effets d'un gradient de platine, d'une insertion de cuivre entre le cobalt et le platine, et l'impact de la température ont été étudiés. Et une seconde série basée sur des échantillons de Ta|Pt|Co|Pt où l'interface entre le cobalt et le platine a été artificiellement dégradée lors du dépôt.

Afin de pouvoir comparer les mesures de SOTs obtenues dans chaque étude, il a été nécessaire de mesurer dans chaque cas l'évolution des propriétés électroniques et magnétiques des échantillons.

Chapitre I

Introduction

Dans les années à venir, des mémoires denses, rapides, non volatiles avec des tensions d'opération faibles vont devenir de plus en plus nécessaires. Les mémoires existantes sont, pour le moment, limitées par les propriétés des matériaux utilisés et risquent d'atteindre rapidement des limites technologiques.

Le développement des futures générations de mémoires dépendra soit de la capacité à développer de nouveaux matériaux soit de la faculté à développer des technologies alternatives.

Ce chapitre propose de décrire rapidement les différentes technologies mémoire dominant actuellement le marché des technologies de l'information ainsi que les nouvelles technologies émergentes. Un intérêt particulier sera accordé aux mémoires basées sur la manipulation de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique afin de conserver et de manipuler l'information.

Nous présenterons finalement les avantages qu'offre un nouveau type de mémoire, les SOT-RAM, nouvelle évolution du concept de MRAM.

L'une des méthodes les plus prometteuses pour résoudre les défis actuels de la microélectronique, liés à la dissipation statique et dynamique de puissance, est d'intégrer de la « non-volatilité » magnétique dans les mémoires et les unités de calcul. Le renversement contrôlé de points mémoires ferromagnétiques par injection de courant, la STT-MRAM (Spin Transfer Torque Magnetoresistive Random-Access Memory), a permis le développement de telles technologies. Ces STT-MRAM présentent cependant des limites intrinsèques qui restreignent leur utilisation dans cette approche. La principale limitation étant la faible endurance de la jonction tunnel lorsque de fortes densités de courant sont injectées afin d'écrire rapidement.

Néanmoins un nouveau concept technologique, appelé SOT-MRAM, a été imaginé. Dans celui-ci le renversement de l'aimantation est atteint grâce à des phénomènes physiques, récemment mis en évidence, appelés Spin-Orbit Torques (SOTs). Dans cette première partie nous allons d'abord aborder les avantages et les défauts des technologies mémoires actuelles et émergentes avant de détailler en quoi les SOT-MRAM peuvent apporter des solutions innovantes.

1. Les technologies mémoire

1.1. Le besoin en mémoire

L'une des difficultés majeures que doit surmonter l'informatique moderne est la relative lenteur d'accès aux données comparativement à la rapidité de calcul des processeurs actuels. Même si il est technologiquement possible de réaliser des points mémoire aussi rapides que les architectures de calcul, leur coût de fabrication extrêmement élevé, dû à la grande surface de silicium utilisée, limite leur utilisation. Afin de pallier ce problème économique les fabricants d'ordinateurs hiérarchisent les mémoires. Ils positionnent les mémoires les plus rapides, qui sont aussi les plus spacieuses et les plus chères, proche de l'unité de calcul. En revanche les plus lentes, qui sont aussi les plus denses et les moins coûteuses, se trouvent spatialement plus éloignées. De façon schématique la mémoire dans un ordinateur est organisée comme suit [1] [2]:

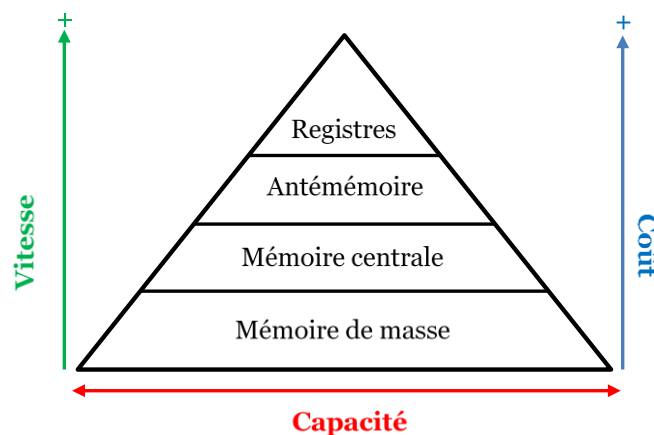


Figure 1 : Hiérarchie mémoire dans les ordinateurs. [1][2]

De façon pratique les données fréquemment utilisées par le processeur sont stockées dans des « antémémoires », aussi appelée mémoires « cache » extrêmement rapides et placées à proximité de l'unité de calcul afin de limiter leur temps d'accès et d'accélérer le fonctionnement du système. La première accession aux données par les unités de calcul est lente. En effet les données sont alors transférées depuis la mémoire de masse, lente et lointaine. Parallèlement, ces données sont aussi stockées dans l'antémémoire et les accès suivants de l'unité de calcul sont alors plus rapides.

Par contraste avec les disques durs ou les disques optiques composant la mémoire de masse et où les données sont stockées et lues dans un ordre prédéterminé, les mémoires à accès direct (RAM pour Random Access Memory) peuvent être lues dans n'importe quel ordre « aléatoire ». Elles composent donc les niveaux mémoire les plus hauts où l'information a besoin d'être lue rapidement. Elles sont généralement organisées en matrices de lignes et de colonnes conductrices avec des cellules mémoires aux intersections (Figure 2) [3].

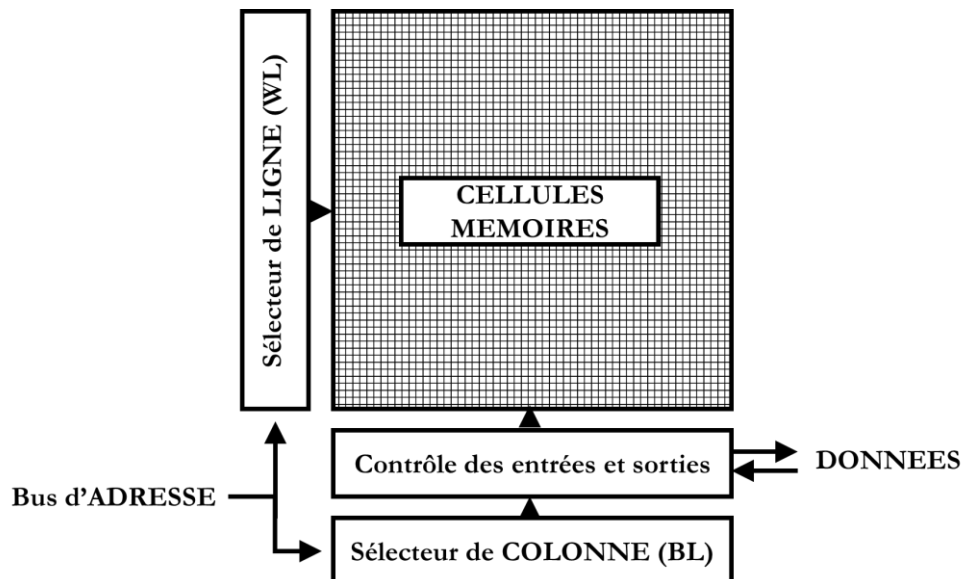


Figure 2 : Organisation matricielle des mémoires à accès direct

Généralement les lignes sont appelées « Word Lines » et les colonnes « Bit Lines » (parfois aussi « Data Lines »). Le bus d'adresse comprend deux parties : les n bits de poids forts permettent de sélectionner une ligne alors que les m bits de poids faibles permettent de sélectionner une colonne. Comme les adresses sont codées de façon binaire, avec un bus de $m+n$ bits on peut donc lire tous les éléments d'une matrice de taille 2^m par 2^n ; soit une capacité totale de 2^{m+n} .

Chaque point mémoire de la matrice doit être capable de stocker de l'information pouvant être lue ou écrite par le biais des « Word Lines » et des « Bit Lines ». Ceci peut être réalisé par des technologies variées et basées sur des effets physiques différents. Chacune présentant ses avantages et ses inconvénients (rapidité, volatilité, endurance, coût ou consommation en énergie...), elles peuvent être utilisées pour réaliser des niveaux mémoires différents (cf. Figure 1). Nous allons donc présenter la technologie la plus répandue pour chaque niveau de la hiérarchie dans les parties suivantes.

1.2. Registres et mémoires « caches » : rapides, peu denses et volatiles.

La mémoire statique, ou SRAM (Static Random Access Memory), est le type de mémoire actuel le plus rapide. Elle est donc utilisée pour les hauts niveaux de mémoire cache et pour les registres des unités de calcul. Elle est le plus souvent constituée de 6 transistors MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) pour chaque cellule [4] [5]. Sur la Figure 3 les quatre transistors centraux forment deux à deux (M_1 avec M_2 et M_3 avec M_4) deux portes logiques inverseuses. Leurs entrées respectives sont couplées si bien que seuls deux états stables sont possibles ($Q=1$ ou $Q=0$).

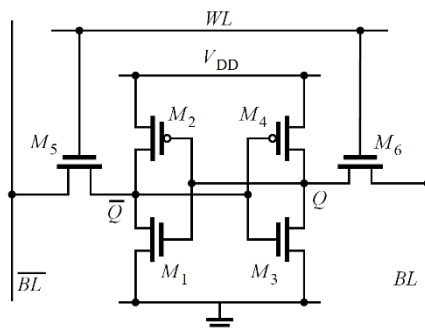


Figure 3 : Cellule mémoire SRAM à 6 transistors

Les transistors d'accès M_5 et M_6 sont utilisés pour lire ou écrire l'information dans la cellule. Lors de la lecture, les signaux Q et \bar{Q} sont transférés sur BL et sur \bar{BL} puis comparés par un amplificateur différentiel qui restaure le signal à un niveau logique 1 ou 0. Durant l'écriture, les niveaux BL et \bar{BL} sont forcés à V_{DD} pour écrire un 1 ou V_{SS} pour écrire un 0 ce qui écrase l'état des portes inverseuses.

Taille de motif (F)	Taille de la cellule	Temps de lecture	Temps d'écriture
45 nm	140 F ²	0.2 ns	0.2 ns
Endurance	Tension d'écriture	Tension de lecture	Energie d'écriture
>10 ¹⁶ cycles	1 V	1 V	5.10 ⁻¹⁶ J/bit

Tableau 1 : Caractéristiques et performances de cellules mémoires SRAM.
D'après ITRS 2013 – Tableau ERD3. [5]

Cette géométrie à 6 transistors implique que chaque cellule SRAM est spacieuse (>100F²)¹. Par ailleurs, les transistors ne pouvant se passer d'alimentation pour conserver l'information cette mémoire est volatile et l'on perd l'information à chaque extinction du système. Néanmoins la structure à deux portes inverseuses couplées ne nécessite pas de rafraîchissement des données et c'est pour cela qu'elle est dite « statique » par opposition à la mémoire dite « dynamique » ou DRAM. Du fait de l'extrême rapidité des transistors, les SRAM peuvent être opérées à plusieurs GHz (temps de lecture et d'écriture d'environ 200ps) mais souffrent nécessairement des défauts intrinsèques aux transistors MOSFET (notamment au niveau de la puissance

¹ F : « Minimum Feature size », taille minimale limite qu'on peut obtenir pour un élément par un processus technologique donné comprenant toutes les étapes de fabrication. Parler de la taille d'un système en termes de F² permet donc de s'affranchir des dimensions technologiques réelles (en nm²) et permet de comparer le seul aspect géométrique avec d'autres architectures.

statique dissipée (cf. Figure 4)). Elles présentent une très bonne endurance ($> 10^{16}$ cycles) indispensable à un accès fréquent par les unités de calcul (cf. Tableau 1). Les principales difficultés pour le développement de nouvelles générations de SRAM sont directement liées aux difficultés croissantes de réduction de taille des technologies CMOS suivant la loi de Moore [5].

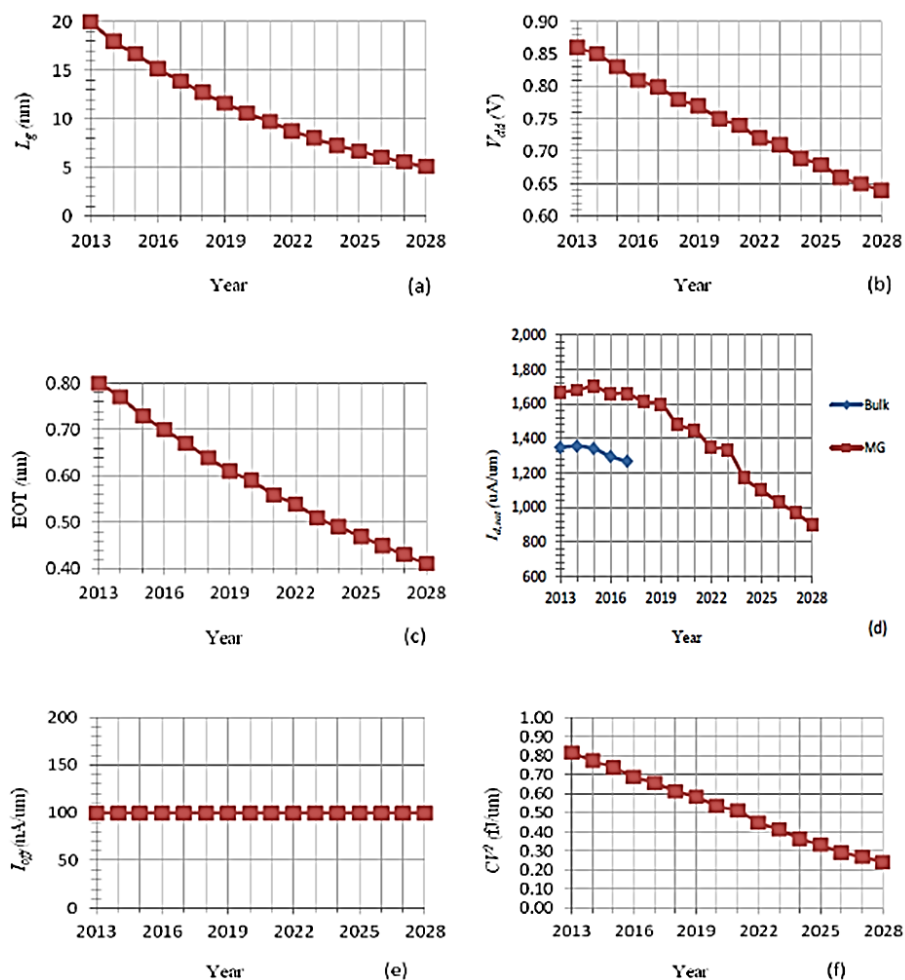


Figure 4 : Réduction de taille dans les transistors haute-performance. Effets sur (a) Longueur de grille (b) Tension d'alimentation (c) Epaisseur d'oxyde effective (d) Courant dans l'état « ON » (e) Courant dans l'état « OFF » (f) Puissance dynamique CV^2 . Bulk : Transistor à grille simple. MG : Transistor à Grille multiple. D'après ITRS 2013 – Process Integration, Devices, And Structures [6].

A l'échelle nanométrique, i.e. en dessous du nœud technologique de 14 nm, les SRAM présentent les défis d'allier en même temps une meilleure densité, une rapidité extrême et une faible consommation énergétique (alimentation réduite et fuites faibles). La réduction des tensions d'alimentation (de 1 V en 2013 vers 0.7V en 2026) combinée d'une part aux disparités des propriétés des transistors et notamment des tensions de seuils dues au procédé de fabrication et d'autre part aux instabilités thermiques créées par le courant limitent la capacité à assurer la stabilité simultanée d'un grand nombre de points mémoire [4] [5] [6].

Les possibilités d'amélioration future des SRAM dépendront de la capacité à améliorer les transistors MOS mais aussi de l'aptitude à créer des nouvelles architectures où la lecture et l'écriture des points mémoires seront assistées (en intégrant de nouveaux transistors avec des tensions de seuil plus hautes notamment) [3].

1.3. La mémoire centrale : le compromis vitesse-densité

Pour les niveaux intermédiaires (classiquement la mémoire centrale), où un grand volume d'information doit pouvoir être lu et écrit assez rapidement, on utilise généralement la DRAM (Dynamic Random Access Memory) car elle combine une très bonne densité (entre $6F^2$ et $30F^2$) avec une bonne rapidité (<10 ns) (cf. Tableau 2).

Taille de motif (F)	Taille de la cellule	Temps de lecture	Temps d'écriture
36 (65) nm	6 (12-30) F^2	<10 (2) ns	<10 (2) ns
Endurance	Tension d'écriture	Tension de lecture	Energie d'écriture
$>10^{16}$ cycles	2.5 V	1.8 (1.7) V	4 (5). 10^{-15} J/bit

Tableau 2 : Caractéristiques et performances de cellules mémoires DRAM. D'après ITRS 2013 – Tableau ERD3. Hors parenthèses : mémoire autonome. Entre parenthèses : mémoire intégrée. D'après [5].

Dans une cellule mémoire DRAM l'information est stockée sous forme de charge électrique dans un condensateur (cf. Figure 5). Chaque cellule est donc composée d'un transistor d'accès utilisé soit pour la lecture soit pour l'écriture et d'un condensateur de stockage d'environ 25fF [3] [5].

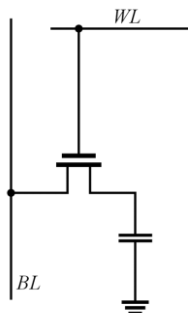


Figure 5 : Cellule mémoire DRAM. Le transistor d'accès est contrôlé par la Word Line WL pour la lecture et l'écriture et permet de transférer l'information dans (depuis) le condensateur depuis (dans) la Bit Line pour l'écriture (lecture).

Dans la phase d'écriture le niveau de la Bit Line est porté à « 0 » ou à « 1 » (V_{dd}). Lors de la fermeture du transistor, ce niveau de tension est chargé dans le condensateur. Dans la phase de lecture, le niveau de la Bit Line est porté à $V_{dd}/2$. Si le condensateur a été chargé à 0, la Bit Line va voir son niveau diminuer de $V_{dd}/2$ à 0. Dans le cas contraire la tension de la Bit Line va augmenter de $V_{dd}/2$ à V_{dd} . La mesure de la tension de la Bit Line constitue la phase de lecture. Plus précisément le signal de la Bit Line est ensuite comparé à celui présent sur la Bit Line adjacente par un amplificateur généralement constitué d'une bascule flip-flop et présent en bout de

colonne. La lecture est un procédé destructif et l'information doit ensuite être rétablie dans le point mémoire par une nouvelle écriture.

Comparée à la structure à 6 transistors composant les mémoires SRAM, la cellule DRAM est environ 20 fois moins spacieuse [3]. L'architecture classique présentée sur la figure précédente a une taille de $6F^2$.

Le courant de fuite du transistor d'accès (essentiellement dû au « junction leakage » de la capacité et au « subthreshold leakage » du transistor) a pour conséquence de décharger les points mémoires qui doivent donc être constamment rafraîchis (généralement tous les 64 ms pour les mémoires autonomes et 4 ms pour les mémoires embarquées) ; d'où la dénomination « dynamique ». La réduction de taille progressive des systèmes depuis les nœuds à 90nm vers les nœuds technologiques inférieurs à 14 nm pose des problèmes fondamentaux pour les DRAM. En effet, la capacité de stockage, dont la valeur varie comme le carré de la dimension latérale, se trouve alors largement réduite, ce qui engendre des problèmes de rétention des données. Les principaux défis pour le développement de nouvelles générations de DRAM ont été identifiés par l'ITRS (Tableau PIDS1-challenges) [6] :

- maintenir une bonne valeur de la capacité de stockage ($\sim 25\text{fF}$) malgré la réduction de la taille caractéristique de la cellule. Ceci peut être notamment réalisé en implémentant des oxydes avec des constantes diélectriques élevées tels que HfSiO_4 , ZrSiO_4 , HfO_2 et ZrO_2 .
- limiter le courant de fuite dans le transistor d'accès et le condensateur pour conserver la durée de rétention des données (64 ms ou 4 ms) (cf. Figure 4).
- obtenir une résistance faible pour les « word lines » et « bit lines » afin d'améliorer les vitesses d'écriture et de lecture (vers des durées inférieures à la nanoseconde).
- améliorer la densité en implémentant des cellules verticales de taille $4F^2$ possédant des transistors non planaires [3].

D'un point de vue pratique les DRAM autonomes sont synchronisées avec l'horloge du système. Elles peuvent être commandées soit uniquement sur les fronts montants (SDR-SDRAM, Single Data Rate Synchronous DRAM) soit à la fois sur les fronts montants et les fronts descendants (DDR-SDRAM, Double Data Rate Synchronous DRAM). En 2015 devrait s'effectuer le croisement entre la technologie DDR3-SDRAM qui domine le marché depuis 2007 et la génération suivante DDR4-SDRAM dont le lancement aura eu lieu dans le courant de l'année 2014 [7].

1.4. Les mémoires de masse : non-volatiles et denses

Il existe plusieurs techniques pour stocker de grands volumes d'information à bas coût de façon quasi permanente (~ 10 ans) et sans alimentation électrique par des technologies dites non-volatiles. Depuis de nombreuses années la technologie dominante a été le disque dur (HDD pour Hard-Disk Drive) dans lequel l'information est stockée sous forme de grains magnétiques sur un disque en rotation. Une tête de lecture/écriture permet de lire et d'écrire les données de façon séquentielle.

Néanmoins l'amélioration récente des capacités d'intégration a permis la mise en vente de mémoires FLASH (SSD pour Solid-State Drive) avec des capacités supérieures à la centaine de giga-octets. Cette technologie était auparavant réservée au stockage d'information dans des clés USB de quelques giga-octets et dans le bios

des ordinateurs. Nous allons nous intéresser à cette technologie car, plus légère, plus robuste et plus rapide que les disques durs, elle occupe quasiment tout le marché de l'électronique portable et tend progressivement à s'imposer sur celui des ordinateurs conventionnels.

Un point mémoire FLASH est similaire à un transistor à effet de champ dont l'oxyde de grille serait coupé en son milieu par une grille intermédiaire flottante (FG-MOSFET pour Floating Gate MOSFET). L'information est stockée sous forme de charge électrique dans celle-ci. Classiquement on définit une cellule à niveau unique (SLC pour Single-Level cell) par l'association d'un « 1 » lorsqu'aucune charge n'est stockée sur la grille flottante et un « 0 » lorsque des charges sont présentes. En définissant plusieurs niveaux de présence de charges, plusieurs bits peuvent être stockés dans une seule cellule (MLC pour Multi-Level Cell) [3] [5] [8].

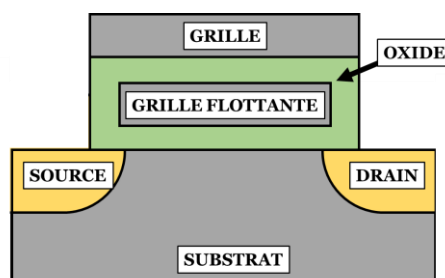


Figure 6 : Vue en coupe d'une mémoire FLASH.

La lecture se fait par la mesure du courant qui circule entre la source et le drain pendant qu'une tension de grille est appliquée. Si aucun électron n'est stocké dans la grille flottante, le courant sera plus important que si des charges sont stockées. En effet dans ce second cas la présence d'un électron dans la grille flottante fait écran au champ électrique appliqué sur la grille conventionnelle, engendrant ainsi une augmentation de la tension de seuil du transistor et réduisant l'intensité du courant circulant entre la source et le drain.

Pour assurer une longue durée de rétention des données, l'oxyde est relativement épais afin d'éviter les fuites de charges par effet tunnel. Malheureusement cela empêche aussi d'écrire par injection de charge dans la cellule avec des faibles tensions. L'écriture (chargement ou déchargement de charges vers ou depuis la grille flottante) se fait alors en utilisant des tensions élevées soit par injection d'électrons chauds dont l'énergie cinétique est alors supérieure à la barrière de potentiel de l'oxyde, soit par effet tunnel de type Fowler-Nordheim lorsque la forte tension appliquée donne un profil triangulaire à la barrière de potentiel et donc réduit artificiellement l'épaisseur de l'oxyde.

L'oxyde tunnel doit être suffisamment fin pour permettre le transfert de charge vers la grille flottante à des tensions raisonnables (<20 V) mais assez épais pour éviter les pertes de charge durant les phases éteintes ou de lecture. Le rapport de couplage de grille est un paramètre critique, lié au rapport entre la capacité de la grille de contrôle (Word-Line) sur la capacité de la grille flottante et au rapport entre la capacité de la grille de contrôle et la capacité totale de la grille du dispositif. Il permet d'assurer un pourcentage de chute de tension suffisant au niveau de la grille flottante pour le bon fonctionnement des dispositifs dans les phases d'écriture et d'effacement.

Généralement, on considère que celui-ci doit être environ égal à 0.6. Dans la plupart des dispositifs cela implique que la grille de contrôle doit envelopper les côtés de la grille flottante afin de fournir une capacité supplémentaire.

Les électrons ont tendance à libérer l'énergie qui leur a été conférée par les chocs avec les atomes de l'oxyde qui se dégrade ainsi au fur et à mesure des écritures. L'endurance des mémoires FLASH n'est donc pas illimitée (typiquement entre 10^4 et 10^5 cycles) [5].

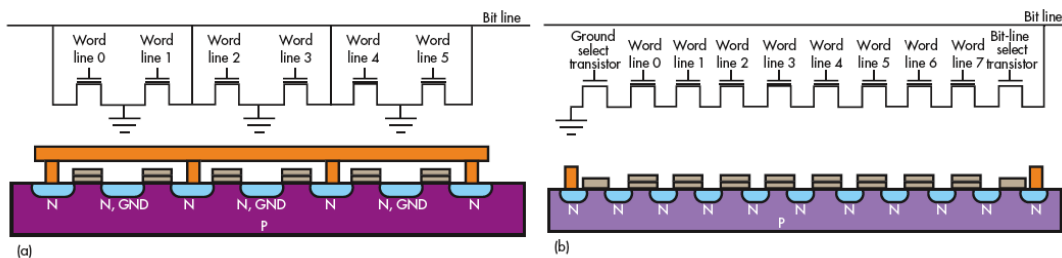


Figure 7 : (a) Architecture NOR-FLASH (b) Architecture NAND-FLASH [9]

La mémoire FLASH est divisée en blocs organisés de façon matricielle. Sur chaque Bit Line les points mémoire peuvent être mis en parallèle (NOR Flash) ou en série (NAND-FLASH) [10]. Dans les deux cas la programmation (écriture à « 0 ») d'un bit unique est possible alors que l'effacement (remise à « 1 ») ne peut être fait que sur un bloc entier. C'est un processus beaucoup plus long dans le cas de la structure NOR que dans le cas de la structure NAND (cf. Tableau 3 et Tableau 4).

Taille de motif (F)	Taille de la cellule	Temps de lecture	Temps d'écriture/Effacement
90 nm	10 F ²	15 ns	1 μs/10 ms
Endurance	Tension d'écriture	Tension de lecture	Energie d'écriture
10 ⁵ cycles	10 V	1.8 V	1.10 ⁻¹⁰ J/bit

Tableau 3 : Caractéristiques et performances de cellules mémoires NOR-FLASH. D'après ITRS 2013 – Tableau ERD3. [5]

Taille de motif (F)	Taille de la cellule	Temps de lecture	Temps d'écriture/Effacement
22 nm	4 F ²	0.1 ms	1 ms/0.1 ms
Endurance	Tension d'écriture	Tension de lecture	Energie d'écriture
10 ⁵ cycles	15 V	1.8 V	4.10 ⁻¹⁶ J/bit

Tableau 4 : Caractéristiques et performances de cellules mémoire NAND-FLASH. D'après ITRS 2013 – Tableau ERD3. [5]

Par contre, le processus de lecture est intrinsèquement plus lent dans le cas d'une mémoire NAND que dans le cas d'une mémoire NOR car le courant à mesurer est beaucoup plus faible (à cause du grand nombre de transistors en série). On doit donc utiliser un moyen de détection par intégration du nombre de charges, plus lent. Dans

une NOR-FLASH la structure est agencée similairement à une mémoire RAM classique (DRAM ou SRAM) et l'accès aux données est direct.

On préfère généralement utiliser la mémoire NAND-FLASH de façon séquentielle en organisant les blocs en pages. Une page est un ensemble de FG-MOSFET partageant la même Word Line. On peut donc lire et écrire les pages une par une. Au final on peut ainsi obtenir un taux de transfert de données supérieur à celui de l'architecture NOR. Cela fait de la NAND-FLASH un bon candidat pour le stockage de masse alors que la lecture directe relativement lente réduit son utilisation pour exécuter des lignes de code. Dans un tel cas de figure on lui préférera la configuration NOR, utilisée notamment à l'intérieur du bios des ordinateurs et les téléphones portables.

La disposition dans une structure NOR oblige à avoir une ligne de masse pour deux cellules adjacentes alors que dans une structure NAND la ligne de masse est présente une seule fois pour toutes les cellules en séries. Ainsi la NAND FLASH ($\sim 4F^2$) est plus de deux fois plus dense que la NOR FLASH ($\sim 10F^2$) ce qui renforce son intérêt pour le stockage de masse.

Les difficultés majeures des mémoires FLASH proviennent de la nécessité de gérer non seulement la dégradation des cellules au cours du temps mais aussi les erreurs qui peuvent survenir dues aux pertes de charges. Le principal défi lié au développement de prochaines générations de mémoires FLASH réside dans la difficulté à réduire l'épaisseur d'oxyde nécessaire pour conserver une bonne durée de rétention des données. La nécessité de réduction de la taille latérale des transistors pour diminuer les coûts de production en augmentant la densité des points mémoire provoque une modification du rapport de couplage de grille loin de la valeur optimale de 0.6. Celle-ci doit-être compensée par une réduction de l'épaisseur d'oxyde afin de conserver de bonnes propriétés de lecture, d'écriture et d'effacement.

1.5. Récapitulatif des performances

Le tableau suivant, établi par l'ITRS (International Technology Roadmap for Semiconductors), a pour objectif de récapituler les performances et les applications des trois types de mémoire les plus couramment utilisés dans l'industrie [5].

		DRAM		SRAM	FLASH	
		Autonome	Intégrée	Intégrée	NOR	NAND
Mécanisme		Charge d'un condensateur		Portes logiques couplées	Charge piégée dans une grille flottante	
Cellule		1T1C		6T	1T	1T
Dimension de l'élément (nm)	2013	36	65	45	45	16
	2026	9	20	10	25	>10
Dimension de la cellule	2013	6F ²	(12-30)F ²	140F ²	10F ²	4F ²
	2026	4F ²	(12-50)F ²	140F ²	10F ²	4F ²
Temps de lecture	2013	<10 ns	2 ns	0,2 ns	15 ns	0,1 ms
	2026	<10 ns	1 ns	70 ps	8 ns	0,1 ms
Temps d'écriture	2013	<10 ns	2 ns	0,2 ns	1 μs	1 ms
	2026	<10 ns	1 ns	70 ps	1 μs	1 ms
Temps d'effacement	2013				10 ms	0.1 ms
	2026				10 ms	0.1 ms

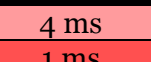

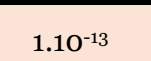
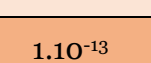
Durée de rétention	2013	64 ms	4 ms		>10 ans	>10 ans
	2026	64 ms	1 ms		>10 ans	>10 ans
Endurance (cycles)	2013	$>10^{16}$	$>10^{16}$	$>10^{16}$	10^5	10^5
	2026	$>10^{16}$	$>10^{16}$	$>10^{16}$	10^5	10^5
Tension d'écriture (V)	2013	2,5	2,5	1	8-10	15-20
	2026	1,5	1,5	0,7	8	15
Tension de lecture (V)	2013	1,8	1,7	1	4,5	4,5
	2026	1,5	1,5	0,7	4,5	4,5
Energie d'écriture d'une matrice (J/bit)	2013	1.10^{-13}	1.10^{-13}		2.10^{-10}	1.10^{-11}
	2026	1.10^{-13}	1.10^{-13}		2.10^{-10}	1.10^{-11}
Energie d'écriture d'une cellule (J/bit)	2013	4.10^{-15}	5.10^{-15}	5.10^{-16}	1.10^{-10}	4.10^{-16}
	2026	2.10^{-15}	2.10^{-15}	3.10^{-17}	1.10^{-10}	1.10^{-16}

Tableau 5 : Comparaison des performances des principales technologies mémoire en 2011 et à l'horizon 2026. T : Transistor, D : Diode, R : Résistance, C : Capacité. D'après ITRS – tableau ERD3 [5]

A moyen-long terme, les mémoires basées sur le stockage de charges électriques vont être confrontées à une limitation physique ne leur permettant pas de stocker suffisamment d'électrons. Afin de continuer à améliorer les performances des systèmes et ordinateurs actuels de nombreuses technologies alternatives non basées sur le stockage de charges électriques sont en cours de développement.

1.6. Nouveaux types de mémoire émergente

L'ITRS a identifié les mémoires émergentes les plus avancées et qui sont les meilleurs candidats au remplacement des mémoires actuelles [5]. Ce sont la FeRAM (Ferroelectric-RAM), la STT-MRAM (Spin-Transfer-Torque Magnetic-RAM) et la PCRAM (Phase Change-RAM). Même si ces trois technologies sont prometteuses en termes de réduction de taille, elles restent, comme la DRAM par exemple, des dispositifs nécessitant un transistor ou dans certains cas une diode dans chaque cellule pour effectuer la sélection entre les phases où le dispositif n'est pas utilisé et les phases de lecture/écriture. Il n'est donc pas si évident d'atteindre des très petites tailles de cellule ($<4F^2$).

Le développement de nouvelles mémoires doit se faire avec une adéquation entre les performances atteignables et le segment du marché visé. Le tableau suivant présente les caractéristiques des mémoires de référence et des performances cibles pour leur remplacement soit en mémoire centrale soit en mémoire de masse [5].

Les mémoires ferroélectriques FeRAM stockent l'information dans l'état de polarisation d'une capacité ferroélectrique. Durant la lecture le cycle d'hystérésis de la cellule est tracé et l'information doit être réinscrite à la suite. D'après l'ITRS [6], cette « dynamique » rend difficile l'obtention à la fois d'un changement de polarisation adéquat et d'une bonne endurance. Dans l'état actuel les FeRAM les plus avancées sont moins réellement moins denses que les mémoires Flash mais leur très

faible consommation, leur rapidité, leur basse puissance de fonctionnement et la faible tension d'alimentation requise en font de bons candidats pour les applications embarquées (cf. Tableau 6).

	Référence			Cible	
	HDD	NAND FLASH	DRAM	Mémoire centrale	Mémoire de masse
Temps de lecture / écriture	3-10 ms	~100 μ s (effacement bloc ~1 ms)	< 100 ns	< 200 ns	1-5 μ s
Endurance	Illimitée	10 ³ -10 ⁵	Illimitée	> 10 ⁹	> 10 ⁶
Rétention	> 10 ans	~ 10 ans	64 ms	> 5 jours	~ 10 ans
Puissance ON (W/GbB)	0.003-0,05	~ 0,01-0,04	0,4	<0,4	<0,1
Puissance Standby	~52%-69% puissance ON	<10% puissance ON	~25% puissance ON	<5% puissance ON	<5% puissance ON
Densité	~10 ¹¹ bit/cm ²	~10 ¹¹ bit/cm ²	~10 ⁹ bit/cm ²	>10 ¹⁰ bit/cm ²	>10 ¹⁰ bit/cm ²
Coût (\$/GB)	0,1-1	2	10	<10	<3-4

Tableau 6 : Caractéristiques des mémoires de référence et des performances cibles pour les mémoires émergentes en 2013. D'après ITRS – Tableau ERD8 [5].

Les PC-RAM sont des dispositifs basés sur le changement de phase d'un verre à chalcogénures entre un état cristallin et un état amorphe. L'opération d'écriture consiste en deux processus distincts : un processus de « reset » induit par une impulsion courte d'un courant élevé pour « refondre » le matériau dans un état amorphe et un processus de « set » où un courant de plus faible amplitude est appliqué plus longtemps pour cristalliser l'échantillon. La tension d'écriture relativement faible en fait un concurrent potentiel au remplacement des mémoires Flash. Et ceci d'autant plus que les cellules peuvent être reprogrammées directement en évitant les étapes d'effacement nécessaires aux mémoires Flash. Même si elles présentent une architecture à 1T1R similaire et une meilleure densité que les DRAM, la faible endurance des PC-RAM limite leur utilisation potentielle pour des applications similaires.

		FeRAM	STT-MRAM	PCM	
Mécanisme		Polarisation rémanente d'un condensateur	Aimantation d'une couche ferromagnétique	Changement réversible d'un matériau entre une phase amorphe et une phase cristalline	
Cellule		1T1C	1(2)T1R	1T(D)1R	
Taille de motif (nm)	2013	180	65	45	
	2026	65	16	8	
Taille de la cellule	2013	22F ²	20F ²	4F ²	
	2026	12F ²	8F ²	4F ²	
		2013	40 ns	35 ns	12 ns

Temps de lecture	2026	< 20 ns	< 10 ns	< 10 ns
Temps d'écriture	2013	65 ns	35 ns	100 ns
	2026	< 10 ns	< 1 ns	< 50 ns
Durée de rétention	2013	10 ans	> 10 ans	> 10 ans
	2026	10 ans	> 10 ans	> 10 ans
Endurance (cycles)	2013	10^{14}	$> 10^{12}$	10^9
	2026	$> 10^{15}$	$> 10^{15}$	10^9
Tension d'écriture (V)	2013	1,3-3,3	1,8	3
	2026	0,7-1,5	<1	<3
Tension de lecture (V)	2013	1,3-3,3	1,8	1,2
	2026	0,7-1,5	<1	<1
Energie d'écriture (J/bit)	2013	$3 \cdot 10^{-14}$	$2,5 \cdot 10^{-12}$	$6 \cdot 10^{-12}$
	2026	$7 \cdot 10^{-15}$	$1,5 \cdot 10^{-13}$	$\sim 1 \cdot 10^{-15}$

Tableau 7 : Comparaison des performances des technologies mémoire émergentes en 2013 et à l'horizon 2026 D'après ITRS – tableau ERD3 [5]

La STT-MRAM est une mémoire dans laquelle l'information est stockée par l'état magnétique d'un matériau. La très grande rapidité de ce dispositif non-volatile en fait potentiellement un bon candidat pour remplacer à la fois les SRAM et les DRAM. Nous allons présenter dans la suite de ce chapitre son fonctionnement, ses avantages et les défis technologiques qu'il reste à surmonter pour son développement futur en commençant par aborder au préalable la discipline plus générale qu'est l'électronique de spin et dont la STT-MRAM est l'un des aboutissements applicatifs.

2. Electronique de spin et mémoires magnétiques

2.1. Introduction à l'électronique de spin

L'électronique « classique » est basée sur le déplacement et le stockage de la charge des électrons essentiellement dans des matériaux semiconducteurs. Depuis quelques années, un nouveau type d'électronique, appelé spintronique (contraction des mots « spin » et « électronique »), a vu le jour, basé sur une autre propriété intrinsèque de l'électron : le spin. Le spin, moment cinétique intrinsèque, est une propriété purement quantique de l'électron et n'est associé à aucun mouvement de révolution de l'électron sur lui-même comme une analogie avec la mécanique classique pourrait le suggérer. En mécanique classique, le moment cinétique a une amplitude (liée à la vitesse de rotation) et une direction (lié à la direction de l'axe de rotation). En mécanique quantique, le spin d'un électron ne peut être que dans deux états distincts $\frac{\hbar}{2}$ et $-\frac{\hbar}{2}$ dont la direction dans l'espace est incertaine car soumis au principe d'incertitude d'Heisenberg. Plutôt que de connaître l'ensemble des coordonnées d'un spin ce qui est impossible, on mesure à la place sa polarisation qui est son degré d'alignement avec une direction de l'espace donnée. On appelle « up » les électrons

alignés avec cette direction et « down » les électrons anti-alignés avec cette direction [11].

De la même façon qu'on associe un moment magnétique au mouvement orbital des électrons autour du noyau d'un atome, on associe un moment magnétique au spin d'un électron appelé magnéton de Bohr.

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (1)$$

Dans certains matériaux il existe une différence de population entre les électrons portant un spin « up » de ceux portant un spin « down ». Ceci peut induire un moment magnétique rémanent non nul. Ce sont les matériaux magnétiques. Ceux possédant une aimantation rémanente non nulle sont les matériaux ferromagnétiques. Les différentes interactions entre les spins d'un courant d'électron et les matériaux magnétiques sont à la base de la spintronique. Généralement, un matériau ferromagnétique est caractérisé par un axe d'anisotropie qui est la direction dans laquelle l'aimantation se place sans champ magnétique appliqué et par un cycle d'hystérésis obtenu en mesurant son aimantation à différentes valeurs de champs. Il existe cependant des matériaux quasiment isotropes ne possédant pas d'axe d'anisotropie. On définit le champ coercitif comme le champ magnétique à partir duquel l'aimantation d'un matériau ferromagnétique change de signe.

Les électrons se propagent dans un matériau ferromagnétique de façon différente selon l'alignement de leur spin avec celui de l'aimantation locale. Les électrons anti-alignés subissent plus de collisions que ceux alignés. Leur libre parcours moyen est réduit et leur conductivité électrique diminue. Cet effet est à l'origine de la magnétorésistance géante [12] [13].

Dans la découverte initiale, honorée par un prix Nobel de physique pour Albert Fert et Peter Grünberg en 2007, au moins deux couches ferromagnétiques sont séparées par une couche non-magnétique très fine (~1 nm). Sans champ externe appliqué, un phénomène appelé couplage RKKY [14] [15] [16], oblige les deux couches magnétiques à avoir des aimantations antiparallèles. Si on applique un champ magnétique suffisant il est possible d'aligner les deux aimantations.

La résistance électrique de l'empilement dépend de la configuration magnétique. Elle est plus élevée sans champ appliqué que lorsqu'un champ magnétique force les aimantations à être parallèles. Ce phénomène s'explique en considérant deux canaux de conceptions parallèles pour les spins « up » et « down ».

Considérons pour simplifier la situation pour laquelle le courant est injecté perpendiculairement au plan des couches comme représenté Figure 8. Dans le cas antiparallèle, les électrons « up » alignés avec l'aimantation de la première couche la traverse facilement. Cependant leurs spins sont anti-alignés avec l'aimantation de la seconde couche ce qui crée une résistance élevée pour tout le canal. De la même façon les électrons « down » ont du mal à traverser la première couche alors que leur conduction est facilitée dans la seconde. La résistance totale créée par ces deux canaux résistifs en parallèle est donc élevée.

Dans le cas parallèle, les électrons « down » subissent des collisions à la fois dans la première et la seconde couche. Ce canal de conduction a donc une résistance

extrêmement élevée. Le canal « up » quant à lui subit peu de collisions dans chacune des couches. Sa résistance est très faible. La conduction totale est donc dominée par les électrons « up » qui court-circuitent le canal « down » et la résistance totale est très faible.

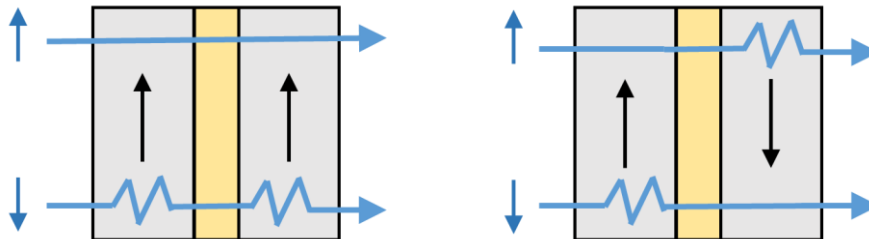


Figure 8 : Magnétorésistance géante dans une vanne de spin. (a) Configuration parallèle. (b) Configuration antiparallèle.

Une vanne de spin [17] ressemble à ce système à la différence qu'elle ne comprend que deux couches magnétiques séparées par une couche non magnétique assez épaisse pour découpler magnétiquement ces deux couches (cf. Figure 8).. Leur aimantation peut donc être commutée indépendamment si elles possèdent des champs coercitifs différents. Cette technologie a été utilisée dès 1997 par IBM dans les têtes de lecture des disques durs permettant une augmentation de leur capacité durant les années suivantes.

2.2. Magnétorésistance à effet tunnel et MRAM

La magnétorésistance à effet tunnel apparaît lorsque le système précédent est légèrement modifié : le métal non magnétique est remplacé par une couche isolante. Ce nouveau dispositif est appelé Jonction Tunnel Magnétique (MTJ, Magnetic Tunnel Junction).

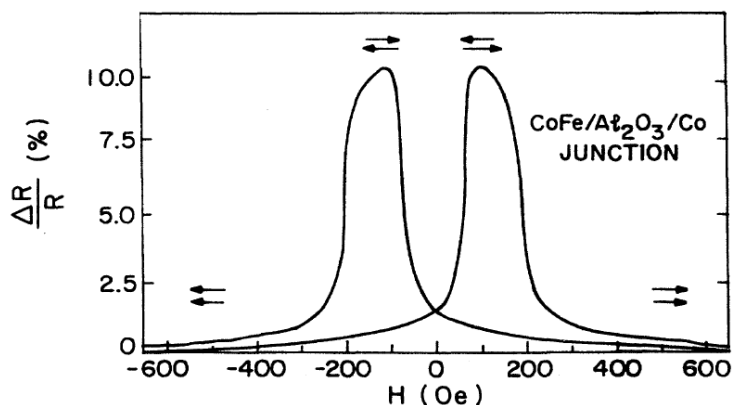


Figure 9 : Résistance d'une jonction tunnel de CoFe/Al₂O₃/CoFe en fonction du champ magnétique dirigé dans le plan auquel elle est soumise. Mesure à 295K. Les flèches indiquent la direction de l'aimantation dans chaque couche mince de CoFe. D'après [18].

C'est alors le courant tunnel entre les deux électrodes ferromagnétiques qui est modulé par l'alignement des aimantations. L'application d'un champ magnétique permet toujours de contrôler la résistance totale de l'échantillon. Après la prédiction de Jullière [19], l'effet de magnétorésistance tunnel (TMR pour Tunnel Magnetoresistance) a été démontré expérimentalement à température ambiante par les équipes de Jagadeesh Moodera en 1994 [18]. La différence entre le niveau de résistance (parallèle) bas et le niveau de résistance (antiparallèle) haut est beaucoup plus important que dans le cas précédent. Les MTJ sont à la base d'un nouveau type de mémoire, les MRAM (Magnetic Random Access Memories) [20] qui sont activement étudiées et développées depuis plusieurs années par les acteurs du domaine, qu'ils soient académiques ou industriels.

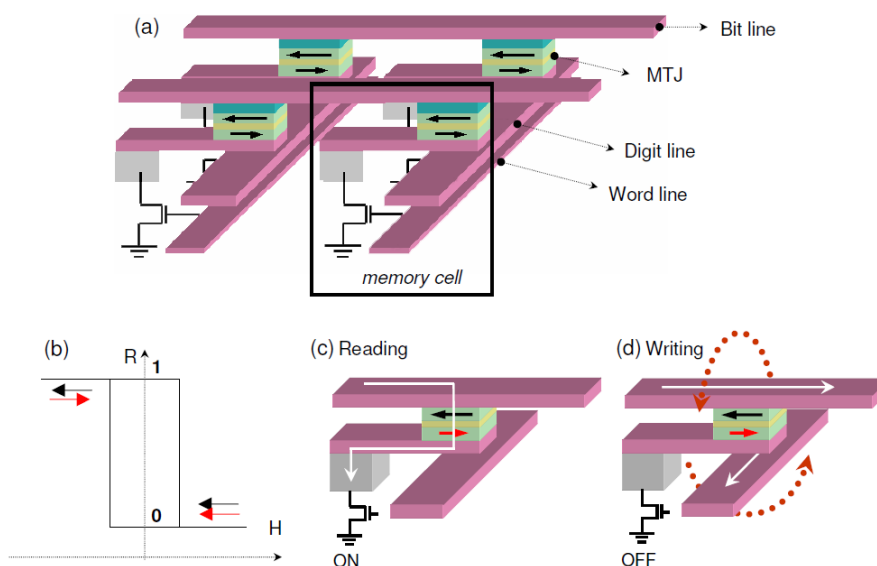


Figure 10 : (a) architecture conventionnelle utilisée dans les premières générations de MRAM. Elle contient des jonctions tunnels (MTJ) à l'intersection de lignes d'écriture orthogonales et placées sur un transistor de sélection. (b) Vue schématique d'un cycle d'hystérésis mineur montrant le renversement de la couche de stockage de l'information et les niveaux correspondant : haut « 1 » et bas « 0 ». Procédés de lecture (c) et écriture (d) utilisés dans les architectures MRAM conventionnelles. Durant la lecture, le transistor de sélection est fermé (ON) et un courant électrique faible peut passer à travers la jonction tunnel (MTJ) permettant la mesure de la résistance. Durant l'écriture, le transistor de sélection est ouvert (OFF) et la combinaison de deux champs magnétiques orthogonaux assure la sélectivité. D'après [20].

Une des deux couches ferromagnétiques de la jonction tunnel magnétique a son aimantation fixée dans une direction précise, par exemple au moyen d'un couplage d'échange avec un matériau antiferromagnétique. C'est la couche de référence. L'autre couche est la couche de stockage de l'information. Elle est dite « libre » et son aimantation peut-être retournée par application d'un champ magnétique dans un sens ou dans l'autre. Lorsque les deux aimantations sont alignées, la cellule stocke un « 0 » alors qu'elle stocke un « 1 » lorsque les deux aimantations sont anti-alignées. Dans les premières générations dites à « commutation par champ magnétique », la lecture se fait par mesure du courant circulant dans la jonction alors que l'écriture utilise l'association d'un courant circulant dans une ligne électrique située sous la

jonction et d'un courant circulant dans la « bit line » pour générer des champs magnétiques et retourner la couche libre de façon contrôlée.

Ce processus d'écriture requiert un champ magnétique intense. Si les problèmes d'écriture parasite de cellules adjacentes ont été résolus par différentes techniques comme le « toggle switching » [21] ou l'assistance thermique [20], une grosse limitation demeure lorsque la taille des cellules MRAM va être diminuée. En effet le champ magnétique engendré ne dépend pas de la densité de courant mais du courant circulant dans une ligne. Malgré la réduction de taille des jonctions tunnel, il ne sera pas possible de diminuer celle des pistes de génération du champ magnétique et la réduction globale de la taille de la cellule ne sera pas possible.

2.3. Intérêt de l'écriture par un courant et STT-RAM

Une nouvelle approche basée sur les prédictions de J. C. Slonczewski [22] et L. Berger [23] en 1996 concernant le couple de transfert de spin permet de s'affranchir de l'utilisation d'un champ magnétique pour retourner l'aimantation. Ces auteurs ont en effet montré qu'un courant polarisé en spin pouvait retourner l'aimantation d'une couche ferromagnétique par l'effet dit de « couple de transfert de spin » (STT, Spin Transfer Torque). Un courant dans un conducteur non-magnétique est généralement non polarisé en spin. C'est-à-dire qu'il possède 50% de spin « up » et 50% de spin « down ». En faisant passer un tel courant dans une couche ferromagnétique suffisamment épaisse (plusieurs nanomètres) il est possible de créer un courant polarisé en spin. C'est-à-dire que les spins des électrons de conduction seront en majorité dans une direction (« up » ou « down ») alignée avec l'aimantation du matériau ferromagnétique. Cette couche est appelée « polariseur ». Un tel courant peut ensuite transférer une partie de son moment angulaire dans une autre couche, modifiant ainsi son orientation, jusqu'à la retourner si la densité de courant injectée est suffisante.

Ce principe est utilisé dans les STT-MRAM où la couche piégée sert de référence pour la lecture, comme dans une MRAM classique, mais aussi de polariseur pour l'écriture [24].

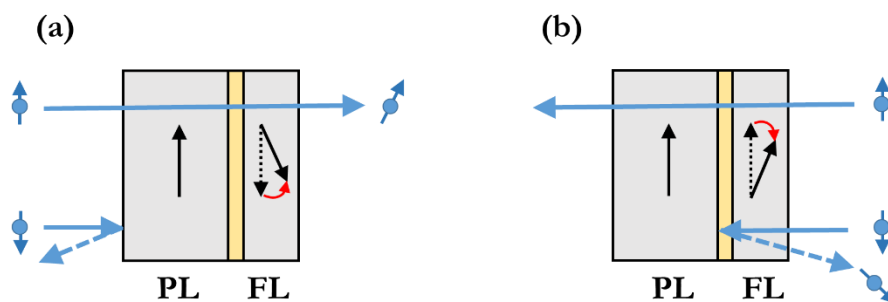


Figure 11 : Principe de retournement de l'aimantation par couple de transfert de spin d'une couche libre (FL) par une couche piégée (PL) dans une STT-MRAM.

Par rapport aux MRAM classiques, il n'y a donc plus besoin de ligne de courant pour générer un champ magnétique et l'architecture ainsi que le procédé de fabrication en sont simplifiés. Les STT-MRAM ont une consommation moindre en courant que le

MRAM traditionnelles mais consomment toujours plus que les cellules SRAM (environ 10 fois plus) [25] [26]. A la différence de la technologie à commutation par champ magnétique, la technologie STT-MRAM est miniaturisable. Ainsi, ce n'est plus le courant qui importe comme dans la technologie précédente mais la densité de courant si bien que lorsque la taille des cellules mémoire va diminuer, celle des lignes de courant va diminuer homothétiquement. La limite de la miniaturisation peut alors être provoquée par une instabilité de l'aimantation vis-à-vis des fluctuations thermiques. Celle-ci est repoussée lorsque le matériau magnétique présente un axe d'anisotropie perpendiculaire au plan des couches au lieu d'un axe d'anisotropie planaire. Des cellules de taille inférieure à 20nm sont alors stable thermiquement [27]. Les fortes densités de courant nécessaires pour retourner l'aimantation à très haute vitesse provoquent des dégradations progressives de la barrière tunnel. Ses performances sont détériorées jusqu'à sa possible destruction. L'endurance de la cellule mémoire est alors fortement réduite. Cette endurance limitée lorsqu'on cherche à écrire vite empêche la STT-MRAM d'être une alternative envisageable aux SRAM dans les premiers niveaux de cache. Elle est néanmoins certainement le candidat le plus crédible au remplacement des DRAM et possède l'avantage majeur d'être non volatile.

3. Contexte du projet de thèse

3.1. Concept de SOT-RAM

De nouveaux dispositifs ont été présentés récemment comme des améliorations extrêmes du concept de MRAM [28]. L'accès à l'information s'effectue toujours par lecture de l'état d'une jonction tunnel magnétique mais l'écriture ne s'effectue plus ni par un champ magnétique ni par un courant circulant au travers de la jonction tunnel.

L'écriture s'effectue au moyen d'un courant circulant dans le plan des couches. Ce courant crée des couples agissant sur l'aimantation de la couche de stockage, les couples dus à l'interaction spin-orbite (SOT, Spin Orbit Torques). Les chemins de lecture et d'écriture ainsi découplés ils peuvent être optimisés séparément. Le chemin de lecture est plus stable et le chemin d'écriture est plus rapide [29].

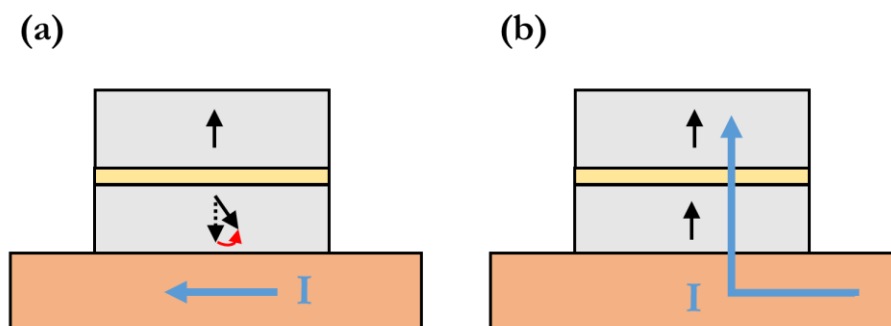


Figure 12 : Concept de SOT-RAM, mémoire à 3 terminaux basée sur un empilement d'une jonction tunnel magnétique et d'une ligne de courant métallique. (a) écriture par un courant dans le plan. (b) lecture à travers la jonction tunnel.

Les premières expériences et les premières simulations tendent à montrer que les SOT-RAM ont le potentiel pour remplacer DRAM et SRAM jusque dans les premiers niveaux de caches [29] (cf. Tableau 8 et Tableau 9). Les SOTs à l'origine du retournement contrôlé de l'aimantation apparaissent dans un matériau ferromagnétique au contact d'un métal lourd par le biais du couplage spin-orbite. Leur existence a été démontrée avec du tantale [30], du platine [28] et du Tungstène [31] notamment. Néanmoins leur origine fait débat et différents effets présents à la fois dans le volume (effet Hall de spin) ou aux interfaces (effet Rashba) peuvent leur donner naissance et expliquer le retournement de l'aimantation. Les différencier est une tâche peu évidente.

	SOT-RAM	STT-MRAM
Temps de lecture [ps]	221	226
Temps d'écriture [ps]	266	10500 (reset)/3700 (set)
Courant d'écriture [μ A]	100	525 (reset)/616 (set)
Energie d'écriture [pJ]	1.8	1,8
Energie de lecture [pJ]	0.1	3.9 (reset)/3.4 (set)

Tableau 8 : Comparaison des performances d'une cellule mémoire unique de SOT-RAM et STT-MRAM. D'après [29].

	6T-SRAM	STT-MRAM	SOT-RAM
Mécanisme	Portes logiques couplées	Aimantation	Aimantation
Non-volatilité	NON	OUI	OUI
Aire [mm^2]	2.78	1.63	1.51
Temps de lecture [ns]	2.17	1.2	1.13
Temps d'écriture [ns]	2.07	11.22	1.36
Energie de lecture [pJ]	587	260	247
Energie d'écriture [pJ]	355	2337	334
Puissance dissipée [mW]	932	387	254
Procédé	CMOS	CMOS+STT-MTJ	CMOS+SOT-MTJ
Caractéristiques	(-) Miniaturisation (++) Endurance (-) Vulnérable aux rayonnements	(+) Miniaturisation (+) Endurance (+) Vulnérable aux rayonnements (-) Bit Failure Rate	(+) Miniaturisation (+) Endurance (+) Vulnérable aux rayonnements (-) Bit Failure Rate

Tableau 9 : Comparaison des performances de différentes technologies pour une mémoire de 512 ko. D'après [29].

Une description des effets induits par le couplage spin-orbite et de l'origine des SOTs sera proposée dans le chapitre II.

3.2. Les objectifs du projet de thèse

Dans cette thèse, les objectifs seront multiples. Il s'agira de développer un système de mesure précise des SOTs afin d'en étudier les origines physiques mais aussi d'en optimiser les amplitudes en vue d'applications technologiques. On se fixera pour objectif d'étudier le rôle de différents matériaux, l'influence de la variation de leur structure et le rôle des différentes contributions volumiques et d'interface dans chaque cas.

Chapitre II

Couples induits par le couplage spin-orbite

Le chapitre précédent a tenté de donner un résumé des différentes technologies présentes sur le marché des mémoires informatiques. Une attention particulière a alors été accordée aux nouvelles générations de mémoires MRAM parmi lesquelles les récentes SOT-RAM présentent de nombreux avantages. Celles-ci sont basées sur la possibilité de manipuler les moments magnétiques avec un courant via l'interaction spin-orbite (SOTs, Spin-Orbit Torques).

Ce chapitre a pour objectif de présenter les caractéristiques générales et les origines possibles des couples magnétiques induits par le courant au travers du couplage spin-orbite, responsables du retournement contrôlé de l'aimantation de points mémoires ferromagnétiques.

Ceci sera fait au travers de considérations théoriques générales sur les effets du couplage spin-orbite, de considérations d'invariance et de symétries des systèmes étudiés et par l'analyse de résultats expérimentaux dans la littérature.

1. Interaction spin-orbite

1.1. Introduction

Un électron se déplaçant à une vitesse v perçoit dans son propre référentiel tout champ électrique E perpendiculaire à son déplacement comme un champ magnétique. Celui-ci est décrit par la transformation de Lorentz [32] :

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\vec{E} \times \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2)$$

Comme la vitesse d'un électron est bien plus faible que la vitesse de la lumière, la formule précédente se simplifie en :

$$\vec{B} = \frac{\vec{E} \times \vec{v}}{c^2} \quad (3)$$

Ce champ magnétique interagit avec le moment magnétique électronique :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{SO} &= -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \\ &= \frac{g_s \mu_B}{\hbar c^2} (\vec{E} \times \vec{v}) \cdot \vec{S} \\ &= \frac{g_s \mu_B}{mc^2} (\vec{E} \times \vec{k}) \cdot \vec{S} \end{aligned} \quad (4)$$

Où \mathcal{H}_{SO} représente l'opérateur Hamiltonien du couplage spin-orbite, \vec{S} le vecteur du moment angulaire de spin et \vec{k} le vecteur d'onde des électrons. En conséquence la trajectoire des électrons et leur moment magnétique angulaire sont couplés. L'amplitude du décalage en énergie dû à l'interaction spin-orbite doit être réduite d'un facteur 2 à cause du caractère non inertiel du référentiel électronique. On appelle cette correction « précession de Thomas » [33] :

$$\mathcal{H}_{SO} = \frac{g_s \mu_B}{2mc^2} (\vec{E} \times \vec{k}) \cdot \vec{S} \quad (5)$$

La conséquence la plus connue de l'interaction spin-orbite est le décalage des niveaux d'énergie électroniques des atomes isolés. Les niveaux d'énergie électroniques sont modifiés par l'interaction entre les moments magnétiques des électrons et le champ électrique nucléaire dans lequel ils se déplacent. Ceci est observable expérimentalement par la séparation des raies spectrales de l'atome étudié.

1.2. Symétrie par renversement du temps et symétrie spatiale

L'équation (5) suggère que les deux niveaux d'énergie dégénérés (un pour chaque état de spin) sur chaque orbite spatiale peuvent être séparés par le couplage spin-

orbite. Ce qui est la plupart du temps le cas dans les atomes libres n'est néanmoins pas évident dans les solides. Le principe fondamental de Kramers [34] démontre que, dans les systèmes présentant une symétrie par renversement du temps, une dégénérescence des états est conservée entre les états (k, s) et $(-k, -s)$. Les valeurs propres $\mathcal{E}(k, s)$ d'énergie des états électronique doivent alors vérifier:

$$\mathcal{E}(k, s) = \mathcal{E}(-k, -s) \quad (6)$$

L'équation (5) souligne que le couplage spin-orbite possède cette symétrie par renversement du temps, car on a $\vec{E}(t) = \vec{E}(-t)$, $\vec{k}(t) = -\vec{k}(-t)$ et $\vec{S}(t) = -\vec{S}(-t)$.

Dans un solide périodique, les états électroniques dans le réseau cristallin sont décrits par des états de Bloch. Les valeurs propres d'énergie des états électroniques forment alors des bandes d'énergie autorisées.

Lorsque ce solide présente une symétrie d'inversion, c'est-à-dire lorsque la maille élémentaire contient un centre de symétrie d'inversion, les valeurs propres d'énergie de ces états électroniques doivent posséder cette même symétrie:

$$\mathcal{E}(k, s) = \mathcal{E}(-k, s) \quad (7)$$

La combinaison des équations (5) et (6) implique que :

$$\mathcal{E}(k, s) = \mathcal{E}(k, -s) \quad (8)$$

La dégénérescence est donc conservée et les états d'énergie électroniques (bandes d'énergie) ne dépendent pas du spin électronique. En d'autres termes, les solides ayant des mailles primitives centro-symétriques ne peuvent pas avoir de séparation de leurs bandes d'énergie en fonction de leur spin loin des interfaces [35].

Pour qu'une levée de dégénérescence puisse exister localement, la brisure de la symétrie d'inversion est indispensable. Les interfaces brisent cette symétrie d'inversion et conduisent à la levée de dégénérescence en présence du couplage spin-orbite sans besoin d'un champ magnétique interne ou externe qui briserait la symétrie par renversement du temps. Et dans un tel cas seule la condition (6) doit être vérifiée.

1.3. Rupture de la symétrie d'inversion

Classiquement, on distingue deux types de brisure de symétrie d'inversion permettant de séparer les spins « up » (\uparrow) des spins « down » (\downarrow). Le premier, appelé brisure de symétrie volumique (BIA pour Bulk Inversion Asymmetry), apparaît dans les cristaux dépourvus de centre de symétrie d'inversion (de type Zinc-Blende par exemple [36]). Il a pour conséquence de supprimer la dégénérescence en spin des états d'énergie électroniques existante par un terme proportionnel au vecteur d'onde (ou pseudo-moment de l'électron) k dans le plan. Ce résultat est appelé effet Dresselhaus. Le second, appelé rupture structurelle de symétrie (SIA pour Structural Inversion Asymmetry), est créée par la présence d'interfaces brisant localement la symétrie cristalline (effet Bychkov-Rashba [37]). Par exemple, dans une couche

mince orientée [111] avec $\hat{e}_z \propto [111]$, $\hat{e}_x \propto [11\bar{2}]$ et $\hat{e}_y \propto [\bar{1}10]$ l'impact d'une brisure de symétrie (BIA et/ou SIA) peut se résumer sous la forme [35] :

$$\mathcal{H}_{SO} = (\alpha_R + \gamma_D)(k_x\sigma_y - k_y\sigma_x) \quad (9)$$

Où α_R est appelée constante Rashba et γ_D celle de Dresselhaus.

1.4. Couples magnétiques induits par le couplage spin-orbite : définition

Dans les matériaux non-magnétiques, le nombre d'états électroniques « up » (\uparrow) et « down » (\downarrow) occupés à l'équilibre sont égaux et il n'existe donc pas de polarisation en spin effective. La relation (5) liant la direction de propagation d'un électron avec l'orientation de son spin, implique que l'injection d'un courant électrique engendre une polarisation en spin via l'interaction spin-orbite. A condition toutefois que les conditions de rupture de symétrie précédentes soient remplies. Dans les matériaux magnétiques la création d'une telle polarisation en spin est possible mais modulée par l'interaction d'échange entre les électrons délocalisés portant le courant et les électrons localisés autour des atomes.

La génération d'un courant polarisé en spin par le biais du couplage spin-orbite peut permettre de contrôler le retournement de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique et on appelle « Spin-Orbite Torques » (SOTs), l'ensemble des couples magnétiques agissant sur l'aimantation et dont l'origine est un courant polarisé en spin créé par le couplage spin-orbite. On peut alors distinguer principalement deux cas :

- ① Les SOTs sont créés directement dans la couche ferromagnétique elle-même par le couplage spin-orbite via une brisure de symétrie (BIA et/ou SIA) [38] [39] [40].
- ② Un courant de spin est créé dans une couche mitoyenne par le couplage spin-orbite puis injecté dans la couche ferromagnétique [41] [42].

2. Effet Rashba et SOTs créés dans la couche ferromagnétique

Dans une couche mince d'un matériau ferromagnétique, une rupture de la symétrie du réseau cristallin existe aux interfaces. L'effet du couplage spin-orbite sur les spins des électrons peut alors être modélisé par un phénomène de type « Rashba » affectant l'aimantation locale via l'interaction d'échange entre les électrons de conduction et les électrons localisés.

2.1. Description naïve : couple « Field-Like ».

Ainsi, l'effet Rashba peut être résumé comme la conséquence de l'interaction spin-orbite sur un gaz d'électron bidimensionnel. Si l'on considère que le champ électrique, résultant de la brisure de symétrie à l'interface, est perpendiculaire aux

plans des couches, c'est-à-dire $\vec{E} = E_0 \vec{e}_z$, l'interaction spin-orbite modifie l'Hamiltonien total d'un électron de la façon suivante:

$$\mathcal{H} = \frac{\hbar k^2}{2m_e^*} + \alpha(\vec{k} \times \vec{e}_z) \cdot \vec{\sigma} \quad (10)$$

Où $\alpha = \frac{g_s \mu_B E_0}{2mc^2}$ est la force de l'effet Rashba, \hbar la constante de Planck réduite, $\vec{\sigma}$ les matrices de Pauli usuelles et m_e^* la masse effective de l'électron. C'est exactement l'interaction donnée par l'équation (9). La relation de dispersion est alors décalée linéairement d'une constante $+\alpha$ pour les électrons de spin « up » et d'une constante $-\alpha$ pour les électrons de spins « down » (cf. Figure 13 (a)) :

$$\mathcal{E}(k, \pm s) = \frac{\hbar k^2}{2m_e^*} \pm \alpha |k| \quad (11)$$

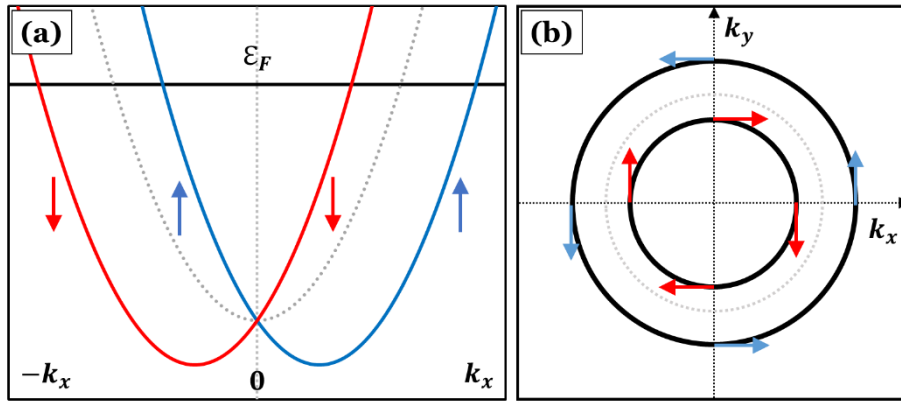


Figure 13 : (a) Relation de dispersion $\mathcal{E}(k, s)$ pour un électron libre en considérant une interaction Rashba dans un système non magnétique. En pointillé : bande parabolique sans couplage spin-orbite. En rouge et bleu : bandes paraboliques différenciées des spins « up » et « down ». En noir : niveau de Fermi. (b) Surfaces de Fermi obtenues comme une vue du dessus du système présenté en (a).

A l'équilibre, la surface de Fermi d'un système Rashba est déduite de la figure précédente et représentée par deux cercles concentriques de diamètres différents (cf. Figure 13 (b)). Sur chacun d'entre eux la polarisation en spin est perpendiculaire au vecteur d'onde et elles sont antiparallèles entre elles. Une différence de potentiel ΔV , engendrant un champ électrique E , entraîne un décalage des surfaces de Fermi « up » et « down » :

$$\Delta k_{\pm} = -\frac{e\mathcal{E}\tau_{\pm}}{\hbar} \quad (12)$$

Ici, τ_+ et τ_- représentent les temps de relaxation électronique des électrons pour des spins \uparrow ou \downarrow . Ils sont habituellement différents car la fréquence des événements de collision dépend généralement de l'énergie et du vecteur d'onde.

Les diamètres des surfaces de Fermi étant différents, leur décalage respectif provoque la création d'une polarisation résultante perpendiculairement au sens du courant (cf. Figure 14 (b)). Dans le cas d'un matériau ferromagnétique (cf. Figure 14 (a)) et sans interaction de type Rashba, les surfaces de Fermi des bandes minoritaires (spins \downarrow) et des bandes majoritaires (spins \uparrow) sont différenciées.

La polarisation des électrons de conduction, majoritairement de type s , est couplée avec celle des électrons localisés de type d par l'interaction d'échange. Lorsqu'un effet de type Rashba est présent dans un matériau ferromagnétique, la polarisation des spins le long de la surface de Fermi est la résultante de cette première interaction et de l'interaction d'échange sd (cf. Figure 14 (c)).

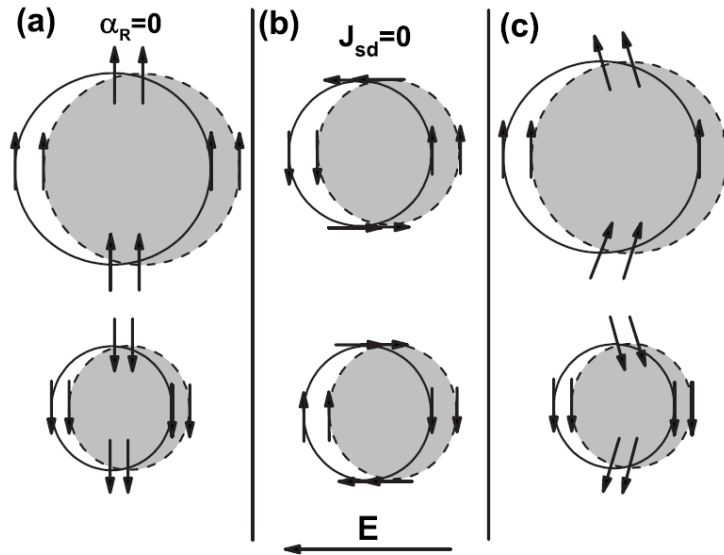


Figure 14 : Schéma de la surface de Fermi avec les orientations des spins électroniques (flèches noires) (a) dans un matériau ferromagnétique sans interaction spin-orbite de type Rashba, (b) dans une couche avec interaction spin-orbite de type Rashba mais sans interaction d'échange, et (c) dans un matériau ferromagnétique avec une interaction spin-orbite de type Rashba faible. D'après [39].

L'interaction d'échange entre électrons s et d modifie ainsi la polarisation en spin des électrons de conduction. Réciproquement il modifie de même la direction des moments magnétiques des électrons localisés, l'aimantation. On peut résumer cette dernière action à celle d'un champ effectif, appelé champ « Rashba » ou champ « Field-Like », et agissant sur l'aimantation :

$$\vec{B}_F = -\frac{\alpha_R}{2\mu_B M_S} P(\vec{e}_z \times \vec{J}_e) \quad (13)$$

Où α_R représente la force de l'interaction Rashba, μ_B le magnéton de Bohr, M_S est l'aimantation à saturation, $\vec{j}_e = j_e \vec{e}_x$ est la densité de courant injectée, et $P = \frac{J_{sd}}{E_F}$ est la polarisation en spin du courant avec J_{sd} un paramètre représentant la force de l'interaction d'échange entre les électrons de conduction s et les électrons localisés d [35] [38].

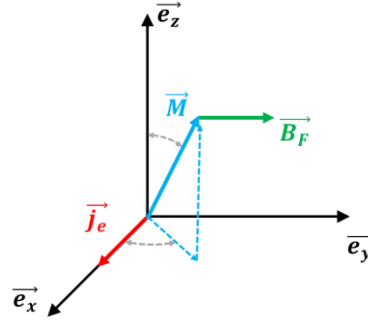


Figure 15 : schéma du champ « Field-Like » \vec{B}_F induit par le courant dans un matériau ferromagnétique.

Dans un matériau ferromagnétique uniforme la dynamique de l'aimantation peut être décrite par l'équation de Landau-Lifshitz:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{B}) + \alpha(\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B})) \quad (14)$$

Où γ est le rapport gyromagnétique, α une constante décrivant l'amortissement du système (« Damping »), et \vec{B} la somme de tous les champs magnétiques présent dans le système, incluant notamment le champ effectif d'anisotropie. Le couple magnétique associé au champ « Field-Like » décrit précédemment et intégré dans une telle équation, est généralement appelé couple « Field-Like » :

$$\vec{T}_F = -\gamma(\vec{M} \times \vec{B}_F) = \gamma \frac{\alpha_R}{2\mu_B M_S} P j (\vec{M} \times \vec{e}_y) \quad (15)$$

2.2. Composante « damping-like »

Ainsi, dans un matériau magnétique, l'interaction Rashba agissant sur les électrons de conduction se couple à l'interaction d'échange sd pour créer un champ effectif, appelé « Field-Like », agissant sur l'aimantation locale. Nous allons voir maintenant que cette même interaction donne naissance à un deuxième couple agissant sur l'aimantation. Celui-ci est à la fois perpendiculaire au couple « Field-Like » décrit précédemment et à l'aimantation ; de la même façon que l'est le couple de l'amortissement. Ce couple est donc dit « Damping-Like », où « Slonczewski-Like ». Nous nous intéresserons tout d'abord au cas d'un matériau paramagnétique, sans aimantation.

Comme vu dans le début de ce chapitre, l'effet du couplage spin-orbite sur un électron, dans un système possédant une rupture de symétrie selon l'axe \vec{e}_z , peut être modélisé par un Hamiltonien « Rashba » :

$$\mathcal{H}_R = \alpha_R (\vec{k} \times \vec{e}_z) \cdot \vec{\sigma} = \alpha_R (\sigma_x k_y - \sigma_y k_x) \quad (16)$$

Où α_R est la constante Rashba, $\vec{\sigma}$ les matrices de Pauli, et \vec{k} le vecteur d'onde électronique. De par sa nature, cet Hamiltonien est équivalent à un Hamiltonien de type Zeeman décrivant l'effet d'un champ magnétique Rashba \vec{B}_R sur un spin électronique unique:

$$\mathcal{H}_R^{zeeman} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_R = \frac{\hbar e}{2m_e} \vec{\sigma} \cdot \vec{B}_R = \mu_B \vec{B}_R \cdot \vec{\sigma} \quad (17)$$

Où $\vec{\mu}$ est le moment magnétique de spin d'un électron, et μ_B le magnéton de Bohr. Par association des deux relations précédentes on peut exprimer ce champ magnétique Rashba par :

$$\vec{B}_R = \frac{\alpha_R}{\mu_B} (\vec{k} \times \vec{e}_z) = \frac{\alpha_R}{\mu_B \hbar} (\vec{p} \times \vec{e}_z) \quad (18)$$

Lorsque les électrons sont soumis à une tension appliquée dans le but de créer un courant électrique, ils acquièrent pendant leur phase d'accélération dans le champ électrique, une composante d'impulsion additionnelle :

$$\frac{\partial p_x}{\partial t} = -eE_x \quad (19)$$

Où $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ est l'impulsion d'un électron. D'après la relation (16) le champ Rashba est nécessairement orthogonal au vecteur d'onde électronique à tout moment. Pendant cette phase d'accélération, ce champ Rashba suit l'évolution de l'impulsion \vec{p} d'un électron donné. Le spin électronique n'est alors plus aligné avec ce champ Rashba autour duquel il entame un mouvement de précession.

A l'instant initial t_0 , le champ magnétique Rashba pointe donc dans la direction \vec{B}_0 donnée perpendiculaire à l'impulsion initiale d'un électron \vec{p}_0 :

$$\vec{p}_0 = \begin{pmatrix} p_{x0} \\ p_{y0} \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{B}_0 = \frac{\alpha_R}{\mu_B \hbar} \begin{pmatrix} -p_{y0} \\ p_{x0} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (20)$$

Ces vecteurs étant perpendiculaires ils définissent une base orthogonale du plan xy (cf. flèches rouges et vertes de la Figure 16) :

$$\vec{e}_{\varphi 0} = \frac{\vec{B}_0}{\|\vec{B}_0\|} \quad \text{et} \quad \vec{e}_{r0} = \frac{\vec{p}_0}{\|\vec{p}_0\|} \quad (21)$$

Pendant l'accélération, i.e. à l'instant $t = t_0 + dt$, l'impulsion électronique a acquis une composante supplémentaire selon \vec{e}_x telle que :

$$p_x(t) = p_{x0} + \Delta p_x = p_{x0} + e\mathcal{E}_x\Delta t \quad (22)$$

Le champ Rashba, nécessairement perpendiculaire à l'impulsion, a donc évolué et est aligné dans une nouvelle direction (flèche orange de la Figure 16):

$$\vec{B} = \frac{\alpha_R}{\mu_B \hbar} \begin{pmatrix} -p_{y0} \\ p_x(t) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (23)$$

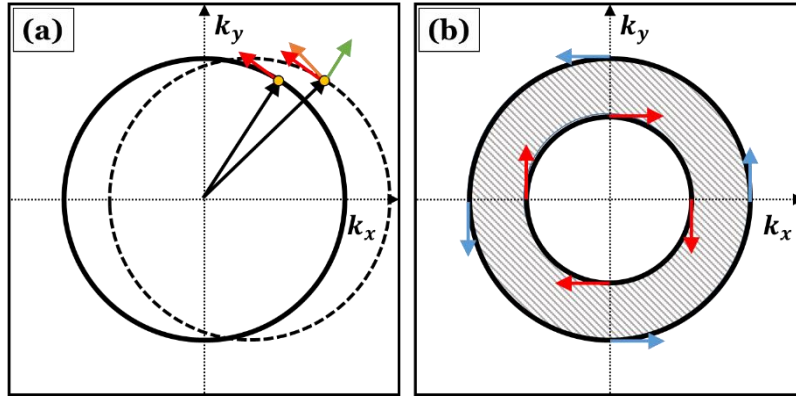


Figure 16 : (a) Décalage de la surface de Fermi pendant la phase d'accélération d'un électron (point jaune), dont l'impulsion est représentée par la flèche noire. Le champ Rashba initial, sans champ électrique, est représenté par la flèche rouge. Cette flèche représente aussi la direction du spin électronique initial, aligné avec le champ Rashba. La flèche orange représente le champ Rashba ayant subi une rotation à cause du décalage de la surface de Fermi. Celui-ci possède une composante azimutale B_φ selon son ancienne direction (flèche rouge) et une nouvelle composante radiale B_r selon la direction de l'impulsion initiale (flèche verte). (b) Surface de Fermi d'un matériau paramagnétique Rashba. La partie hachurée forme un anneau pour lequel les deux directions de spin « up » et « down » ne sont pas compensées.

La projection de \vec{B} sur $\vec{e}_{\varphi 0}$ et \vec{e}_{r0} donne l'alignement du nouveau champ Rashba au temps t par rapport au champ Rashba initial à t_0 :

$$\begin{aligned} B_\varphi &= \langle \vec{B} | \vec{e}_{\varphi 0} \rangle = \frac{\langle \vec{B} | \vec{B}_0 \rangle}{\|\vec{B}_0\|} = \frac{\alpha_R}{\mu_B \hbar \|\vec{p}_0\|} (p_{y0}^2 + p_{x0}p_x) \\ &= \frac{\alpha_R}{\mu_B \hbar \|\vec{p}_0\|} (\|\vec{p}_0\|^2 + p_{x0}\Delta p_x) \cong \frac{\alpha_R}{\mu_B \hbar} \|\vec{p}_0\| \cong \|\vec{B}_0\| \end{aligned} \quad (24)$$

Et :

$$B_r = \langle \vec{B} | \vec{e}_{r0} \rangle = \frac{\langle \vec{B} | \vec{p}_0 \rangle}{\|\vec{p}_0\|} = \frac{\alpha_R}{\mu_B \hbar \|\vec{p}_0\|} (-p_{x0}p_{y0} + p_x(t)p_{y0}) = \frac{\alpha_R}{\mu_B \hbar \|\vec{p}_0\|} p_{y0}\Delta p_x \quad (25)$$

La composante azimutale B_φ du champ Rashba est donc quasiment invariante dans le temps alors que la composante radiale $B_r = B_r(t)$ dépend de Δp_x et n'existe que durant l'accélération. Le spin de l'électron considéré, aligné avec le champ Rashba dans la direction \vec{e}_{φ_0} à l'instant t_0 , entre dans un mouvement de précession autour de la nouvelle direction du champ magnétique Rashba. Celui-ci est caractérisé par l'équation de Bloch suivante, où l'amortissement est négligé :

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \gamma(\vec{s} \times \vec{B}(t)) = 2 \frac{\mu_B}{\hbar} (\vec{s} \times \vec{B}(t)) \quad (26)$$

Où $\vec{s} = \frac{\vec{\mu}}{\mu_B}$ représente la direction du spin électronique et $\vec{B}(t)$ est le champ magnétique Rashba pour un électron unique issu du couplage spin-orbite. Dans la base $\vec{e}_{\varphi_0}, \vec{e}_{r_0}, \vec{e}_z$, définie précédemment, et à un instant t donné :

$$\vec{s} = \begin{pmatrix} s_\varphi \cong 1 \\ s_r \\ s_z \end{pmatrix} \text{ et } \vec{B}(t) = \begin{pmatrix} B_\varphi \\ B_r(t) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (27)$$

Le développement de la relation (26) donne :

$$\frac{ds_r}{dt} = 2 \frac{\mu_B}{\hbar} s_z B_\varphi \quad (28)$$

$$\frac{ds_z}{dt} = 2 \frac{\mu_B}{\hbar} (B_r(t) - B_\varphi s_r)$$

Dans la limite d'une réponse linéaire :

$$\frac{d^2 s_z}{dt^2} = 0 = 2 \frac{\mu_B}{\hbar} \left(\frac{dB_r(t)}{dt} - B_\varphi \frac{ds_r}{dt} \right) = 2 \frac{\mu_B}{\hbar} \left(\frac{dB_r(t)}{dt} - 2 \frac{\mu_B}{\hbar} B_\varphi^2 s_z \right) \quad (29)$$

Soit :

$$s_z(t) = \frac{\hbar}{2\mu_B B_\varphi^2} \frac{dB_r(t)}{dt} \quad (30)$$

$$s_r(t) = 2 \frac{\mu_B}{\hbar} B_\varphi \int s_z(t) dt = \frac{B_r(t)}{B_\varphi}$$

Comme $\frac{\Delta p_x}{\Delta t} = -eE_x$ la variation du champ Rashba au cours du temps est constante. Sinova *et al.* déduisent donc de la relation (30) qu'un électron d'impulsion \vec{p} possède une composante de spin radiale $s_r(t)$, dépendante du temps, et, d'après la relation (25), une composante de spin s_z indépendante du temps [41] [43] :

$$\begin{aligned}
s_z &= \frac{\hbar}{2\mu_B} \left(\frac{\mu_B \hbar}{\alpha_R \|\vec{p}_0\|} \right)^2 \frac{\alpha_R p_{y0}}{\mu_B \hbar \|\vec{p}_0\|} \frac{\Delta p_x}{\Delta t} \\
&= \frac{\hbar^2 p_{y0}}{2\alpha_R \|\vec{p}_0\|^3} \frac{\Delta p_x}{\Delta t} \\
&= -\frac{\hbar^2 p_{y0}}{2\alpha_R \|\vec{p}_0\|^3} eE_x \\
&= -\frac{\hbar^2}{2\alpha_R \|\vec{p}_0\|^2} eE_x \sin(\theta_{p-E})
\end{aligned} \tag{31}$$

Où θ_{p-E} représente l'angle entre l'impulsion p et le champ électrique appliqué E .

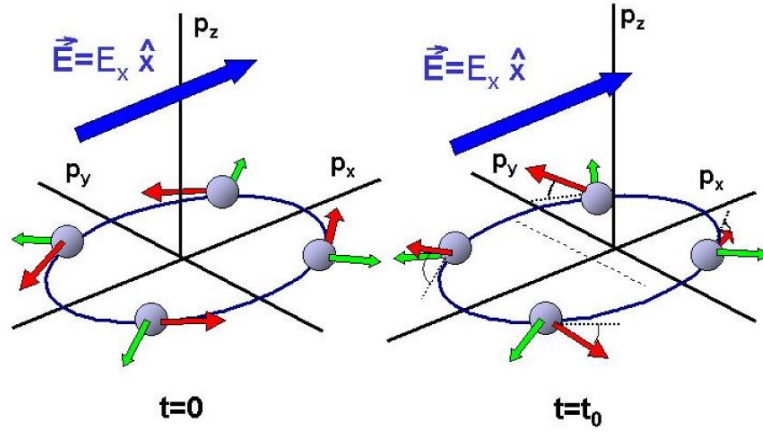


Figure 17 : Avec la présence d'un champ électrique \vec{E} la surface de Fermi (cercle noir) est déplacée d'une quantité $|eE_x t_0 / \hbar|$ au temps t_0 (inférieur au temps caractéristique de diffusion). Pendant qu'ils se déplacent avec une impulsion représentée par la flèche verte, les électrons (sphères grises) subissent un couple magnétique qui tourne les spins (flèches rouges) vers le haut pour $p_y > 0$ et vers le bas pour $p_y < 0$. D'après Sinova et al. [44].

Autrement dit, en se déplaçant dans l'espace des phases les spins électroniques tournent vers la direction $-e_z$ pour $k_y > 0$ et vers $+e_z$ pour $k_y < 0$ créant un courant j_{zy} dans la direction \vec{e}_y polarisé en spin selon la direction \vec{e}_z (cf. Figure 5). Celui-ci est calculé en additionnant les spins portés par chaque électron ayant une composante d'impulsion p_{y0} sur chacune des deux surfaces de Fermi. A part dans une zone en forme d'anneau (Figure 16 (b)) où seule la bande « majoritaire », d'énergie la plus faible, existe, les spins portés par les autres électrons se compensent exactement. Le courant de spin est donc calculé sur tous les états électroniques non-compensés dans cet anneau :

$$j_{zy} = \int_{\text{anneau}} \frac{\hbar s_z p_{y0}}{2} \frac{d^2 \vec{p}}{m (2\pi \hbar)^2} = -\frac{eE_x}{16\pi \alpha_R m} (p_F^+ - p_F^-) \tag{32}$$

Avec p_F^+ et p_F^- les impulsions des électrons au niveau de Fermi pour les deux bandes d'énergie Rashba, « majoritaire », d'énergie la plus faible, et « minoritaire », d'énergie la plus forte. Dans un matériau ferromagnétique, la situation est très similaire sauf que, à l'équilibre, les spins électroniques sont alignés avec un champ effectif $\vec{B}_{\text{eff}}^{\text{eq}}$ [43] [45]. Celui-ci est constitué du champ Rashba, comme précédemment, mais aussi du champ d'échange, parallèle à l'aimantation locale. Lors de la phase d'accélération, le décalage de la surface de Fermi donne naissance, comme nous l'avons vu précédemment, à une composante de champ Rashba dans le plan de l'échantillon, selon \vec{e}_y , c'est-à-dire perpendiculaire à la direction du courant :

$$\frac{\partial B_{Ry}}{\partial t} = \frac{\alpha_R}{\mu_B \hbar} \frac{\partial p_x}{\partial t} = - \frac{\alpha_R e E_x}{\mu_B \hbar} \quad (33)$$

Lorsque l'aimantation est alignée avec le courant, la composante hors équilibre de spin s_z suivant e_z est maximale. En effet on a alors une composante additionnelle du champ Rashba qui est perpendiculaire au spin \vec{s} à l'état initial et s_z est le fruit de la rotation de \vec{s} autour du champ effectif. Au contraire, lorsque l'aimantation est perpendiculaire au courant injecté et donc parallèle à cette composante supplémentaire de champ, aucune rotation des spins n'est créée et s_z est nulle. D'après Kurebayashi *et al.*, pour un angle quelconque θ_{M-E} entre le champ électrique $\vec{E} = E_x \vec{e}_x$ et l'aimantation \vec{M} dans le plan de l'échantillon, on obtient une polarisation en spin s_z :

$$s_z = \frac{\alpha_R e}{2J^2 M_s^2} E_x \cos(\theta_{M-E}) \quad (34)$$

Où J représente la constante d'échange entre électrons de conduction s et électrons localisés d .

Contrairement au cas précédent la direction de spin selon \vec{e}_z est déterminée par la direction de \vec{M} et ne dépend pas de la composante du vecteur d'onde dans la direction \vec{e}_y (cf. Figure 18 (b) et (c)). Le couple agissant sur l'aimantation et qui a pour origine cette polarisation en spin a la forme d'un couple d'amortissement (« damping-like »). Avec g_{2D} la densité d'état électronique, le couple intrinsèque résultant et agissant sur l'aimantation s'écrit alors:

$$\vec{T}_D = \frac{2J^2 M_s g_{2D}}{\mu_B \hbar} (\vec{M} \times s_z \vec{e}_z) = \frac{g_{2D} \alpha_R e}{\mu_B \hbar M_s^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times [\vec{E} \times \vec{e}_z]) \quad (35)$$

Cette formule est valable quelles que soient les directions du champ électrique appliqué et de l'aimantation.

Dans un matériau ferromagnétique présentant une rupture de la symétrie d'inversion, le couplage spin-orbite peut donc créer deux couples de symétries distinctes $\vec{M} \times ([\vec{e}_z \times \vec{j}_e] \times \vec{M})$ et $[\vec{e}_z \times \vec{j}_e] \times \vec{M}$ agissant sur l'aimantation. Le couple « damping-like » peut être vu comme équivalent à l'action d'un champ magnétique effectif de symétrie $\vec{B}_D = \vec{M} \times [\vec{e}_z \times \vec{E}]$.

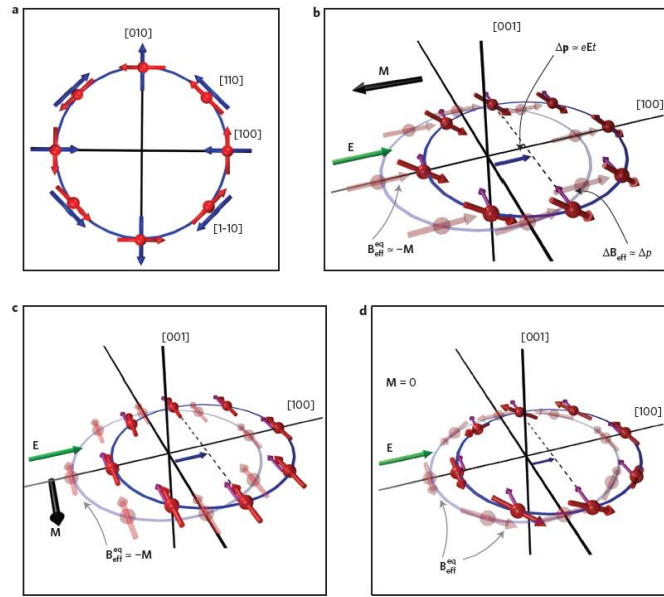


Figure 18 : (a) Champs magnétiques Rashba (rouge) et Dresselhaus (bleu) pour des impulsions dans différentes directions cristallographiques. (b) Cas d'une brisure de symétrie Rashba dans un matériau ferromagnétique avec $\vec{M} \parallel \vec{E}$. Les régions semi-transparentes représentent la configuration d'équilibre dans laquelle les spins des électrons de conduction sont anti-alignés avec l'aimantation. Durant l'accélération le champ Rashba additionnel modifie le champ effectif total et provoque une rotation de tous les spins dans la même direction hors du plan. (c) Même chose dans le cas d'une brisure de symétrie Rashba avec $\vec{M} \perp \vec{E}$. (d) Dans le cas d'une brisure de symétrie Rashba pour un matériau paramagnétique (cf. cas précédent) D'après Kurebayashi et al. [43].

Ce modèle simple considère un Hamiltonien Rashba et prend en compte la phase d'accélération due à une tension appliquée. Pour être en régime permanent, il faut que cette phase d'accélération soit compensée par une phase de décélération. En prenant en compte cette seconde phase due aux collisions avec des impuretés, il a été démontré, dans le cas d'un matériau non-magnétique, traité précédemment, que le courant de spin était supprimé (vertex correction) [46]. On peut s'imaginer que la même correction s'applique au cas traité ici d'un matériau ferromagnétique. Ce modèle donne cependant une idée du mécanisme qui permet l'existence d'un couple de type « damping-like » à travers la création d'une polarisation en spin perpendiculaire et son lien avec la direction de l'aimantation.

3. Effet Hall de Spin

3.1. Effet Hall de spin intrinsèque

Comme cela vient d'être vu, l'effet Rashba engendre donc dans les matériaux paramagnétiques, un courant de spin j_{zy} transverse au courant de charge. On appelle ce phénomène l'effet « Hall de Spin » (SHE pour Spin Hall Effect). Ce mécanisme

repose sur l'existence d'une interaction Rashba, c'est-à-dire sur la présence d'un couplage spin-orbite fort et d'une brisure de symétrie le long d'une direction précise.

Il est dit intrinsèque car la déviation des spins n'a pas lieu au niveau des impuretés mais bien à l'intérieure de la bande électronique de conduction. Cependant, comme cela vient d'être dit, Inoue *et al.* ont prédit que la décélération des électrons due aux diffusions sur les impuretés du réseau cristallin compensait exactement la phase d'accélération décrite ci-dessus, supprimant ainsi ce courant polarisé en spin.

Néanmoins, en se basant sur les travaux effectués par Karplus et Luttinger sur l'effet Hall extraordinaire dans les systèmes multi bandes [47], Kontani *et al.* ont analysé l'effet Hall de spin intrinsèque comme la conséquence de transitions inter-bandes *sd* [48] [49] [50] [51].

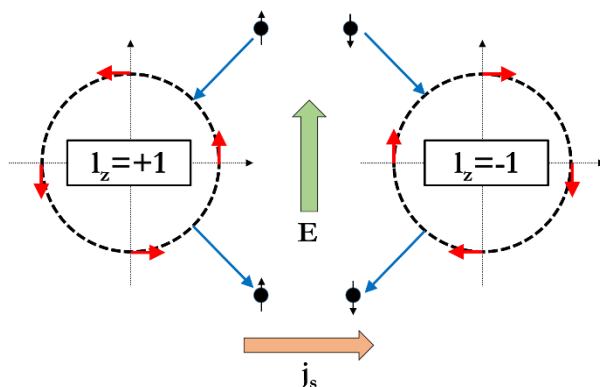


Figure 19 : Explication de l'origine du courant de Hall j_s engendré par un champ électrique E par des transitions inter-bandes *sd*. En fonction de leur spin les électrons changent de direction de mouvement en entamant une précession dans un sens ou dans l'autre afin de conserver le moment magnétique total. D'après [48].

En fonction de l'orientation de son spin, un électron subira une hybridation inter-bande *sd* différente. En effet, afin de respecter la troisième règle de Hund² liée au couplage spin-orbite, les électrons de spin « up » $|\uparrow\rangle$ et « down » $|\downarrow\rangle$ vont se répartir dans des orbitales *d* différentes (cf. Figure 19). Ainsi un électron possédant un spin « up » $|\uparrow\rangle$ se déplaçant dans une direction donnée tourne dans le sens trigonométrique et est déviée vers la droite lorsqu'il change à nouveau de site atomique. De même, un électron possédant un spin « down » $|\downarrow\rangle$ tourne dans le sens anti-trigonométrique et est dévié vers la gauche lorsqu'il passe au site atomique suivant. Ce mécanisme donne naissance à un courant de spin dans la direction transverse au courant de charge.

La troisième règle de Hund spécifie par ailleurs que l'orbitale de destination *d* pour les spins « up » et « down » doit s'invertir entre le cas d'une bande *d* moins qu'à moitié pleine (cas du tantale par exemple) et le cas d'une bande *d* plus qu'à moitié

² La troisième règle de Hund détermine l'alignement ou l'anti alignement des vecteurs de moments angulaires de spin *s* et orbital *l* en fonction du remplissage des couches électroniques. Le moment cinétique total est alors $J=|L-S|$ dans un atome ayant sa couche externe moins qu'à moitié pleine et $J=L+S$ dans un atome ayant sa couche externe plus qu'à moitié pleine.

pleine (cas de l'or et du platine par exemple). La direction du courant de Hall doit donc s'inverser similairement.

3.2. Effets Hall de Spin extrinsèque

Dans le cas où le cristal possède des imperfections, les électrons peuvent, lors de leurs diffusions sur ces défauts, subir une déflexion dépendant de leur spin. Les multiples déflexions successives peuvent alors engendrer un courant de spin j_{zy} , similaire au courant engendré par les effets intrinsèques présentés précédemment. Durant cette collision les conséquences du couplage spin-orbite sur le mouvement de l'électron peuvent être décrites par deux effets différents :

3.3. Diffusion asymétrique : « Skew-scattering »

Le mouvement de l'électron se couple au champ magnétique $\vec{B} \sim \vec{v} \times \vec{E}$ rayonné par l'impureté au travers d'une « force de Lorentz » dépendant de son spin.

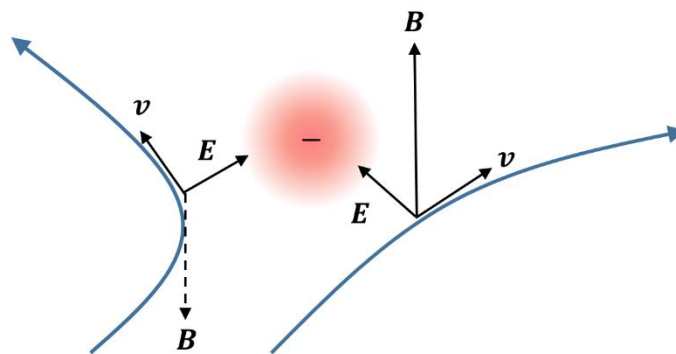


Figure 20 : Schéma de principe d'un électron diffusé par un centre chargé négativement. Dans son référentiel il perçoit un champ magnétique $\vec{B} \sim \vec{v} \times \vec{E}$ dont l'orientation est différente pour les électrons diffusés vers la droite et vers la gauche. Les électrons possédant un spin « up » (« down ») vont donc préférentiellement diffuser vers la droite (vers la gauche). [52]

Le champ électrique n'étant pas homogène au voisinage d'une impureté, le champ magnétique ressenti par un électron dans son propre référentiel présente un gradient non nul. Celui-ci provoque des angles de diffusion différents pour les électrons de spins « up » et les électrons de spin « down ».

En conséquence, après plusieurs collisions, un courant de spin est créé dans toutes les directions transverses au courant de charge. Contrairement à l'effet Hall orbital, c'est une conséquence de transitions intra-bandes puisque la collision ne provoque pas de changement de bande pour l'électron considéré [53] [54].

3.4. « Side-jumping »

Parallèlement, Berger a montré que durant la collision avec une impureté, un paquet d'onde subit un décalage $\Delta\vec{y}$ de son centre de gravité dans une direction perpendiculaire à la variation d'impulsion $\Delta\vec{p}_x$ [55]. C'est un des effets du couplage

spin-orbite sur la déformation des orbitales atomiques à proximité du champ électrique rayonné par l'impureté.

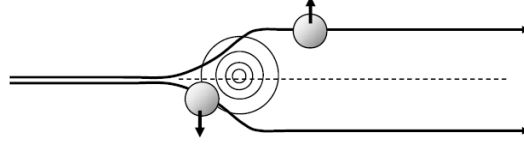


Figure 21 : Phénomène de side-jump pour un électron diffusé sur une impureté : sa trajectoire subit un décalage transverse. D'après Nagaosa et al. [52].

Ces deux phénomènes peuvent donc, comme l'effet Hall de spin intrinsèque, créer un courant de spin, polarisés selon $+\vec{e}_z$, se propageant dans la direction \vec{e}_y perpendiculairement au courant de charge $\vec{J}_e = j_e \vec{e}_x$. Il est appelé j_{zy} :

$$j_{zy} = \frac{\hbar}{2e} \frac{\sigma_{SHE}}{\sigma} j_e \quad (36)$$

La quantité $\theta_H = \frac{\sigma_{SHE}}{\sigma}$ est appelée « angle de Hall » et représente la quantité de courant de spin créée par le couplage spin-orbite depuis un courant de charges j_e .

3.5. Considération sur les effets intrinsèques et extrinsèques

L'effet Hall de spin est la somme des effets intrinsèques, des effets dus au « skew scattering » et des effets dus au « side-jumping » :

$$\sigma_{SHE} = \sigma_{SHE}^{int} + \sigma_{SHE}^{skew} + \sigma_{SHE}^{side-jump} \quad (37)$$

L'effet Hall intrinsèque est caractérisé par une conductivité de Hall σ_{SHE}^{int} indépendante du libre parcours moyen des électrons (soit aussi indépendante de la conductivité électrique σ) si bien que l'angle de Hall se comporte comme $\theta_H = \frac{\sigma_{SHE}}{\sigma} \propto \frac{1}{\sigma}$. Cependant la même dépendance est attendue dans le cas d'un mécanisme de « side-jump » important, ce qui peut rendre difficile la séparation des deux effets [52]. Dans le cas d'un mécanisme de « skew-scattering », il est attendu que $\sigma_{SHE}^{skew} \propto \sigma$ et l'angle de Hall θ_H est alors quasiment indépendant des phénomènes de diffusion. Dans un matériau résistif, l'effet Hall de spin intrinsèque et le phénomène de side-jump sont donc favorisés, alors que dans un matériau peu résistif le phénomène de skew-scattering est avantaagé.

Il est important de remarquer que les valeurs d'angle de Hall pour un même matériau peuvent différer pour cette raison à cause de variations de résistivités de la couche mesurée. Il est nécessaire de prendre en compte cette dernière comme base de comparaison [56].

Par ailleurs un changement de température affectant la résistivité d'un échantillon, il est probable que la valeur de l'angle de Hall soit différente à basse et haute température. On obtient notamment un effet de « skew-scattering » dominant à basse

température mais négligeable à température ambiante devant l'effet intrinsèque et l'effet de side-jump [57].

3.6. Effet Hall Anomal (Extraordinaire)

Dans un matériau ferromagnétique, le couplage spin-orbite engendre la création d'un courant de spin d'une façon similaire à ce qui se passe dans les matériaux non-magnétiques, c'est-à-dire par des effets intrinsèques [47], de skew-scattering [54] ou de side-jumping [55]. Cependant, à cause de la différence entre le nombre de spins \uparrow et le nombre de spins \downarrow au niveau de Fermi, celui-ci est accompagné par un courant de charge non compensé, qui engendre une accumulation de charges proportionnelle à la composante perpendiculaire de l'aimantation du matériau.

$$V_H = R_{AHE} \left(\frac{M_z}{M_s} \right) \quad (38)$$

4. Absorption d'un courant de spin

4.1. Couple de transfert de spin

Le courant de spin créé dans le matériau non magnétique peut être injecté dans un matériau ferromagnétique situé à proximité. A l'intérieur du matériau ferromagnétique et loin de l'interface, les spins de ce courant doivent être alignés avec l'aimantation. Ces spins ont donc perdu leur composante transverse qui a été transmise à l'aimantation sous forme d'un couple [58] [59]. On a :

$$\overrightarrow{T_{STT}} \propto \vec{M} \times (j_{zy} \vec{e}_y \times \vec{M}) \quad (39)$$

On distingue trois mécanismes d'absorption de la composante transverse du courant de spin lors de son injection dans un matériau ferromagnétique [60] [61] [62] [63]:

1) Filtrage en spin à l'interface.

A cause de l'interaction d'échange la densité d'état au niveau de Fermi des états « up » $|\uparrow\rangle$ et « down » $|\downarrow\rangle$ est différente dans un matériau ferromagnétique. En conséquence, un état de polarisation de spin quelconque $|\varphi\rangle$, faisant un angle θ par rapport à l'aimantation du matériau ferromagnétique dans lequel il est injecté, peut toujours s'écrire comme la somme de deux composantes $|\varphi\rangle_i = \cos(\theta) |\uparrow\rangle + \sin(\theta) |\downarrow\rangle$. Il est alors partiellement transmis à l'interface. Dans un cas extrême, seule la composante alignée avec l'aimantation $|\varphi\rangle_t = \cos(\theta) |\uparrow\rangle$ est transmise alors que la composante $|\varphi\rangle_r = \sin(\theta) |\downarrow\rangle$ est réfléchiée. La composante de spin manquante, i.e. la composante transverse, est absorbée à l'interface et agit sur l'aimantation sous la forme d'un couple. Cet effet est appelé « filtrage en spin ». Dans la réalité toute la composante transverse de l'aimantation n'est

pas absorbée à l'interface et les ondes électroniques transmises et réfléchies comportent toujours une partie de celle-ci. Néanmoins cette composante est absorbée par deux autres mécanismes.

2) Déphasage des spins réfléchis

Si l'on considère que les coefficients de transmission et de réflexion dépendent aussi du vecteur d'onde incident, il apparaît que la composante transverse réfléchie, non nulle, est répartie dans un grand nombre de directions. En considérant l'intégralité des électrons de la sphère de Fermi, ces orientations de la composante transverse se compensent partiellement et la composante transverse réfléchie est diminuée.

3) Précession dans le champ d'échange

Les spins « up » et « down » possèdent le même vecteur d'onde dans le matériau non magnétique mais pas dans le matériau magnétique. Cette différence $\Delta k = k_{\uparrow} - k_{\downarrow} \neq 0$ entraîne une précession dépendante en k du moment magnétique autour de l'aimantation locale au fur et à mesure que les spins pénètrent dans le matériau ferromagnétique. Si l'on considère l'intégralité des électrons injectés, les différentes précessions sont incohérentes entre elles. Lorsqu'après quelques couches atomiques seulement, on calcule la composante transverse résultante, celle-ci est nulle.

De façon plus précise Haney *et al.* [64] ont utilisé un modèle diffusif afin d'exprimer le couple total issu de l'effet Hall de spin et agissant sur l'aimantation d'un matériau ferromagnétique. En considérant que la précession dans le champ d'échange absorbe l'intégralité de la composante transverse du courant de spin à l'interface et en négligeant les phénomènes de side-jump, on obtient le couple agissant sur l'aimantation :

$$\vec{T} = \frac{\theta_H \hbar j_0}{2e\mu_0 M_s t_{FM}} (\tau_D \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{e}_y) + \tau_F \vec{M} \times \vec{e}_y) \quad (40)$$

Avec :

$$\tau_D = \left(1 - \frac{1}{\cosh\left(\frac{t}{\ell_{sf}}\right)} \right) \frac{|\tilde{G}^{\uparrow\downarrow}|^2 + \Re[\tilde{G}^{\uparrow\downarrow}] \tanh^2\left(\frac{t}{\ell_{sf}}\right)}{|\tilde{G}^{\uparrow\downarrow}|^2 + 2\Re[\tilde{G}^{\uparrow\downarrow}] \tanh^2\left(\frac{t}{\ell_{sf}}\right) + \tanh^4\left(\frac{t}{\ell_{sf}}\right)} \quad (41)$$

Et :

$$\tau_F = \left(1 - \frac{1}{\cosh\left(\frac{t}{\ell_{sf}}\right)} \right) \frac{\Im[\tilde{G}^{\uparrow\downarrow}] \tanh^2\left(\frac{t}{\ell_{sf}}\right)}{|\tilde{G}^{\uparrow\downarrow}|^2 + 2\Re[\tilde{G}^{\uparrow\downarrow}] \tanh^2\left(\frac{t}{\ell_{sf}}\right) + \tanh^4\left(\frac{t}{\ell_{sf}}\right)} \quad (42)$$

Où j_0 représente la densité de courant injectée, t_{FM} l'épaisseur de matériau ferromagnétique, ℓ_{sf} la longueur de diffusion de spin et $\tilde{G}^{\uparrow\downarrow}$ est un paramètre

complexe décrivant le transport des spins à l'interface et que l'on nomme en anglais « spin mixing conductance ». Il prend notamment en compte la rotation des spins autour de l'aimantation au niveau de l'interface.

Plus précisément ici, c'est la valeur réduite du « spin mixing conductance » qui s'exprime en fonction de la valeur non réduite [65]:

$$\tilde{G}^{\uparrow\downarrow} = G^{\uparrow\downarrow} \frac{2\ell_{sf} \tanh\left(\frac{t}{\ell_{sf}}\right)}{\sigma_{NM}} \quad (43)$$

Où σ_{NM} est la conductivité électrique du matériau non-magnétique. L'effet Hall de spin a donc pour effet de générer deux couples avec deux symétries distinctes. Une composante « damping-like » :

$$\vec{T}_D = \frac{\theta_H \hbar j_0}{2e\mu_0 M_s t_{FM}} \left(t_D \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{e}_y) \right) \quad (44)$$

Et une composante « field-like » :

$$\vec{T}_F = \frac{\theta_H \hbar j_0}{2e\mu_0 M_s t_{FM}} \left(t_F \vec{M} \times \vec{e}_y \right) \quad (45)$$

On peut remarquer que ces deux composantes ont exactement les mêmes symétries que les couples potentiellement engendrés par l'effet Rashba. Néanmoins, c'est une version extrêmement simplifiée des effets qui a été présentée ci-dessus. Dans des systèmes réels il est vraisemblable que les dépendances angulaires des effets soient plus complexes.

Des considérations de symétrie du système permettent de savoir quels termes sont autorisés pour les dépendances angulaires. Ces dépendances peuvent alors être mesurées expérimentalement. Ce travail a été effectué par Garello *et al* [66].

5. Considérations de symétries

Si l'on considère la réponse linéaire d'un système magnétique \vec{M} excité par un champ électrique $\vec{\varepsilon} = \varepsilon_x \vec{e}_x$, le couple général \vec{T} produit peut s'écrire de la façon suivante :

$$\vec{T} = \vec{t}(\theta, \varphi) \varepsilon_x = t_\theta(\theta, \varphi) \varepsilon_x \vec{e}_\theta + t_\varphi(\theta, \varphi) \varepsilon_x \vec{e}_\varphi = \sum_{s=\theta, \varphi} t_s(\theta, \varphi) \varepsilon_x \vec{e}_s \quad (46)$$

Où $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ sont les vecteurs de base du système de coordonnées cartésien et $\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi$ le système de coordonnées sphérique. θ et φ sont les coordonnées angulaires de l'aimantation \vec{M} . t_θ et t_φ sont les deux composantes de couple par unité de champ électrique appliqué.

En considérant que la couche magnétique possède une symétrie de rotation continue autour de l'axe \vec{e}_z , on peut décomposer le couple créé par le champ électrique $\vec{\varepsilon} = \varepsilon_x \vec{e}_x$ comme la somme de deux couples engendrés par des champs électriques $\vec{\varepsilon}_1 = \varepsilon_x \cos(\varphi) \vec{e}_1$ et $\vec{\varepsilon}_2 = \varepsilon_x \sin(\varphi) \vec{e}_2$. Ici \vec{e}_1 est un vecteur unitaire portant la composante dans le plan (x,y) de \vec{M} et \vec{e}_2 représente le vecteur du plan (x,y) tel que $\langle \vec{e}_1 | \vec{e}_2 \rangle = 0$.

Pour ces deux champs électriques on a donc :

$$\begin{cases} \tau_s^1(\theta, 0) \varepsilon_x \cos(\varphi) \\ \tau_s^2\left(\theta, \frac{\pi}{2}\right) \varepsilon_x \sin(\varphi) \end{cases} \quad (47)$$

Soit :

$$\begin{aligned} \tau_s(\theta, \varphi) &= \tau_s^1(\theta, 0) \cos(\varphi) + \tau_s^2\left(\theta, \frac{\pi}{2}\right) \sin(\varphi) \\ &= F_1^s(\theta) \cos(\varphi) + F_2^s(\theta) \sin(\varphi) \end{aligned} \quad (48)$$

Où $F_1^s(\theta)$ et $F_2^s(\theta)$ sont deux fonctions périodiques en θ . Elles peuvent donc être décomposées en séries de Fourier :

$$F_{j=1,2}^s(\theta) = A_{j,0}^s + \sum_{n=1}^{+\infty} (A_{j,n}^s \cos(n\theta) + B_{j,n}^s \sin(n\theta)) \quad (49)$$

Comme l'aimantation et les couples sont des vecteurs polaires, on peut obtenir les conditions suivantes sur $\tau_s(\theta, \varphi)$ par symétries miroirs par rapport aux plans (x,z) :

$$\tau_s(\pi - \theta, \pi - \varphi) = -\tau_s(\theta, \varphi) \quad (50)$$

Et (z,y):

$$\tau_s(\pi - \theta, -\varphi) = \tau_s(\theta, \varphi) \quad (51)$$

Ces conditions sont équivalentes à :

$$F_1^s(\pi - \theta) = F_1^s(\theta) \quad (52)$$

$$F_2^s(\pi - \theta) = -F_2^s(\theta) \quad (53)$$

De plus, comme les angles $(-\theta, \varphi)$ et $(\theta, \varphi + \pi)$ sont égaux on a par ailleurs :

$$\tau_s(-\theta, \varphi) = \tau_s(\theta, \varphi + \pi) \quad (54)$$

En notant que $\vec{e}_s(-\theta, \varphi) = -\vec{e}_s(\theta, \varphi + \pi)$. Cette condition est vérifiée si :

$$F_j^s(\theta) = F_j^s(-\theta) \quad (55)$$

On déduit alors de (55) que $F_{j=1,2}^s(\theta)$ ne peut contenir de termes en $\sin(n\theta)$. Pour $F_1^s(\theta)$, la condition de π périodicité (52) implique que $\sum_{n=1}^{+\infty} A_{j,n}^s \cos(n\theta)$ ne peut contenir de termes impairs en n . Au contraire, pour $F_2^s(\theta)$, la condition de π anti-périodicité (53) implique que $\sum_{n=1}^{+\infty} A_{j,n}^s \cos(n\theta)$ ne peut contenir de termes pairs en n . De façon usuelle, on peut développer $\cos(n\theta)$ en :

$$\cos(n\theta) = \cos^n(\theta) - \frac{n(n-1)}{2} \sin^2(\theta) \cos^{n-2}(\theta) + \dots \quad (56)$$

Et pour les termes pairs ($n = 2p$) constituant $F_1^s(\theta)$ on a :

$$\cos(n\theta) = (1 - \sin^2(\theta))^p - \frac{n(n-1)}{2} \sin^2(\theta) (1 - \sin^2(\theta))^{p-1} + \dots \quad (57)$$

Alors que pour les termes impairs ($n = 2p + 1$) constituant $F_2^s(\theta)$ on a :

$$\cos(n\theta) = \cos(\theta) \left((1 - \sin^2(\theta))^p - \frac{n(n-1)}{2} \sin^2(\theta) (1 - \sin^2(\theta))^{p-1} + \dots \right) \quad (58)$$

Finalement on obtient :

$$\begin{aligned} t_s(\theta, \varphi) &= \cos(\varphi) (A_0^s + A_2^s \sin^2(\theta) + A_4^s \sin^4(\theta) + \dots) \\ &+ \sin(\varphi) \cos(\theta) (B_0^s + B_2^s \sin^2(\theta) + B_4^s \sin^4(\theta) + \dots) \end{aligned} \quad (59)$$

Le couple par champ électrique appliqué $\vec{t}(\theta, \varphi) = \sum_s t_s(\theta, \varphi) \vec{e}_s$ peut se construire comme la somme d'une partie symétrique $\vec{t}^{\parallel}(\theta, \varphi)$ et d'une partie antisymétrique $\vec{t}^{\perp}(\theta, \varphi)$:

$$\begin{aligned} \vec{t}^{\parallel}(\theta, \varphi) &= \frac{\vec{t}(\theta, \varphi) + \vec{t}(\pi - \theta, \pi + \varphi)}{2} \\ \vec{t}^{\perp}(\theta, \varphi) &= \frac{\vec{t}(\theta, \varphi) - \vec{t}(\pi - \theta, \pi + \varphi)}{2} \end{aligned} \quad (60)$$

Comme $\vec{e}_\theta(\pi - \theta, \pi + \varphi) = \vec{e}_\theta(\theta, \varphi)$ et $\vec{e}_\varphi(\pi - \theta, \pi + \varphi) = -\vec{e}_\varphi(\theta, \varphi)$ on obtient :

$$\begin{aligned} \vec{t}^{\parallel}(\theta, \varphi) &= \cos(\varphi) (A_0^\varphi + A_2^\varphi \sin^2(\theta) + A_4^\varphi \sin^4(\theta) + \dots) \vec{e}_\varphi \\ &+ \sin(\varphi) \cos(\theta) (B_0^\theta + B_2^\theta \sin^2(\theta) + B_4^\theta \sin^4(\theta) + \dots) \vec{e}_\theta \end{aligned} \quad (61)$$

Et :

$$\begin{aligned} \vec{\tau}^\perp(\theta, \varphi) = & \cos(\varphi) (A_0^\theta + A_2^\theta \sin^2(\theta) + A_4^\theta \sin^4(\theta) + \dots) \vec{e}_\theta \\ & + \sin(\varphi) \cos(\theta) (B_0^\varphi + B_2^\varphi \sin^2(\theta) + B_4^\varphi \sin^4(\theta) + \dots) \vec{e}_\varphi \end{aligned} \quad (62)$$

Par ailleurs une condition supplémentaire est donnée par le fait que les couples doivent être indépendants de φ à $\theta = 0$. Cela impose que $A_0^\varphi = B_0^\theta$ et $A_0^\theta = -B_0^\varphi$.

Et finalement les équations (61) et (62) sont équivalentes aux expressions de couples générales suivantes :

$$\begin{aligned} \vec{T}^\parallel = & \vec{M} \times [(\vec{e}_z \times \vec{E}) \times \vec{M}] (A_0^\varphi + B_2^\theta (\vec{e}_z \times \vec{M})^2 + B_4^\theta (\vec{e}_z \times \vec{M})^4 + \dots) \\ & + [(\vec{M} \times \vec{e}_z)(\vec{M} \cdot \vec{E})] \left((B_2^\theta - A_2^\varphi) + (B_4^\theta - A_4^\varphi) (\vec{e}_z \times \vec{M})^2 + \dots \right) \end{aligned} \quad (63)$$

Et :

$$\begin{aligned} \vec{T}^\perp = & (\vec{e}_z \times \vec{E}) \times \vec{M} (A_0^\theta - B_2^\varphi (\vec{e}_z \times \vec{M})^2 - B_4^\varphi (\vec{e}_z \times \vec{M})^4 + \dots) \\ & + [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{e}_z)(\vec{M} \cdot \vec{E})] \left((A_2^\theta - B_2^\varphi) + (A_4^\theta - B_4^\varphi) (\vec{e}_z \times \vec{M})^2 + \dots \right) \end{aligned} \quad (64)$$

On peut remarquer que dans les cas particuliers où quel que soit $n \neq 0$, $A_n^\varphi = B_n^\theta = 0$ et/ou $A_n^\theta = B_n^\varphi = 0$ on obtient respectivement :

$$\begin{aligned} \vec{T}^\parallel &= A_0^\varphi \vec{M} \times [(\vec{e}_z \times \vec{E}) \times \vec{M}] \\ \vec{T}^\perp &= A_0^\theta (\vec{e}_z \times \vec{E}) \times \vec{M} \end{aligned} \quad (65)$$

Soit des expressions similaires aux composantes « Damping-Like » et « Field-Like » présentées précédemment et originaires soit de l'effet Rashba soit de l'effet Hall de Spin. Par ailleurs, on notera que ces couples peuvent être considérés comme des couples originaires de champs effectifs \vec{B}^\parallel et \vec{B}^\perp tel que :

$$\vec{T}^{\parallel(\perp)} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{B}^{\parallel(\perp)}) \quad (66)$$

Et dont les dépendances angulaires suivent :

$$\begin{aligned} \vec{B}^\parallel(\theta, \varphi) = & \cos(\varphi) (A_0^\varphi + A_2^\varphi \sin^2(\theta) + A_4^\varphi \sin^4(\theta) + \dots) \vec{e}_\theta \\ & - \sin(\varphi) \cos(\theta) (A_0^\theta + B_2^\theta \sin^2(\theta) + B_4^\theta \sin^4(\theta) + \dots) \vec{e}_\varphi \end{aligned} \quad (67)$$

Et :

$$\begin{aligned} \vec{B}^\perp(\theta, \varphi) = & -\cos(\varphi) (A_0^\theta + A_2^\theta \sin^2(\theta) + A_4^\theta \sin^4(\theta) + \dots) \vec{e}_\varphi \\ & + \sin(\varphi) \cos(\theta) (-A_0^\theta + B_2^\varphi \sin^2(\theta) + B_4^\varphi \sin^4(\theta) + \dots) \vec{e}_\theta \end{aligned} \quad (68)$$

Les équations (67) et (68) fournissent des expressions générales des champs effectifs induits par le courant dans un matériau ferromagnétique, tels qu'ils pourraient être mesurés.

6. Mise en évidence expérimentale des couples spin-orbite

6.1. Mesure de l'Effet Hall de Spin

Le courant de spin généré par l'effet Hall de spin dépend d'un paramètre appelé angle de Hall $\theta_H = \frac{\sigma_{SHE}}{\sigma}$ qui mesure l'efficacité d'un matériau à transformer un courant de charge en courant de spin transverse. Un courant de spin se dépolarise progressivement au fur et à mesure qu'il diffuse et que les électrons subissent des collisions modifiant l'orientation de leur spin. La longueur caractéristique de ce phénomène est appelée longueur de diffusion de spin l_{sf} et est généralement plus grande que le libre parcours moyen des électrons dans le matériau considéré. C'est une grandeur dépendant du libre parcours moyen $\lambda = \tau v_F$ et de la longueur caractéristique parcourue par l'électron entre deux retournements de spin (spin-flip) $\lambda_{sf} = \tau_{sf} v_F$ avec v_F la vitesse au niveau de Fermi et τ et τ_{sf} les temps caractéristiques respectivement entre deux collisions et entre deux retournements de spin [67] [68]:

$$l_{sf} = \sqrt{\frac{\lambda_{sf} \lambda}{6}} \quad (69)$$

D'après cette relation, on s'attend à $l_{sf} \propto \sigma_{NM}$. En effet d'après le modèle de Drude $\lambda \propto \sigma_{NM}$ et en supposant que la relaxation des spins s'effectue essentiellement par un mécanisme de type Elliot-Yafet on a parallèlement $\lambda_{sf} \propto \sigma_{NM}$ [69].

Le courant « efficace » issu de l'effet Hall de spin ne peut provenir que d'une région située à une distance inférieure à l_{sf} de l'interface. Ce courant dépend donc à la fois de θ_H et de l_{sf} [64]. Ainsi toute expérience visant à estimer θ_H à partir de la mesure d'un courant de spin est rendue difficile par la nécessité d'évaluer précisément la longueur de diffusion de spin au préalable. Par ailleurs le transport de spin aux interfaces, régi par $G^{\uparrow\downarrow}$, complique l'interprétation des mesures non locales. Différentes méthodes expérimentales sont utilisées pour mesurer l'angle de Hall d'un matériau et les paramètres associés. Elles ont permis de caractériser l'effet Hall de spin dans de nombreux systèmes à fort couplage spin-orbite et notamment dans les métaux de transition 4d et 5d comme le platine, les phases β du tantale [30] [70] et

du tungstène [31], le palladium [71] [72], et dans certains alliages de matériaux lourds, comme CuIr_x [73] et CuBi_x [74] et AuW [75].

1) Expériences de pompage de spin (spin-pumping)

Dans ce type d'expériences, un matériau ferromagnétique est déposé sur le matériau à étudier et excité par un champ magnétique radiofréquence à la fréquence ω (cf. Figure 22). A la résonance ferromagnétique, le mouvement de précession de l'aimantation induit la création d'un courant de spin, ou, autrement dit, agit comme une « pompe » à spins [76]. Ce courant de spin est alors absorbé par la couche non magnétique adjacente. Par le phénomène réciproque de l'effet Hall de spin, l'effet Hall de spin inverse ISHE [77], ce courant de spin injecté dans le matériau non magnétique crée un courant de charge transverse qui peut être détecté par une tension électrique non nulle aux bornes de ce dernier.

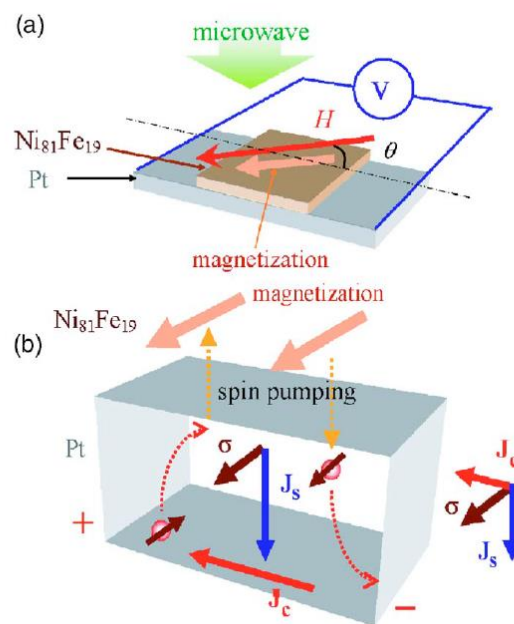


Figure 22 (a) Schéma de principe d'un système Pt/NiFe étudié par pompage de spin et effet Hall de spin inverse. (b) Présentation du pompage de spin et de l'effet Hall de spin inverse. J_s et J_c représente les courants de spin et de charge générés respectivement par le pompage de spin et par l'effet Hall de spin inverse. D'après [77].

Dans certaines géométries particulières, basées sur un guide d'onde pour engendrer le champ magnétique radiofréquence, ce signal doit être corrigé de phénomènes additionnels tels que la magnétorésistance anisotrope (AMR). Celle-ci peut provenir du courant d'excitation dont une partie peut fuir dans le matériau magnétique [78] ou d'un phénomène d'induction créant un courant électrique dans le matériau ferromagnétique [79]. L'analyse de ce type de mesures permet d'accéder à la conductivité d'interface à partir de la largeur des résonances FMR et des mesures d'ISHE. Il faut remarquer néanmoins que la détermination de cet angle de Hall nécessite la connaissance de la conductivité électrique du matériau, qui peut être mesurée indépendamment, ainsi que de la longueur de diffusion de spin qui doit être introduite comme paramètre additionnel estimé par d'autres mesures [78].

Néanmoins, la dissociation entre ISHE et AMR n'est pas triviale et dépend d'un paramètre clé, le déphasage entre le courant d'excitation et l'aimantation. Celui-ci est loin d'être égal à 90° et dépend de la configuration expérimentale et des matériaux étudiés [79] [80].

Une modification de cette technique a été introduite par Liu *et al.* [81]. Dans leur configuration, le courant radiofréquence est injecté directement dans la bicouche FM/NM. L'aimantation est alors mise en précession au moyen de l'effet Hall de spin et l'amplitude de son mouvement de précession détectée via une tension continue engendrée par l'AMR. La tension continue créée par la combinaison des effets de pompage de spin et d'ISHE est, dans ce cas, négligeable. En utilisant différentes épaisseurs de matériaux et en calculant le rapport entre le courant de spin mesuré et le courant de charge injecté par un modèle « drift-diffusion », ils obtiennent une estimation de l'angle de Hall et de la longueur de diffusion de spin dans le platine. Cette expérience est appelée Spin-Torque FMR (ST-FMR).

2) Vannes de spin latérales (lateral spin valves)

Une vanne de spin latérale est constituée de deux branches de matériaux ferromagnétiques parallèles FM1 et FM2 contactées par un métal non-magnétique NM de façon transverse (cf. Figure 23). Un courant de charge injecté (en violet sur la figure), circulant vers la gauche du métal NM, est polarisé en spin par le métal FM1. Il induit donc une accumulation de spins à l'interface NM/FM1 qui diffuse le long de la partie droite du canal NM sous forme d'un courant de spin (en vert sur la figure). On remarque que celui-ci est « pur » car il n'est pas accompagné d'un courant de charge. A l'interface avec FM2, l'absorption de ce courant de spin dépend de l'orientation de sa polarisation par rapport à l'orientation de l'aimantation de FM2. Une accumulation de spin différente peut donc être mesurée en fonction de cette orientation relative par une mesure de la tension entre FM2 et NM [82].

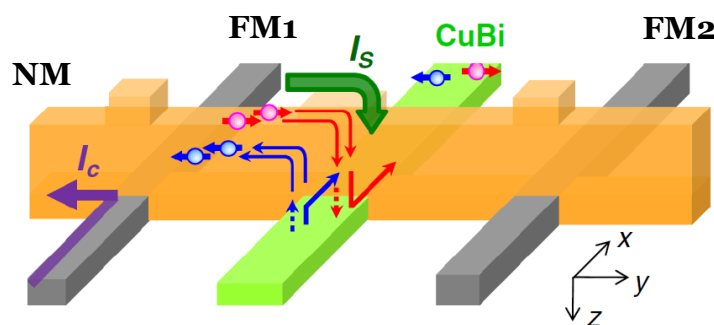


Figure 23 : Schéma d'une mesure par Effet Hall de spin inverse dans une vanne de spin latérale. I_c est le courant de charge appliqué et I_s le courant de spin pur transmis dans le canal non-magnétique. Dans ce cas particulier, la couche de CuBi absorbe une partie du courant de spin qui est transformée en tension continue par l'effet Hall de spin inverse. Les spins « up » et « down » (en rouge et en bleu) sont déviés dans la même direction. D'après Niimi *et al.* [74]

Il est alors possible de caractériser l'effet Hall de spin dans une couche mince d'un matériau à fort couplage spin-orbite en le plaçant en contact avec NM parallèlement à FM1 et FM2 (cf. Figure 23). En effet il est alors possible de mesurer de quelle façon

celui-ci modifie la tension NM/FM2 mesurée dans l'expérience précédente en absorbant une partie du courant de spin circulant dans NM [83].

Parallèlement, le courant de spin absorbé par ce matériau peut aussi être estimé directement par une mesure d'effet Hall de spin inverse. C'est à dire en mesurant la tension transverse créée par l'ISHE à partir du courant de spin absorbé aux bornes de ce matériau [73] [74] [84].

Un tel matériau peut aussi être utilisé pour injecter un courant de spin dans NM par effet Hall de spin direct. Celui-ci sera alors estimé par une mesure de tension entre NM et FM [84].

Ce type de mesure donne accès directement à la longueur de diffusion de spin et à la valeur de l'angle de Hall [83].

3) Les mesures de magnétorésistance par effet Hall de spin (SMR)

Un courant de charge injecté dans une ligne de métal lourd est converti en courant de spin par l'effet Hall de spin (SHE) dirigé vers une interface. A une interface avec un isolant magnétique, comme le YIG (Yttrium Iron Garnet), les électrons accumulés interagissent avec le matériau magnétique en fonction de la direction de son aimantation. Les électrons possédant un spin aligné avec l'aimantation voient leurs spins réfléchis alors que ceux possédant un spin transverse voient leurs spins absorbés. Les spins réfléchis sont transformés en courant de charge par l'effet Hall de spin inverse ISHE dont la direction est contrôlée par l'orientation de l'aimantation du matériau magnétique. Le courant ainsi créé participe au courant total circulant dans l'échantillon provoquant un effet magnéto-résistif appelé « Spin Hall Magneto-resistance » (SMR). L'amplitude de cet effet est fortement liée à la force de l'effet Hall, i.e. l'angle de Hall, aux paramètres de transport à l'interface et à la longueur de diffusion de spin [85] [86].

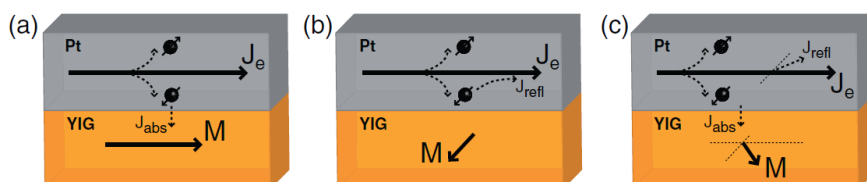


Figure 24 : Mécanisme de magnétorésistance par effet Hall de spin (SMR). (a) Quand la direction de l'aimantation \vec{M} dans le YIG est perpendiculaire à l'accumulation de spin engendrée par l'effet Hall de spin dans le Pt, cette dernière est absorbée par les moments magnétiques localisés dans le YIG. (b) Quand la direction de l'aimantation \vec{M} dans le YIG est parallèle à l'accumulation de spin engendrée par l'effet Hall de spin dans le Pt, cette dernière ne peut être absorbée par les moments magnétiques localisés dans le YIG et est réfléchiée sous forme d'un courant de spin dans le Pt. Ce courant de spin est converti en un courant de charge par l'effet Hall de spin inverse (ISHE) (c) Pour toute autre direction de \vec{M} , une partie de l'accumulation de spin est transférée dans le YIG et l'autre est réfléchiée dans le Pt résultant en un courant de charge non-collinéaire avec le courant initialement appliqué. D'après [86].

6.2. Le cas du platine

Néanmoins ces expériences donnent des résultats différents et généralement les vanes de spin latérales fournissent des valeurs de longueur de diffusion de spin plus importantes (~ 10 nm) que les expériences de pompage de spin (~ 1 nm). Elles sous-estiment alors les valeurs d'angle de Hall [56]. Le cas du platine est particulièrement intéressant pour les applications et pour les considérations fondamentales car, avec l'or, c'est le matériau avec le plus fort couplage spin-orbite de tous les éléments de transition 4d et 5d [51] (cf. Figure 14).

Les mesures initiales par effet Hall de spin dans des vanes de spin latérales négligeait de prendre en compte le court-circuitage par le cuivre du courant de « reflux » compensant exactement le courant créé par l'ISHE. Même si ce phénomène est pris en compte dans les mesures récentes, il semble néanmoins que le court-circuitage par la couche « inactive » du matériau étudié (*i.e.* quand son épaisseur est grande devant la longueur de diffusion de spin) ne soit pas prise en considération. Cela peut amener à une sous-estimation de l'angle de Hall par une surestimation de la longueur de diffusion de spin [56]. Un phénomène de court-circuit similaire existe pour les mesures d'effet Hall extraordinaire. Celui-ci sera détaillé dans le chapitre suivant.

Metals	Structure	Electron number	SOI (Ry)
Nb	bcc	5 ($4d^4 5s^1$)	0.006
Mo	bcc	6 ($4d^5 5s^1$)	0.007
Tc	hcp	7 ($4d^6 5s^1$)	0.009
Ru	hcp	8 ($4d^7 5s^1$)	0.01
Rh	fcc	9 ($4d^8 5s^1$)	0.011
Pd	fcc	10 ($4d^{10} 5s^0$)	0.013
Ag	fcc	11 ($4d^{10} 5s^1$)	0.019
Ta	bcc	5 ($5d^3 6s^2$)	0.023
W	bcc	6 ($5d^4 6s^2$)	0.027
Re	hcp	7 ($5d^5 6s^2$)	0.025
Os	hcp	8 ($5d^6 6s^2$)	0.025
Ir	fcc	9 ($5d^9 6s^0$)	0.025
Pt	fcc	10 ($5d^9 6s^1$)	0.03
Au	fcc	11 ($5d^{10} 6s^1$)	0.03

Figure 25 : D'après [51]. Structure cristalline, Configuration électronique et constante de l'interaction spin-orbite pour différents métaux de transition.

L'ensemble des paramètres liés à l'effet Hall dans le platine (angle de Hall, résistivité, longueur de diffusion de spin, paramètres de conduction aux interfaces) diffère selon les mesures effectuées et les résultats s'étalent sur plusieurs ordres de grandeur.

Référence	Technique	θ_H (%)	l_{sf} (nm)	ρ ($\mu\Omega.cm$)
[71]	Spin-Pumping	1.3 (0.2)	10 (2)	41.7
[87]	Spin-Pumping	4.0	10	50
[79]	Spin-Pumping	8.0 (1)	3.7 (0.2)	41.3
[88]	Spin-Pumping	1.2 (0.2)	8.3 (0.9)	23.3
[72]	Spin-Pumping	2.7 (0.5)	4	25
[89]	Spin-Pumping	2.1 (1.5)	1.22	/
[90]	Spin-Pumping	/	3 (0.5)	[34.5 ; 90.9]
[70]	Spin-Pumping	3 (4)	/	40.8
[91]	Spin-Pumping	5.6 (1)	3.4 (0.4)	17.3
[92]	SMR	8	1.1 (0.3)	/
[85]	SMR	4	2.4	86
[86]	SMR	8	1.5	/
[84]	LSV	/	10	15
[93]	LSV	0.37	10	15.6
[94]	LSV	2.1 (0.5)	11 (2)	12.3
[81]	ST-FMR	5.6 (0.5)	3 (<6)	20
[95]	ST-FMR	2.2 (0.4)	1.2 (0.06)	28
[56]	ST-FMR	6.8 (0.5)	1.4 (0.3)	20

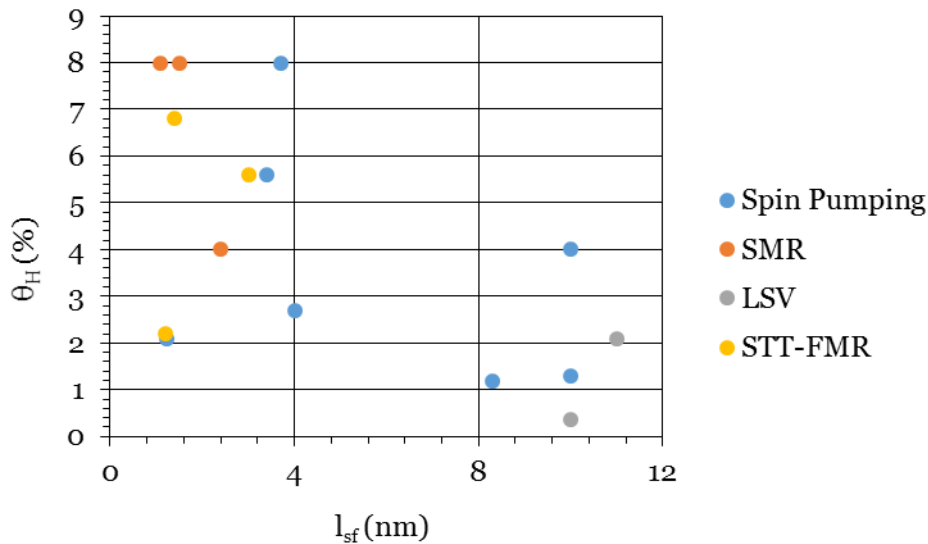


Figure 26 : Angle de Hall θ_H en fonction de la longueur de diffusion de spin l_{sf} à température ambiante. Le tableau donne les valeurs et les références des articles utilisés pour tracer le graphique ci-dessus.

Une autre raison pouvant expliquer les contradictions entre toutes ces mesures serait l'absence de prise en compte de la relaxation du courant aux interfaces. Un tel effet, qui apparaîtrait au niveau d'une interface diffuse, doit être pris en compte pour

corriger les valeurs obtenues, et notamment pour les expériences de pompage de spin [91]. De fait il a été montré expérimentalement que les interfaces de Co/Pt ne possèdent pas une structure parfaite et que leurs caractéristiques sont complexes [96] [97] ce qui peut affecter les estimations de l'angle de Hall et de la longueur de diffusion de spin.

6.3. Mise en évidence expérimentale des SOTs dans les matériaux ferromagnétique

Composante « Field-Like »

La première mise en évidence d'un couple de type « Field-Like » agissant sur l'aimantation d'un matériau ferromagnétique a été effectuée dans une tri-couche asymétrique de Pt/Co/AlO_x par Miron *et al.* en 2010 [98]. L'expérience a montré que des impulsions de courant augmentent ou diminuent le phénomène de nucléation de domaines magnétiques dans des nanofils de façon corrélée avec l'orientation d'un champ magnétique transverse appliqué. Le renversement soit du sens du courant soit du sens du champ longitudinal provoque soit une augmentation soit une diminution du nombre de nucléations. Les auteurs ont attribué ce comportement à un effet de type Rashba provoqué par la rupture de symétrie aux interfaces du cobalt. Négligeant les effets d'activation thermique dus à l'effet Joule, l'amplitude du champ « Field-Like » a été très probablement surévaluée. Une mesure plus fiable de ce champ a été effectuée plus tard au moyen d'une expérience différente, basée sur une mesure d'effet Hall extraordinaire quasi-statique (présentée en détail dans le chapitre III) [99].

Des mesures similaires à cette dernière technique ont permis de mettre en évidence un couple « Field-Like » dans des échantillons asymétriques de Ta/CoFeB/MgO [100] [101] avec un signe opposé à celui obtenu sur les systèmes Pt|Co|AlO_x. Cependant, des mesures différentes, basées sur la propagation de parois de domaines magnétiques, n'ont pas fait apparaître de composante « Field-Like » importante sur des échantillons très similaires de Pt|Co|GdO_x [102]. De plus, les résultats rapportés dans la littérature montrent une très large distribution des amplitudes mesurées des couples, non seulement en fonction du système considéré mais aussi en fonction de la technique expérimentale utilisée et de l'analyse qui en est faite. L'existence de ce terme « Field-Like » influence notablement la dynamique de l'aimantation sous courant. Ainsi Miron *et al.* ont démontré que dans des tricouches Pt|Co|AlO_x, il est possible d'atteindre des vitesses de déplacement de paroi de domaines très importantes (>400m/s). Ils ont expliqués ces fortes vitesses par l'absence d'instabilité de Walker pour les fortes densités de courant injectées, due à la stabilisation de la paroi par le terme « Field-Like » [103].

Composante « Damping-Like »

La présence d'une composante « Damping-Like » dans les matériaux ferromagnétiques a été mise en évidence par Miron *et al.* puis confirmée par Liu *et al.*, dans deux systèmes similaires de Pt|Co|AlO_x [104] [105]. Elle a été montrée dans des systèmes de Ta|CoFeB|MgO, où Liu *et al.* soulignent l'existence d'un angle de Hall extrêmement important (~15%) [106] ainsi que dans des systèmes à base de tungstène où les mêmes auteurs démontrent l'existence d'un angle de Hall encore plus important (~33%) [107]. L'amplitude des couples mesurés, trop importante

pour une contribution seule de l'effet Hall de spin, ainsi que la variation en fonction du recuit, ont amené Miron *et al.* à attribuer une partie de cette composante à l'effet Rashba dans le cobalt, sans exclure une contribution du SHE. Liu *et al.*, de leur côté, ont attribué cette composante au seul effet Hall de spin dans le platine, n'ayant pas mesuré de composante « Field-Like » dans ce système.

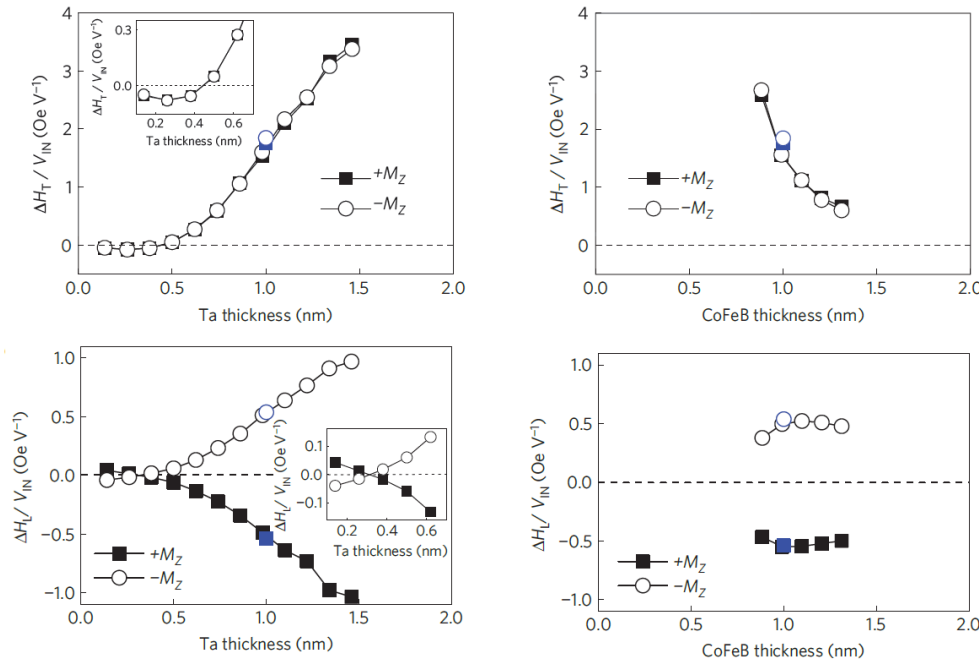


Figure 27 : SOTs dans un échantillon de Ta/CoFeB/MgO en fonction de l'épaisseur de Ta (gauche) et de CoFeB (droite). Composante « Field-like » (haut) et « Damping-like » (bas) [101].

Dans les systèmes à base de tantale, une étude en fonction des épaisseurs de matériaux a permis de démontrer une grande sensibilité des couples spin-orbite en fonction des épaisseurs de Ta et de CoFeB [108] (cf. Figure 16). Les auteurs ont tout d'abord attribué ces dépendances à la combinaison de l'effet Hall de spin dans le tantale et d'un effet Rashba à l'interface Ta/CoFeB.

Les mêmes auteurs ont poursuivi cette étude par des mesures en température. Ils ont montré que la composante « Damping-like » diminue avec la température alors que la composante « Field-like » augmente. De plus ces deux composantes ne saturent pas pour la même valeur d'épaisseur de la couche de tantale. Les auteurs ont développé un modèle simple basé sur l'effet Hall de spin dans le tantale qui semble être en accord avec leurs résultats [109]. Néanmoins les valeurs de « spin mixing conductance » sont inhabituelles. Elles sont tout d'abord faibles, ce qui peut s'expliquer par la géométrie de l'effet Hall de spin pour laquelle les électrons arrivent dans le métal magnétique avec des vecteurs d'onde non perpendiculaire à l'interface. Mais surtout, les valeurs des parties réelles et imaginaires sont toutes deux négatives et leurs amplitudes sont équivalentes. Une partie réelle négative est difficile à comprendre. Elle pourrait être le résultat d'un faible accord des bandes d'énergie à l'interface FM/NM ou encore d'un courant très important allant non pas de NM vers FM mais dans l'autre sens. Une autre possibilité est que ce comportement provienne

du transport dans le matériau ferromagnétique ou de l'existence d'un effet Rashba aux interfaces FM/NM et FM/Oxide. Quoiqu'il en soit l'explication reste encore parcellaire et la description au moyen d'un simple effet Hall de spin est loin d'être satisfaisante.

Pour conclure, on peut remarquer que la technique utilisée par Kim *et al.* permet d'obtenir une valeur quantitative précise de l'amplitude et de la direction des couples spin-orbite. C'est une technique intéressante car elle permet de mesurer les couples directement indépendamment des valeurs d'anisotropie effective. Après l'avoir présentée en détail dans le chapitre suivant, nous expliquerons comment son utilisation nous a permis d'étudier différents aspects des SOTs dans les systèmes à base de platine et de cobalt.

Chapitre III

Mesure quasi- statique des SOTs

Le précédent chapitre a permis de mettre en évidence les différentes composantes des SOTs par une analyse des symétries du système. A partir de ces résultats, une méthode de mesure quasi-statique des SOTs a été développée parallèlement par différents groupes de recherche.

Nous expliquerons en détail le fonctionnement de chacune des variantes possibles en insistant sur notre méthode d'analyse qui permet d'obtenir la valeur des SOTs pour chaque position de l'aimantation par une modification des méthodes existantes.

Une attention particulière sera alors accordée à la méthodologie de mesure utilisée, aux principales sources d'erreur possibles et aux procédures d'alignement permettant de les minimiser.

Afin de pouvoir comparer différents échantillons, les différentes méthodes de normalisation des SOTs seront aussi abordées.

1. Présentation générale

Une possibilité pour mesurer les caractéristiques des couples spin-orbite dans un matériau ferromagnétique est de comparer leur effet sur l'aimantation à l'effet d'un champ magnétique externe appliqué. Il s'agit alors de mesurer la déviation angulaire de l'aimantation lorsqu'un courant est injecté dans l'échantillon et qu'elle est soumise aux SOTs, et de la comparer à la déviation angulaire induite par un champ magnétique externe, généralement créé par un électro-aimant. A l'équilibre, i.e. sans courant et sans champ magnétique appliqués l'aimantation est alignée avec l'axe d'anisotropie de l'échantillon (perpendiculaire au plan des couches dans notre cas). Les SOTs engendrés par le courant injecté définissent un nouvel état d'équilibre pour l'aimantation dont la direction est orientée selon la somme vectorielle de tous les champs magnétiques présents dans le système. Soit :

$$\vec{M} \parallel \vec{H}_{eff} = \vec{H}_{anisotropie} + \vec{H}_{appliqué} + \vec{H}_{SOT}(I) \quad (70)$$

$\vec{H}_{anisotropie}$ est le champ magnétique équivalent de l'anisotropie magnétique effective de l'échantillon (aussi appelé \vec{H}_K). Il prend en compte à la fois l'anisotropie magnéto-cristalline et le champ démagnétisant de la structure en couche mince. Nous montrerons, dans la suite de ce chapitre, comment il peut être estimé dans les couches étudiées. $\vec{H}_{appliqué}$ représente le champ magnétique appliqué et qui sert de point de comparaison pour étalonner les SOTs. $\vec{H}_{SOT}(I)$ représente le champ magnétique équivalent, induit par le courant, aux SOTs. La position angulaire de l'aimantation est référencée dans un repère sphérique présenté Figure 28. La modification de l'angle θ , défini par rapport à l'axe d'anisotropie \vec{e}_z , est induite par le champ effectif total (sans courant ou champ appliqué on a $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{anisotropie}$ et $\theta = 0$).

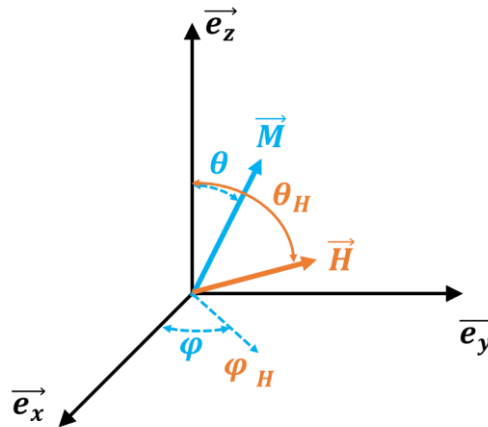


Figure 28 : Définition des angles déterminant la position de l'aimantation et du champ appliqué dans l'espace. θ et θ_H sont les angles respectivement de l'aimantation et du champ appliqué par rapport à la normale à la surface de l'échantillon (\vec{e}_z) qui est aussi l'axe d'anisotropie et φ et φ_H sont les angles respectivement de l'aimantation et du champ appliqué par rapport à la direction du courant appliqué (\vec{e}_x).

Pour évaluer l'amplitude de $\vec{H}_{SOT}(I)$ à un courant I donné il s'agit donc de comparer la déviation angulaire $\theta(\vec{H}_{SOT})$ créée sur l'aimantation par le courant injecté à la déviation angulaire $\theta(\vec{H}_{appliqué})$ créée par un champ $\vec{H}_{appliqué}$. Celui-ci est généralement dirigé avec un angle θ_H par rapport à la normale au plan de l'échantillon. Lorsque les deux déviations angulaires sont égales, le champ magnétique équivalent au SOT créé par le courant est égal au champ magnétique appliqué (Figure 29).

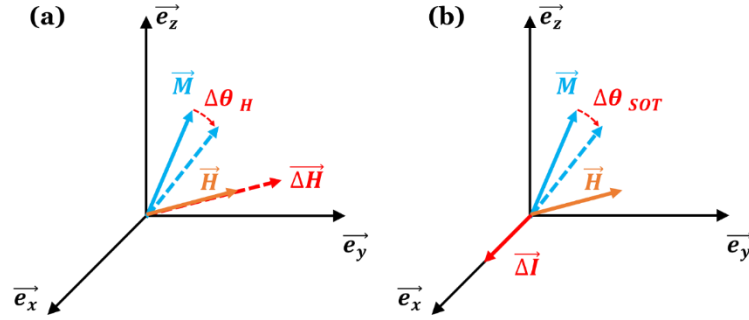


Figure 29 : Principe de mesure directe des SOT. Comparaison entre l'effet d'une variation de champ magnétique appliqué sur la position de l'aimantation (a) et l'effet d'un courant appliqué sur la position de l'aimantation (b).

La mesure de l'angle θ se fait par la mesure de la composante M_Z de l'aimantation grâce à l'effet Hall extraordinaire :

$$V_{AHE} = R_{AHE} \cos(\theta) I \quad (71)$$

L'angle θ peut donc être déterminé par une mesure de tension similairement à une mesure de Hall traditionnelle. Pour cela, des croix de matériau ferromagnétiques sont structurées afin de pouvoir injecter un courant dans une branche et de pouvoir mesurer la tension de Hall transverse aux bornes de l'autre branche.

En appliquant un champ magnétique externe $\vec{H}_{appliqué}$, et en négligeant les SOTs engendrés par le courant faible utilisé pour effectuer la mesure d'effet Hall extraordinaire, l'aimantation prend une position d'équilibre θ_0 mesurée par $V_{AHE} = R_{AHE} \cos(\theta_0) I$ et définie par la direction du champ magnétique effectif total $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{anisotropie} + \vec{H}_{appliqué}$.

Pour une petite variation $\vec{\Delta H}_{appliqué}$ du champ appliqué autour de cet équilibre, la déviation angulaire associée est mesurée par la déviation de la tension de Hall engendrée ΔV_{AHE} . En d'autres termes, la rotation de l'aimantation engendrée par une petite variation du champ magnétique appliqué peut être mesurée pour de nombreuses positions d'équilibre de l'aimantation θ_0 . Il suffit pour cela que $\vec{\Delta H}_{appliqué} \ll \vec{H}_{appliqué}$. Cette rotation est caractérisée par la variation du signal de Hall par rapport à la variation de champ magnétique appliqué autour de chaque position d'équilibre θ_0 . C'est-à-dire par le calcul de $\frac{\Delta V_{AHE}}{\Delta H_{appliqué}} = R_{AHE} I \frac{\Delta \cos(\theta)}{\Delta H_{appliqué}}$.

De façon pratique cela se mesure en effectuant une variation de champ magnétique entre H_{min} et H_{max} en un nombre N de points. Ces points sont référencés par un indice $n \leq N$ définissant des champs intermédiaires H_n . En faisant l'acquisition de la valeur de la tension de Hall $V_{AHE}(n)$ pour chaque n on obtient la position d'équilibre de l'aimantation pour un champ H_n donné. Autour de cette position d'équilibre donnée la modification de la position de l'aimantation due à une variation de champ $\Delta H_{appliqué} = \frac{H_{n+1} - H_{n-1}}{2}$ est donnée par $\Delta V_{AHE} = \frac{V_{AHE}(n+1) - V_{AHE}(n-1)}{2}$.

De même pour chaque champ magnétique appliqué, déterminant la position d'équilibre θ_0 de l'aimantation, il est possible de mesurer l'effet des SOTs en injectant un courant sinusoïdal $I = \Delta I \sin(\omega t)$ faisant osciller l'aimantation autour de cette position d'équilibre. La variation de signal induite $\frac{\Delta V_{AHE}}{\Delta I}$ peut être comparée au signal $\frac{\Delta V_{AHE}}{\Delta H_{appliqué}}$ mesurée précédemment pour obtenir l'amplitude de $\vec{H}_{SOT}(I)$ à chaque position d'équilibre θ_0 mesurée.

Comme vu précédemment la position θ_0 est déterminée par le champ appliqué mais aussi par la valeur du champ d'anisotropie de l'échantillon. Pour des fortes valeurs d'anisotropie le champ nécessaire pour tirer l'aimantation loin de la position $\theta_0 = 0$ doit être plus important. C'est une forte limitation à la mesure des SOTs pour toute les positions angulaires θ_0 , notamment celles proches de $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$.

Enfin, la détermination précise des SOTs nécessite de prendre en compte tous les facteurs de normalisation liés aux directions respectives de tous les champs magnétiques présents dans l'échantillon. Un calcul détaillé des signaux de Hall mesurés lorsque l'échantillon est soumis à un champ magnétique constant et un courant oscillant ainsi que le lien avec les SOTs présentés dans le chapitre précédent est nécessaire. Ce calcul sera accompagné dans la suite d'une procédure précisant les étapes pour arriver à la détermination des couples SOTs avec une précision suffisante.

2. Expression analytique des signaux mesurés

2.1. Position d'équilibre de l'aimantation

Soumise à un champ magnétique externe, l'aimantation dévie de sa position d'équilibre initiale définie par l'axe d'anisotropie. La nouvelle position d'équilibre est déterminée par la valeur du champ d'anisotropie mais aussi par l'amplitude et la direction du champ magnétique appliqué. En définissant la position de l'aimantation et celle du champ magnétique dans un repère sphérique tel que celui de la Figure 28 on a :

$$\vec{M} = M_s \begin{pmatrix} \sin(\theta) \cos(\varphi) \\ \sin(\theta) \sin(\varphi) \\ \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (72)$$

$$\vec{H} = \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} = H_{app} \begin{pmatrix} \sin(\theta_H) \cos(\varphi_H) \\ \sin(\theta_H) \sin(\varphi_H) \\ \cos(\theta_H) \end{pmatrix}$$

En prenant l'axe \vec{e}_z comme axe d'anisotropie perpendiculaire et avec l'hypothèse d'une anisotropie uniaxiale, on peut écrire l'énergie totale du système comme :

$$\begin{aligned} \mathfrak{E} &= -K_{eff} \cos^2(\theta) - \mu_0 \langle \vec{M} | \vec{H} \rangle \\ &= -K_{eff} \cos^2(\theta) - \mu_0 M_s H_{app} [\sin(\theta) \cos(\varphi) \sin(\theta_H) \cos(\varphi_H) \\ &\quad + \sin(\theta) \sin(\varphi) \sin(\theta_H) \sin(\varphi_H) + \cos(\theta) \cos(\theta_H)] \end{aligned} \quad (73)$$

La position d'équilibre est celle d'énergie minimale, donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial \theta} &= K_{eff} \sin(2\theta) \\ &\quad - \mu_0 M_s H_{app} (\cos(\theta) \sin(\theta_H) \cos(\varphi - \varphi_H) \\ &\quad - \sin(\theta) \cos(\theta_H)) = 0 \end{aligned} \quad (74)$$

$$\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial \varphi} = -\mu_0 M_s H_{app} \sin(\theta) \sin(\theta_H) \sin(\varphi - \varphi_H) = 0$$

Elle est donc déterminée par deux angles θ_0 et φ_0 solutions des relations précédentes. Il est par ailleurs facile de démontrer que la seconde équation équivaut à $\varphi_0 = \varphi_H$ et que la première équation se simplifie en :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial \theta} &= K_{eff} \sin(2\theta_0) - \mu_0 M_s H_{app} \sin(\theta_H - \theta_0) \\ &= K_{eff} \sin(2\theta_0) - \mu_0 M_s H_{\theta} = 0 \end{aligned} \quad (75)$$

Avec les composantes du champ appliqué dans la base sphérique associée à l'aimantation :

$$\vec{H}_{\theta} = H_{app} \sin(\theta_H - \theta_0) \vec{e}_{\theta} \quad (76)$$

Un courant appliqué dans l'échantillon engendre des couples magnétiques par le couplage spin-orbite (cf. chapitre précédent), et la position d'équilibre, décrite précédemment, est alors légèrement modifiée par les champs effectifs équivalents à ces couples spin-orbites ΔH_{θ} et ΔH_{φ} . Le champ ΔH_r aligné avec l'aimantation n'induit aucune modification de l'angle et $\frac{\delta \theta}{\delta H_r} = \frac{\delta \varphi}{\delta H_r} = 0$. Comme dans une base sphérique $\langle \vec{e}_{\theta} | \vec{e}_{\varphi} \rangle = 0$ on a $\frac{\delta \theta}{\delta H_{\varphi}} = \frac{\delta \varphi}{\delta H_{\theta}} = 0$.

Donc dans une approximation au premier ordre, les positions angulaires sont modifiées par :

$$\Delta\theta \cong \left. \frac{\delta\theta}{\delta H_\theta} \right|_{\theta_0} \Delta H_\theta \quad (77)$$

$$\Delta\varphi \cong \left. \frac{\delta\varphi}{\delta H_\varphi} \right|_{\varphi_0} \Delta H_\varphi$$

Pour des champs magnétiques liés aux couples spin-orbite oscillant en phase avec le courant : $\Delta H \propto \sin(\omega t)$, la déviation angulaire de l'aimantation à l'équilibre est aussi en phase avec le courant en première approximation et :

$$\theta \cong \theta_0 + \Delta\theta = \theta_0 + \Delta\theta_0 \sin(\omega t) \quad (78)$$

$$\varphi \cong \varphi_0 + \Delta\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi_0 \sin(\omega t)$$

Comme à l'équilibre $\varphi_0 = \theta_H$, on a d'après la Figure 30:

$$\delta H_\theta = \delta H_{app} \sin(\theta_H - \theta) \quad (79)$$

$$\delta H_\varphi = H_{app} \sin(\theta_H) \delta\varphi$$

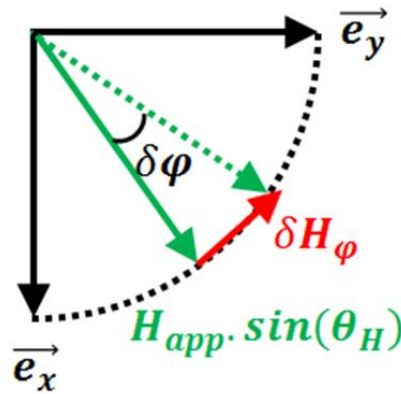


Figure 30 : Relation entre δH_φ et $\delta\varphi$.

Le lien entre les variations angulaires et les champs dus aux SOTs est alors donné par :

$$\Delta\theta \cong \left. \frac{\delta\theta}{\delta H_\theta} \right|_{\theta_0} \Delta H_\theta \cong \frac{\delta\theta}{\delta H_{app} \sin(\theta_H - \theta)} \Delta H_\theta \quad (80)$$

Et :

$$\Delta\varphi \cong \left. \frac{\delta\varphi}{\delta H_\varphi} \right|_{\varphi_0} \Delta H_\varphi \cong \frac{1}{H_{app} \sin(\theta_H)} \Delta H_\varphi \quad (81)$$

2.2. Expression de la tension de Hall

La tension transverse mesurée (tension de Hall) est principalement constituée de trois composantes : l'effet Hall « ordinaire », l'effet Hall « extraordinaire » (AHE) et l'effet Hall planaire (PHE), composante transverse de la magnétorésistance anistrophe (Anisotropic Magneto-Resistance, AMR).

$$\begin{aligned} V_H &= -\frac{\mu_0 H_Z}{nte} I + R_{AHE} \cos(\theta) I + R_{PHE} \sin^2(\theta) \sin(2\varphi) I \\ &= R_H I \end{aligned} \quad (82)$$

Où $-\frac{\mu_0 H_Z}{nte}$ est la résistance de l'effet Hall ordinaire, R_{AHE} est la résistance de l'effet Hall extraordinaire et R_{PHE} est la résistance de l'effet Hall planaire. L'Effet Hall classique peut généralement être négligé (à cause de la grande densité de porteurs dans les métaux) par rapport aux effets Hall extraordinaire et planaire liés à l'aimantation locale. Pour une variation d'aimantation liée aux couples spin-orbite et engendrant des modifications d'angle en phase avec le courant (cf. relation (80)) on obtient par un développement de Taylor autour de la position d'équilibre (θ_0, φ_0) :

$$\begin{aligned} R_H(\theta_0 + \Delta\theta, \varphi_0 + \Delta\varphi) &= R_H(\theta_0, \varphi_0) \\ &+ \Delta\theta \frac{dR_H(\theta_0, \varphi_0)}{d\theta} \\ &+ \Delta\varphi \frac{dR_H(\theta_0, \varphi_0)}{d\varphi} \end{aligned} \quad (83)$$

Comme $\Delta\theta = \Delta\theta_0 \sin(\omega t)$ et $\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 \sin(\omega t)$ on a :

$$\begin{aligned}
R_H(\theta_0 + \Delta\theta, \varphi_0 + \Delta\varphi) &= R_H(\theta_0, \varphi_0) \\
&+ \frac{dR_H(\theta_0, \varphi_0)}{d\theta} \Delta\theta_0 \sin(\omega t) \\
&+ \frac{dR_H(\theta_0, \varphi_0)}{d\varphi} \Delta\varphi_0 \sin(\omega t) \\
&= R_H(\theta_0, \varphi_0) \\
&+ \frac{dR_H(\theta_0, \varphi_0)}{d\theta} \Delta\theta_0 \sin(\omega t) \\
&+ 2R_{PHE} \sin^2(\theta_0) \cos(2\varphi_0) \Delta\varphi_0 \sin(\omega t)
\end{aligned} \tag{84}$$

Et la tension de Hall peut s'exprimer :

$$\begin{aligned}
V_H &= R_H I = R_H I_0 \sin(\omega t) \\
&= R_H(\theta_0, \varphi_0) I_0 \sin(\omega t) \\
&+ I_0 \sin^2(\omega t) \left[\Delta\theta_0 \frac{dR_H(\theta_0, \varphi_0)}{d\theta} + 2R_{PHE} \sin^2(\theta_0) \cos(2\varphi_0) \Delta\varphi_0 \right] \\
&= R_H(\theta_0, \varphi_0) I_0 \sin(\omega t) + I_0 \left(\frac{1 - \cos(2\omega t)}{2} \right) \left[\Delta\theta_0 \frac{dR_H(\theta_0, \varphi_0)}{d\theta} \right. \\
&\quad \left. + 2R_{PHE} \sin^2(\theta_0) \cos(2\varphi_0) \Delta\varphi_0 \right] \\
&= I_0 (R_0 + R_f \sin(\omega t) + R_{2f} \cos(2\omega t))
\end{aligned} \tag{85}$$

Avec :

$$\begin{cases}
R_0 = \frac{1}{2} \left[\Delta\theta \frac{dR_H(\theta, \varphi)}{d\theta} + 2R_{PHE} \sin^2(\theta) \cos(2\varphi) \Delta\varphi \right] \\
R_f = R_H(\theta, \varphi) = R_{AHE} \cos(\theta) + R_{PHE} \sin^2(\theta) \sin(2\varphi) \\
R_{2f} = -\frac{1}{2} \left[\Delta\theta \frac{dR_H(\theta, \varphi)}{d\theta} + 2R_{PHE} \sin^2(\theta) \cos(2\varphi) \Delta\varphi \right]
\end{cases} \tag{86}$$

La tension de Hall est donc la somme de trois composantes : un terme continu R_0 dépendant des SOTs, un terme fondamental R_f indépendant des SOTs et déterminant

la position d'équilibre (θ_0, φ_0) de l'aimantation et un terme harmonique de fréquence double R_{2f} déphasé de $\frac{\pi}{2}$ dépendant de la position d'équilibre de l'aimantation et des SOTs au travers de $\Delta\theta_0$ et de $\Delta\varphi_0$. En remarquant que :

$$\frac{dR_H(\theta, \varphi)}{d\theta} = \frac{dR_f}{d\theta} = \frac{dR_f}{dH_{app}} \frac{\delta H_{app}}{\delta\theta} \quad (87)$$

Et en remplaçant les équations (80) et (81) dans le premier harmonique de l'équation (86) on obtient une expression générale du premier harmonique:

$$R_{2f} = -\frac{1}{2} \frac{dR_f}{dH_{app}} \frac{1}{\sin(\theta_H - \theta)} \Delta H_\theta - \frac{R_{PHE} \sin^2(\theta) \cos(2\varphi)}{H_{app} \sin(\theta_H)} \Delta H_\varphi \quad (88)$$

2.3. Intégration de ΔH_θ et ΔH_φ

Au chapitre II l'étude des symétries du système avait permis de mettre en évidence deux couples distincts agissant sur l'aimantation et pouvant être dus au couplage spin-orbite:

$$\vec{B}^{\parallel}(\theta, \varphi) = \cos(\varphi) (A_0^\varphi + A_2^\varphi \sin^2(\theta) + A_4^\varphi \sin^4(\theta) + \dots) \vec{e}_\theta - \sin(\varphi) \cos(\theta) (A_0^\theta + B_2^\theta \sin^2(\theta) + B_4^\theta \sin^4(\theta) + \dots) \vec{e}_\varphi \quad (89)$$

Et :

$$\vec{B}^{\perp}(\theta, \varphi) = -\cos(\varphi) (A_0^\theta + A_2^\theta \sin^2(\theta) + A_4^\theta \sin^4(\theta) + \dots) \vec{e}_\varphi - \sin(\varphi) \cos(\theta) (A_0^\varphi - B_2^\varphi \sin^2(\theta) - B_4^\varphi \sin^4(\theta) - \dots) \vec{e}_\theta \quad (90)$$

Ils peuvent être remis sous la forme de deux composantes ΔH_θ et ΔH_φ telles que

$\vec{B}^{\perp} + \vec{B}^{\parallel} = \Delta H_\theta \vec{e}_\theta + \Delta H_\varphi \vec{e}_\varphi$. On a ainsi :

$$\Delta H_\theta = \cos(\varphi) (A_0^\varphi + A_2^\varphi \sin^2(\theta) + A_4^\varphi \sin^4(\theta) + \dots) - \sin(\varphi) \cos(\theta) (A_0^\theta - B_2^\theta \sin^2(\theta) - B_4^\theta \sin^4(\theta) - \dots) \quad (91)$$

$$\Delta H_\varphi = -\cos(\varphi) (A_0^\theta + A_2^\theta \sin^2(\theta) + A_4^\theta \sin^4(\theta) + \dots) - \sin(\varphi) \cos(\theta) (A_0^\varphi + B_2^\varphi \sin^2(\theta) + B_4^\varphi \sin^4(\theta) + \dots) \quad (92)$$

En remplaçant dans l'équation (88) on obtient une équation générale pour la composante harmonique :

$$R_{2f} = -\frac{1}{2} \frac{dR_f}{dH_{app}} \frac{1}{\sin(\theta_H - \theta)} [T_D^\theta \cos(\varphi) - T_F^\theta \sin(\varphi) \cos(\theta)] - \frac{R_{PHE} \sin^2(\theta) \cos(2\varphi)}{H_{app} \sin(\theta_H)} [-T_F^\varphi \cos(\varphi) - T_D^\varphi \sin(\varphi) \cos(\theta)] \quad (93)$$

Ceci, en définissant :

$$\begin{aligned} T_D^\theta &= A_0^\theta + A_2^\theta \sin^2(\theta) + A_4^\theta \sin^4(\theta) + \dots \\ T_F^\theta &= A_0^\theta - B_2^\theta \sin^2(\theta) - B_4^\theta \sin^4(\theta) - \dots \\ T_D^\varphi &= A_0^\varphi + B_2^\varphi \sin^2(\theta) + B_4^\varphi \sin^4(\theta) + \dots \\ T_F^\varphi &= A_0^\varphi + A_2^\varphi \sin^2(\theta) + A_4^\varphi \sin^4(\theta) + \dots \end{aligned}$$

De telle façon que la composante « damping-like » soit donnée par :

$$\vec{B}^\parallel(\theta, \varphi) = T_D^\theta \cos(\varphi) \vec{e}_\theta - T_F^\theta \sin(\varphi) \cos(\theta) \vec{e}_\varphi \quad (94)$$

Et la composante « field-like » par :

$$\vec{B}^\perp(\theta, \varphi) = -T_F^\varphi \cos(\varphi) \vec{e}_\varphi - T_D^\varphi \sin(\varphi) \cos(\theta) \vec{e}_\theta \quad (95)$$

Une courbe de premier harmonique R_{2f} possède donc quatre inconnues $T_D^\theta, T_F^\theta, T_D^\varphi$ et T_F^φ .

3. Détection expérimentale du terme constant

3.1. Expression du terme constant

Afin de déterminer la partie constante des SOTs, la première possibilité est de résoudre les équations (74) afin de déterminer les positions d'équilibre de l'aimantation. Ceci est simplifié pour un champ appliqué perpendiculairement à l'axe d'anisotropie ($\theta_H = \frac{\pi}{2}$) et soit parallèle soit perpendiculaire au courant appliqué ($\varphi_H = 0$ ou $\frac{\pi}{2}$), et en considérant des faibles déviations angulaires de θ autour de 0. Dans une telle hypothèse on peut écrire d'après l'équation (75) :

$$2K_{eff} \sin(\theta) - \mu_0 M_s H_{app} = 0 \quad (96)$$

Cette relation n'est vrai que pour $\theta \neq \frac{\pi}{2}$, propriété vérifiée nécessairement par l'hypothèse initiale que $\theta \sim 0$.

On a donc :

$$\cos(\theta) = \sqrt{1 - \left(\frac{\mu_0 M_s H_{app}}{2K_{eff}}\right)^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{H_{app}}{H_K}\right)^2} \quad (97)$$

Avec $H_K = \frac{2K_{eff}}{\mu_0 M_s}$ le champ effectif d'anisotropie. Par ailleurs supposer que $\theta \sim 0$ est équivalent à imposer que $H_{app} \ll H_K$ et donc :

$$R_f = R_{AHE} \cos(\theta) = R_{AHE} \sqrt{1 - \left(\frac{H_{app}}{H_K}\right)^2} \cong R_{AHE} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{H_{app}}{H_K}\right)^2\right) \quad (98)$$

Le terme fondamental, présentant la même valeur pour $\varphi=0^\circ$ et $\varphi=90^\circ$, peut donc être approximé par une parabole :

$$R_f = R_{AHE} - a H_{app}^2 \quad (99)$$

Avec $a = \frac{1}{2} \frac{R_{AHE}}{H_K^2}$ la composante d'ordre 2. Ce qui donne aussi:

$$\frac{d^2 R_f}{dH_{app}^2} = -2a = -\frac{R_{AHE}}{H_K^2} \quad (100)$$

A $\varphi_H = 0$ ou $\frac{\pi}{2}$, le premier harmonique vaut quant à lui :

$$\begin{aligned} R_{2f}^{0^\circ} &= -\frac{1}{2} \frac{dR_f}{dH_{app}} \frac{A_0^\varphi}{\cos(\theta_0)} + \frac{R_{PHE} \sin^2(\theta_0)}{H_{app}} A_0^\theta \\ &\cong -\frac{1}{2} \frac{dR_f}{dH_{app}} A_0^\varphi + \frac{R_{PHE}}{H_K^2} H_{app} A_0^\theta \end{aligned} \quad (101)$$

$$\begin{aligned} R_{2f}^{90^\circ} &= +\frac{1}{2} \frac{dR_f}{dH_{app}} A_0^\theta - \frac{R_{PHE} \sin^2(\theta_0)}{H_{app}} A_0^\varphi \\ &\cong +\frac{1}{2} \frac{dR_f}{dH_{app}} A_0^\theta - \frac{R_{PHE}}{H_K^2} H_{app} A_0^\varphi \end{aligned} \quad (102)$$

On remarque que dans ces deux configurations on obtient, d'après les équations (100), (101) et (102), la linéarité du premier harmonique par rapport au champ appliqué:

$$R_{2f}^{0^\circ/90^\circ} \cong \left(\mp a A_0^\varphi \pm \frac{R_{PHE}}{H_K^2} A_0^\theta \right) H_{app} \quad (103)$$

Ce qui peut aussi s'écrire sous la forme :

$$\frac{dR_{2f}^{0^\circ}}{dH_{app}} = -\frac{1}{2} \frac{d^2R_f}{dH_{app}^2} A_0^\varphi + \frac{R_{PHE}}{H_K^2} A_0^\theta \quad (104)$$

$$\frac{dR_{2f}^{90^\circ}}{dH_{app}} = +\frac{1}{2} \frac{d^2R_f}{dH_{app}^2} A_0^\theta - \frac{R_{PHE}}{H_K^2} A_0^\varphi \quad (105)$$

Ces deux équations forment un système linéaire couplé qui peut se mettre sous forme matricielle afin d'être résolu :

$$\begin{bmatrix} \frac{dR_{2f}^{0^\circ}}{dH_{app}} \\ \frac{dR_{2f}^{90^\circ}}{dH_{app}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{2} \frac{d^2R_f}{dH_{app}^2} & \frac{R_{PHE}}{H_K^2} \\ -\frac{R_{PHE}}{H_K^2} & +\frac{1}{2} \frac{d^2R_f}{dH_{app}^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0^\varphi \\ A_0^\theta \end{bmatrix} \quad (106)$$

L'inversion de la matrice donne :

$$\begin{bmatrix} A_0^\varphi \\ A_0^\theta \end{bmatrix} = \frac{1}{\left(\frac{1}{2} \frac{d^2R_f}{dH_{app}^2}\right)^2 1 - \eta^2} \begin{bmatrix} -\frac{1}{2} \frac{d^2R_f}{dH_{app}^2} & \frac{R_{PHE}}{H_K^2} \\ -\frac{R_{PHE}}{H_K^2} & +\frac{1}{2} \frac{d^2R_f}{dH_{app}^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{dR_{2f}^{0^\circ}}{dH_{app}} \\ \frac{dR_{2f}^{90^\circ}}{dH_{app}} \end{bmatrix} \quad (107)$$

Soit :

$$A_0^\varphi = \frac{\xi_0 + 2 \frac{R_{PHE}}{R_{AHE}} \xi_{90}}{1 - 4 \left(\frac{R_{PHE}}{R_{AHE}}\right)^2} \quad (108)$$

$$A_0^\theta = \frac{\xi_{90} + 2 \frac{R_{PHE}}{R_{AHE}} \xi_0}{1 - 4 \left(\frac{R_{PHE}}{R_{AHE}}\right)^2}$$

Avec :

$$\eta = \frac{\frac{R_{PHE}}{H_K^2}}{\frac{1}{2} \frac{d^2R_f}{dH_{app}^2}} = -2 \frac{R_{PHE}}{R_{AHE}} \quad (109)$$

Et ξ_0 et ξ_{90} les champs SOTs effectifs avec un effet Hall planaire supposé nul:

$$\xi_0 = -2 \frac{\frac{dR_{2f}^{0^\circ}}{dH_{app}}}{\frac{d^2R_f}{dH_{app}^2}} \quad (110)$$

$$\xi_{90} = 2 \frac{\frac{dR_{2f}^{90^\circ}}{dH_{app}}}{\frac{d^2R_f}{dH_{app}^2}} \quad (111)$$

Ces expressions sont analogues à celles obtenues par Hayashi *et al.* [110].

Pour calculer les parties constantes des SOT il suffit donc de mesurer la dérivée d'ordre 1 du terme harmonique et la dérivée d'ordre 2 du terme fondamental pour des petits champs appliqués à $\varphi_H = 0$ et $\frac{\pi}{2}$ avec $\theta_H = \frac{\pi}{2}$. La parabolicité du terme fondamental et la linéarité du premier harmonique dans de telles conditions simplifient l'analyse des données. Expérimentalement, il suffit d'effectuer un ajustement polynomial d'ordre 2 sur le terme fondamental et un ajustement linéaire sur le terme harmonique afin d'obtenir directement les valeurs de $\frac{dR_{2f}^{0^\circ}}{dH_{app}}$ et de $\frac{d^2R_f}{dH_{app}^2} = -2a$ via les coefficients polynomiaux.

3.2. Test de la méthode

Afin de tester cette méthode d'analyse une version du programme « Macrospin »³ utilisée et fournie par nos collaborateurs Garello *et al.* [66] a été modifiée afin de pouvoir créer artificiellement des signaux de Hall associés à des SOTs possédant tout type de composantes T_D^θ , T_F^θ , T_D^φ et T_F^φ choisies arbitrairement (exemple en Figure 31). Il s'agit de résoudre numériquement les équations de minimisation de l'énergie en prenant en compte le champ d'anisotropie, le champ magnétique externe appliqué, et les quatre composantes de SOTs pour en déduire les angles d'équilibre de l'aimantation pour différentes valeurs de courant appliqué. La tension de Hall est alors reconstituée pour chaque point de courant appliqué et les signaux harmoniques sont extraits via un algorithme de transformée de Fourier rapide sur le l'ensemble des points mis bout à bout.

Les signaux harmoniques pour 4 angles φ différents (0° , 90° , 60° , 30°) et pour des champs magnétiques appliqués variant entre -7 kOe et 7 kOe ont été simulés pour un échantillon possédant un champ d'anisotropie de 6 kOe. La résistance de Hall extraordinaire vaut 0.5 Ω et la résistance de Hall planaire vaut 0.1 Ω .

³ Un programme de simulation Macrospin étudie les variations d'un système magnétique soumis à des excitations externes (champ magnétique, SOT, température...) et dont l'aimantation est supposée uniforme dans l'espace. Elle est alors approximée par un moment unique macroscopique appelé Macrospin.

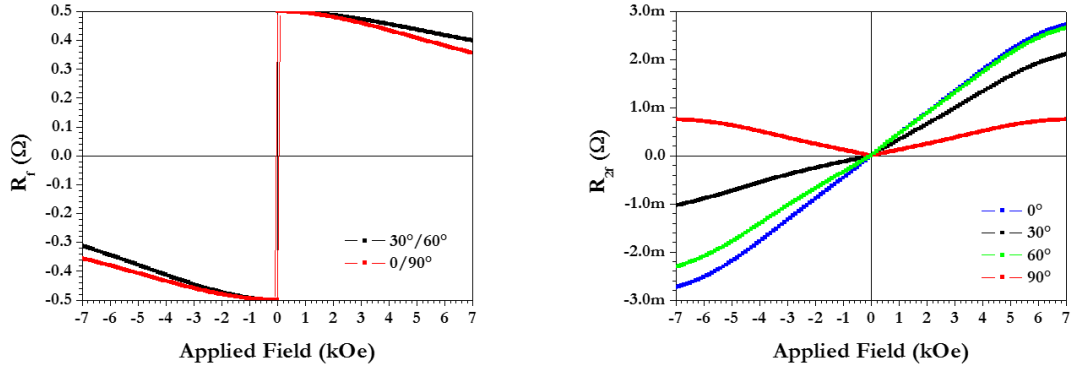


Figure 31 : Exemples de signaux harmoniques créés par le programme de simulation. Le premier graphique correspond au terme fondamental (en rouge pour les simulations à 0° et 90° et en noir pour les simulations à 30° et 60°). Le second graphique présente le premier harmonique pour les simulations à 90° (rouge), 60° (vert), 30° (noir) et 0° (bleu).

Les composantes angulaires pour les simulations ont été fixées dans des ordres de grandeur vraisemblables et avec l'angle θ_H du champ appliqué fixé à 90° :

$$\begin{aligned}
 T_D^\theta &= 50 + 20\sin^2(\theta) + 10\sin^4(\theta) \\
 T_F^\theta &= 30 + 10\sin^2(\theta) + 10\sin^4(\theta) \\
 T_D^\varphi &= 50 + 30\sin^2(\theta) + 5\sin^4(\theta) \\
 T_F^\varphi &= 30 + 20\sin^2(\theta) + 25\sin^4(\theta)
 \end{aligned}
 \tag{112}$$

L'objectif est donc maintenant de déterminer les paramètres constants $A_0^\varphi = 50 \text{ Oe}$ et $A_0^\theta = 30 \text{ Oe}$ en utilisant la méthode présentée ci-dessus et en se servant des signaux simulés à 0° et 90° . La Figure 32 présente les signaux harmoniques créés et les ajustements polynomiaux effectués.

En utilisant cette procédure et les valeurs des coefficients polynomiaux extraits de la Figure 32 on estime : $\xi_0 = 20.30 \text{ Oe}$ et $\xi_{90} = 5.00 \text{ Oe}$.

Soit :

$$\begin{aligned}
 A_0^\varphi &= 53.1 \text{ Oe} \\
 A_0^\theta &= 31.2 \text{ Oe}
 \end{aligned}
 \tag{113}$$

On remarque par ailleurs que pour $a = 7.0509 \text{ n}\Omega \cdot \text{Oe}^{-2}$ on obtient une mesure du champ d'anisotropie en utilisant la relation (100). Il est estimé à $H_K = 5954 \text{ Oe}$. La valeur théorique utilisée pour la simulation macrospin de 6000 Oe donnerait un coefficient $a = 6.9444 \text{ n}\Omega \cdot \text{Oe}^{-2}$. En utilisant cette valeur on ne peut néanmoins pas corriger l'erreur relative et retrouver les valeurs de 50 Oe et 30 Oe utilisées pour la simulation. L'écart entre les valeurs théoriques et les valeurs extraites est

vraisemblablement lié à l'approximation du terme fondamental par un polynôme d'ordre 2 et non par un cercle.

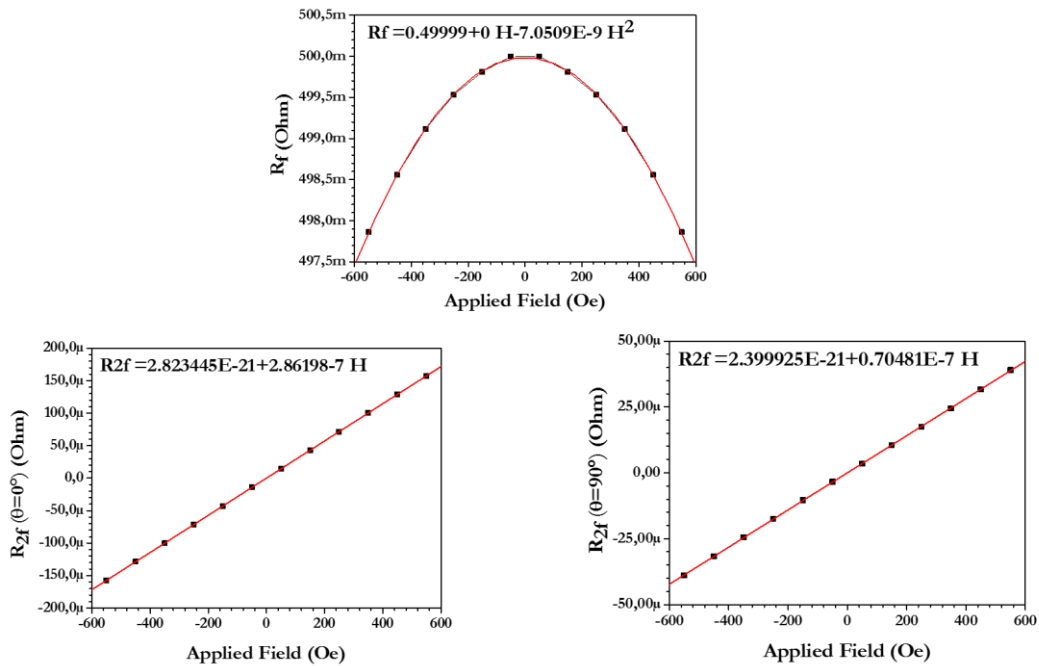


Figure 32 : (en haut) : Terme fondamental issu d'une simulation macrospin (en noir) et l'ajustement polynomial d'ordre 2 associé (en rouge). Premiers harmoniques à 90° (en bas à gauche) et à 0° (en bas à droite) et les ajustements polynomiaux d'ordre 1 associés (en rouge).

Cette technique a l'avantage de ne pas nécessiter de champ magnétique fort car on reste autour de $\theta \sim 0^\circ$ et est extrêmement rapide. Cependant elle ne permet pas d'obtenir la dépendance angulaire des SOTs mais juste les composantes constantes. De plus elle est extrêmement sensible à la précision de l'ajustement effectué. Il est nécessaire de bien contrôler la précision de cet ajustement et de limiter le nombre de points qui s'écartent de $\theta = 0$. En effet cette technique repose sur l'approximation que l'aimantation s'écarte très peu de son axe d'anisotropie et des points trop « éloignés » de cette condition contiennent une dépendance angulaire qui peut fausser l'ajustement et la valeur des termes constants. Dans l'analyse de nos simulations, cette technique a tendance à surestimer légèrement les valeurs constantes des SOTs (respectivement 6% et 4% dans ce cas particulier).

4. Mesure expérimentale de la dépendance angulaire

4.1. Présentation de la méthode

Afin de mesurer les dépendances angulaires, Garello *et al.* [66] ont implémenté une méthode d'analyse des signaux harmoniques similaire mais prenant en compte toutes les valeurs des angles θ . Ils utilisent ainsi l'intégralité des valeurs de R_f et R_{2f} mesurées

pour chaque champ appliqué sans se limiter à des valeurs autour de $\theta \sim 0^\circ$. Leur analyse des symétries du système, présentée au chapitre précédent, leur a permis de déterminer les dépendances angulaires autorisées des composantes « Field-Like » et « Damping-Like » avec l'hypothèse d'une brisure de symétrie d'inversion le long de l'axe e_z . Ils ont en outre fait l'hypothèse, que les composantes des SOTs portées par e_φ n'ont pas de dépendance angulaire en puissance de $\sin^2(\theta)$. Soit :

$$\begin{aligned} T_D^\theta &= A_0^\varphi + A_2^\varphi \sin^2(\theta) + A_4^\varphi \sin^4(\theta) + \dots \\ T_F^\theta &= A_0^\theta - B_2^\varphi \sin^2(\theta) - B_4^\varphi \sin^4(\theta) - \dots \\ T_D^\varphi &= A_0^\varphi \\ T_F^\varphi &= A_0^\theta \end{aligned} \quad (114)$$

Sous ces conditions, le système ne possède que 2 inconnues : $A_0^\varphi + A_2^\varphi \sin^2(\theta) + A_4^\varphi \sin^4(\theta) + \dots$ et $A_0^\theta - B_2^\varphi \sin^2(\theta) - B_4^\varphi \sin^4(\theta) - \dots$. Afin de les déterminer, des mesures ont été effectuées à $\varphi_H = 0^\circ$ et $\varphi_H = 90^\circ$. Garello *et al.* utilisent une procédure récursive pour séparer les effets provenant de l'effet Hall planaire de ceux provenant de l'effet Hall extraordinaire. On peut démontrer qu'une telle procédure revient à réinjecter les composantes constantes, calculées soit par une méthode matricielle telle qu'au paragraphe précédent soit par limite d'une suite géométrique (similairement à une procédure itérative manuelle). Le calcul des composantes constantes donne alors de façon équivalente :

$$A_0^\varphi = \frac{-R_{2f}^{0^\circ} + \eta R_{2f}^{90^\circ}}{A(1 - \eta^2)} \quad (115)$$

$$A_0^\theta = \frac{R_{2f}^{90^\circ} - \eta R_{2f}^{0^\circ}}{A(1 - \eta^2)} \quad (116)$$

Avec : $A = \frac{1}{2} \frac{1}{\sin(\theta_H - \theta)} \frac{\delta R_f}{\delta H_{app}}$ et $B = \frac{R_{PHE} \sin^2(\theta)}{H_{app} \sin(\theta_H)}$ et $\eta = \frac{B}{A}$. En réinjectant dans les expressions des premiers harmoniques on a :

$$A_0^\varphi + A_2^\varphi \sin^2(\theta) + A_4^\varphi \sin^4(\theta) + \dots = \frac{R_{2f}^{0^\circ} - \frac{R_{PHE} \sin^2(\theta)}{H_{app} \sin(\theta_H)} A_0^\theta}{-\frac{1}{2} \frac{dR_f}{dH_{app}} \frac{1}{\sin(\theta_H - \theta)}} \quad (117)$$

$$A_0^\theta - B_2^\varphi \sin^2(\theta) - B_4^\varphi \sin^4(\theta) - \dots = \frac{R_{2f}^{90^\circ} + \frac{R_{PHE} \sin^2(\theta)}{H_{app} \sin(\theta_H)} A_0^\varphi}{\frac{1}{2} \frac{dR_f}{dH_{app}} \frac{1}{\sin(\theta_H - \theta)}} \quad (118)$$

4.2. Limitations de la méthode

Néanmoins cette analyse n'est valide que dans certains cas très précis. Il est nécessaire que la dépendance angulaire soit nulle sur les composantes portées par e_φ sinon il est impossible de déterminer sans erreur les dépendances angulaires. Il est aussi nécessaire que $\eta \neq 1$ quel que soit θ sinon le système n'est pas soluble et une divergence de la dépendance angulaire calculée apparaît. Sa fiabilité peut être testée en utilisant des simulations similaires à celles utilisées précédemment. Seul l'angle du champ appliqué est modifié à $\theta_H=70^\circ$, les autres paramètres restant similaires :

$$\begin{aligned}
 T_D^\theta &= 50 + 20\sin^2(\theta) + 10\sin^4(\theta) \\
 T_F^\theta &= 30 + 10\sin^2(\theta) + 10\sin^4(\theta) \\
 T_D^\varphi &= 50 + 30\sin^2(\theta) + 5\sin^4(\theta) \\
 T_F^\varphi &= 30 + 20\sin^2(\theta) + 25\sin^4(\theta)
 \end{aligned}
 \tag{119}$$

Les composantes des SOTs présentés sur la Figure 33 en fonction de $\sin^2(\theta)$.

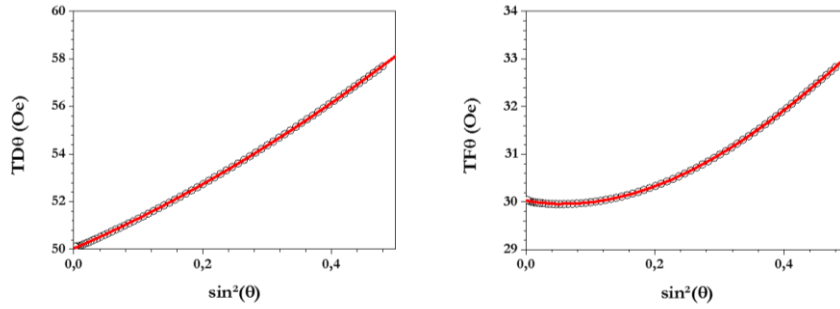


Figure 33 : SOTs extraits par une méthode négligeant les dépendances angulaires sur e_φ . Les courbes extraites sont représentées par les cercles ouverts et un ajustement polynomial (en rouge) a été effectué sur chaque courbe.

Dans le cas que nous avons choisi ici, qui présente les dépendances angulaires sur e_θ et e_φ , cette méthode d'analyse, qui néglige la dépendance angulaire sur e_φ , ne peut pas fournir les dépendances angulaires correctes sur e_θ . Ainsi la dépendance angulaire non évaluée sur e_φ fausse celle extraite sur e_θ :

$$\begin{aligned}
 T_D^\theta &= 50.03 + 11.80\sin^2(\theta) + 8.77\sin^4(\theta) \\
 T_F^\theta &= 30.02 + 2.29\sin^2(\theta) + 20.79\sin^4(\theta) - \dots \\
 T_D^\varphi &= 50.03 \\
 T_F^\varphi &= 30.02
 \end{aligned}$$

Par ailleurs la dépendance angulaire de T_F^θ n'est ajustée de façon optimale qu'en utilisant un polynôme d'ordre 3, soit une dépendance angulaire en $\sin^6(\theta)$ inexistante dans les données simulées. De fait, les dépendances angulaires sur e_φ ne peuvent être analysées puisque supposées nulles. Néanmoins, on obtient une très bonne estimation des composantes constantes des SOTs à 50.03 et 30.03 Oe.

4.3. Cas particulier $R_{AHE} \gg R_{PHE}$

Ceci dit, dans le cas où l'effet Hall planaire est faible comparé à l'effet Hall extraordinaire on obtient une assez bonne approximation des valeurs des composantes. Cela tient essentiellement au fait que la composante suivant e_φ , qui est affecte le signal harmonique mesuré via l'effet Hall planaire, devient négligeable devant la composante suivant e_θ , qui affecte le signal mesuré via l'effet Hall extraordinaire. Il faut néanmoins remarquer que ceci n'est vrai qu'à la condition que la dépendance angulaire suivant e_θ ne soit pas négligeable devant la composante suivant e_φ . Une nouvelle simulation « Macrospin » a été réalisée avec tous les paramètres précédents conservés sauf la résistance de Hall planaire, qui a été divisée par 10. Les résultats de l'analyse sont présentés Figure 34.

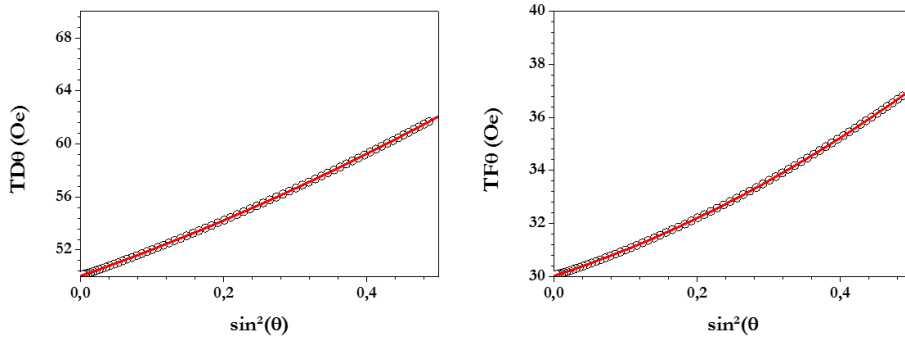


Figure 34 : Résultats de l'analyse des SOTs dans le cas où l'effet Hall planaire vaut 2% de l'effet Hall extraordinaire. Les courbes brutes sont représentées par les cercles ouverts et un ajustement polynomial (en rouge) a été effectué sur chaque courbe.

Les coefficients issus de l'ajustement polynomial sont :

$$T_D^\theta = 50.03 + 18.96\sin^2(\theta) + 10.25\sin^4(\theta)$$

$$T_F^\theta = 30.02 + 8.78\sin^2(\theta) + 10.68\sin^4(\theta) - \dots$$

$$T_D^\varphi = 50.03$$

$$T_F^\varphi = 30.02$$

Soit une erreur maximale d'environ 12% sur les coefficients de dépendance angulaire. Dans le cas particulier où seule la composante sur e_θ possède une composante

angulaire, l'ajustement polynomial des courbes permet de déterminer avec précision les valeurs et les dépendances angulaires des SOTs (cf. Figure 35).

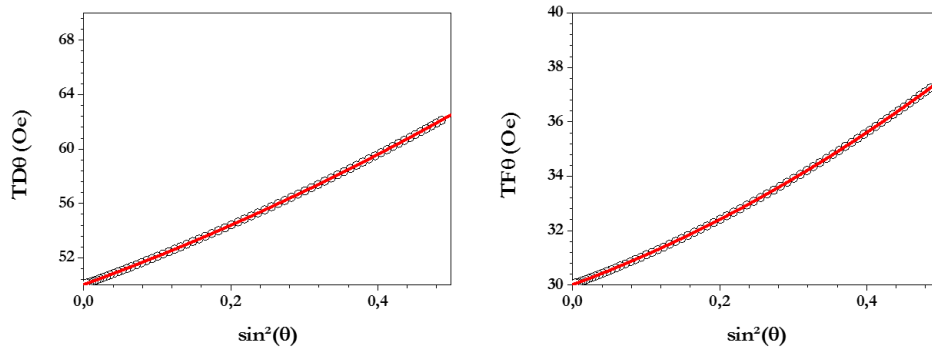


Figure 35 : Ajustement linéaire (en rouge) de courbes analysées (cercles ouverts) pour des SOTs avec une dépendance angulaire uniquement portée sur e_θ .

Les coefficients issus de l'ajustement polynomial sont alors:

$$T_D^\theta = 50.03 + 19.80\sin^2(\theta) + 10.34\sin^4(\theta)$$

$$T_F^\theta = 30.02 + 9.94\sin^2(\theta) + 10.11\sin^4(\theta) - \dots$$

$$T_D^\varphi = 50.03$$

$$T_F^\varphi = 30.02$$

Soit moins de 4% d'erreur pour chaque coefficient. Néanmoins ceci ne reste qu'un cas particulier. Il faut donc compléter cette technique de mesure afin de vérifier si l'hypothèse initiale d'absence de dépendance angulaire sur e_φ est validée dans des échantillons réels. Il est alors nécessaire d'être dans la capacité de mesurer l'intégralité des composantes des SOTs, i.e. compléter cette technique de mesure afin d'obtenir l'intégralité des dépendances angulaires à la fois sur e_θ et sur e_φ .

5. Corrections à la mesure expérimentale

Afin de déterminer l'intégralité des composantes des SOTs il est nécessaire de modifier légèrement la méthode d'analyse. Les quatre inconnues T_D^θ , T_F^θ , T_D^φ et T_F^φ ne peuvent être déterminées de façon certaine et sans approximation qu'à travers la mesure de quatre courbes harmoniques à quatre angles différents de façon à obtenir un système d'équation non équivalentes.

La détermination des SOTs peut alors être faite par la résolution d'un système linéaire de quatre équations :

$$\begin{bmatrix} R_{2f}^1 \\ R_{2f}^2 \\ R_{2f}^3 \\ R_{2f}^4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_1 & \beta_1 & \gamma_1 & \delta_1 \\ \alpha_2 & \beta_2 & \gamma_2 & \delta_2 \\ \alpha_3 & \beta_3 & \gamma_3 & \delta_3 \\ \alpha_4 & \beta_4 & \gamma_4 & \delta_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_D^\theta \\ T_D^\varphi \\ T_F^\varphi \\ T_F^\theta \end{bmatrix} = \mathcal{M} \begin{bmatrix} T_D^\theta \\ T_D^\varphi \\ T_F^\varphi \\ T_F^\theta \end{bmatrix} \quad (120)$$

Avec :

$$\begin{aligned} \alpha_{i=1,2,3,4} &= -\frac{1}{2} \frac{dR_f^i}{dH_{app}} \frac{1}{\sin(\theta_H - \theta)} \cos(\varphi_i) \\ \beta_{i=1,2,3,4} &= \frac{1}{2} \frac{dR_f^i}{dH_{app}} \frac{1}{\sin(\theta_H - \theta)} \sin(\varphi_i) \cos(\theta) \\ \gamma_{i=1,2,3,4} &= \frac{R_{PHE} \sin^2(\theta) \cos(2\varphi_i)}{H_{app} \sin(\theta_H)} \cos(\varphi_i) \\ \delta_{i=1,2,3,4} &= \frac{R_{PHE} \sin^2(\theta) \cos(2\varphi_i)}{H_{app} \sin(\theta_H)} \sin(\varphi_i) \cos(\theta) \end{aligned}$$

Les composantes des SOTs sont donc données par :

$$\begin{bmatrix} T_D^\theta \\ T_D^\varphi \\ T_F^\varphi \\ T_F^\theta \end{bmatrix} = \mathcal{M}^{-1} \begin{bmatrix} R_{2f}^1 \\ R_{2f}^2 \\ R_{2f}^3 \\ R_{2f}^4 \end{bmatrix} \quad (121)$$

La résolution de ce système peut être faite numériquement ou analytiquement par l'inversion de la matrice \mathcal{M} . Dans le cas particulier où les mesures sont effectuées à $\varphi = 0^\circ; 90^\circ; 45^\circ$ et -45° , soit $R_{2f}^{0^\circ}$, $R_{2f}^{90^\circ}$, $R_{2f}^{45^\circ}$ et $R_{2f}^{-45^\circ}$, la résolution analytique du système est simplifiée.

5.1. Réduction du nombre de mesures

On peut remarquer par ailleurs que les termes fondamentaux à φ et $-\varphi$ sont reliés par:

$$\begin{aligned} R_f^{-\varphi} &= R_{AHE} \cos(\theta) - R_{PHE} \sin^2(\theta) \sin(2\varphi) \\ R_f^{\varphi} &= R_{AHE} \cos(\theta) + R_{PHE} \sin^2(\theta) \sin(2\varphi) \end{aligned} \quad (122)$$

Le terme fondamental à $\pm\varphi$ possède donc une partie impaire en H_{app} : $R_f^{\varphi ASYM} = R_{AHE} \cos(\theta)$ ⁴ et une partie paire : $R_f^{\varphi SYM} = \pm R_{PHE} \sin^2(\theta)$ dont le signe est dépendant

⁴ Il peut à première vue sembler étonnant que $R_{AHE} \cos(\theta)$ soit une fonction impaire de H_{app} . Néanmoins, pour de champs coercitifs faibles, le retournement de l'aimantation lorsque H_{app} change de signe équivaut à ajouter 180° à θ . Cela explique le caractère impaire de la fonction $R_{AHE} \cos(\theta)$ que l'on peut observer Figure 31.

de φ . Il est donc possible de reconstruire le terme à $-\varphi$ à partir du terme à $+\varphi$. Il suffit pour cela de distinguer la partie paire de la partie impaire par symétrisation et antisymétrisation de la courbe en fonction du champ appliqué. Ensuite, le signal à $-\varphi$ peut être reconstruit en soustrayant la partie paire à la partie impaire.

Concernant le premier harmonique on a :

$$\begin{aligned}
R_{2f}^{-\varphi} &= -\frac{1}{2} \frac{dR_f^{-\varphi}}{dH_{app}} \frac{1}{\sin(\theta_H - \theta)} [T_D^\theta \cos(\varphi) + T_F^\theta \sin(\varphi) \cos(\theta)] \\
&\quad - \frac{R_{PHE} \sin^2(\theta) \cos(2\varphi)}{H_{app} \sin(\theta_H)} [-T_F^\theta \cos(\varphi) + T_D^\theta \sin(\varphi) \cos(\theta)] \\
&\hspace{20em} (123) \\
R_{2f}^\varphi &= -\frac{1}{2} \frac{dR_f^\varphi}{dH_{app}} \frac{1}{\sin(\theta_H - \theta)} [T_D^\theta \cos(\varphi) - T_F^\theta \sin(\varphi) \cos(\theta)] \\
&\quad - \frac{R_{PHE} \sin^2(\theta) \cos(2\varphi)}{H_{app} \sin(\theta_H)} [-T_F^\theta \cos(\varphi) - T_D^\theta \sin(\varphi) \cos(\theta)]
\end{aligned}$$

Afin d'effectuer la même analyse que pour la composante fondamentale, on remarque tout d'abord que $\sin(\theta_H - \theta)$ est symétrique en fonction de H_{app} . En effet il s'agit d'un facteur de normalisation du champ appliqué qui impose d'ajouter 180° à θ_H quant on ajoute 180° à θ . On peut alors découper R_{2f}^φ et $R_{2f}^{-\varphi}$ en leurs parties paires et impaires en utilisant les résultats précédents sur le terme fondamental. On obtient en ne s'intéressant pour l'instant qu'au terme en $[T_D^\theta \cos(\varphi) + T_F^\theta \sin(\varphi) \cos(\theta)]$:

$$\begin{aligned}
R_{2f}^{\varphi ASYM} &\propto \frac{dR_f^{\varphi SYM}}{dH_{app}} T_D^\theta \cos(\varphi) - \frac{dR_f^{\varphi ASYM}}{dH_{app}} T_F^\theta \sin(\varphi) \cos(\theta) \\
R_{2f}^{-\varphi ASYM} &\propto -\frac{dR_f^{\varphi SYM}}{dH_{app}} T_D^\theta \cos(\varphi) + \frac{dR_f^{\varphi ASYM}}{dH_{app}} T_F^\theta \sin(\varphi) \cos(\theta) \\
R_{2f}^{\varphi SYM} &\propto \frac{dR_f^{\varphi ASYM}}{dH_{app}} T_D^\theta \cos(\varphi) - \frac{dR_f^{\varphi SYM}}{dH_{app}} T_F^\theta \sin(\varphi) \cos(\theta) \\
R_{2f}^{-\varphi SYM} &\propto \frac{dR_f^{\varphi ASYM}}{dH_{app}} T_D^\theta \cos(\varphi) - \frac{dR_f^{\varphi SYM}}{dH_{app}} T_F^\theta \sin(\varphi) \cos(\theta)
\end{aligned}$$

Finalement, alors que la partie paire reste inchangée, la partie impaire change de signe en passant de $-\varphi$ à $+\varphi$.

Pour le terme en $\frac{R_{PHE} \sin^2(\theta) \cos(2\varphi)}{H_{app} \sin(\theta_H)} [-T_F^\theta \cos(\varphi) - T_D^\theta \sin(\varphi) \cos(\theta)]$ on obtient le même résultat, à savoir que seule la partie impaire, variant en $\cos(\theta)$, change de signe avec le changement de signe de φ .

Par un processus de symétrisation et anti-symétrisation il est donc à nouveau possible de reconstruire $R_{2f}^{-\varphi}$ à partir de R_{2f}^{φ} .

La reconstruction du terme fondamental et du premier harmonique permet de s'affranchir d'une mesure de Hall en ajoutant les équations (122) et (123) au système linéaire préalablement construit. Cette procédure permet de réduire le temps nécessaire à la caractérisation d'un échantillon. Néanmoins, elle ne réduit cependant pas les erreurs liées à l'alignement. Par ailleurs, cette procédure n'est évidemment pas utilisable pour $\varphi = 0^\circ$.

De façon pratique un système de mesure fiable ainsi qu'une procédure de mesure précise sont nécessaires afin de minimiser les erreurs dans la détermination des SOTs. Nous allons présenter successivement l'un et l'autre en commençant par tester la méthode d'analyse.

5.2. Test de la méthode d'analyse à l'aide de simulation « Macrospin »

Comme nous l'avons vu précédemment, le programme « Macrospin » génère les signaux « mesurés » R_{2f}^{φ} (cf. Figure 31). La résolution du système linéaire qui vient d'être présenté permet d'obtenir les SOTs en fonction de $\sin^2(\theta)$. Un ajustement polynomial permet alors d'obtenir les valeurs des coefficients des différents termes (cf. Figure 36 avec un ajustement polynomial d'ordre 2 en rouge). Cet ajustement polynomial est intégré au programme d'analyse. Nous obtenons alors :

$$\begin{aligned}
 T_D^\theta &= 50.01 + 19.92\sin^2(\theta) + 10.18\sin^4(\theta) \\
 T_F^\theta &= 30.00 + 9.95\sin^2(\theta) + 10.16\sin^4(\theta) \\
 T_D^\varphi &= 49.98 + 29.84\sin^2(\theta) + 5.55\sin^4(\theta) \\
 T_F^\varphi &= 29.99 + 20.02\sin^2(\theta) + 25.07\sin^4(\theta)
 \end{aligned}
 \tag{ 124 }$$

L'erreur relative la plus grande sur les valeurs utilisée, de l'ordre de 11%, est faite pour la dépendance angulaire d'ordre le plus grand ayant le coefficient le plus faible. De façon générale, plus l'ordre en $\sin^2(\theta)$ est important plus l'erreur relative est importante. De même, plus la valeur est faible plus l'erreur est grande. Pour la partie constante l'erreur est inférieure au dixième de pourcent dans chaque cas. Néanmoins ces résultats ne sont obtenus que dans un cas très hypothétique ou toutes les données du système sont connues avec précision. Les difficultés d'alignement notamment en φ peuvent induire des erreurs importantes dans les valeurs de SOTs extraites par cette méthode.

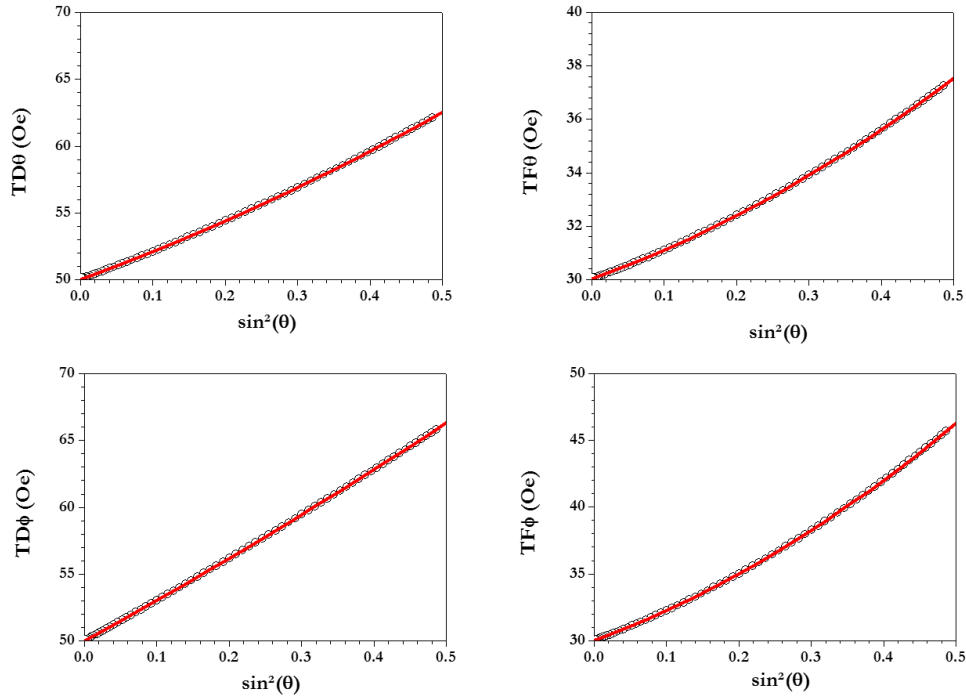


Figure 36 : Evaluation de T_D^θ (en haut à gauche), T_F^θ (en haut à droite), T_D^φ (en bas à gauche), T_F^φ (en bas à droite) par la méthode matricielle présentée plus haut et à partir des signaux harmoniques créés par une simulation « Macrospin » et présentés Figure 31. Les données brutes sont représentées par les cercles blancs et un ajustement polynomial d'ordre 2 a été effectué en rouge.

5.3. Problèmes de correction liés à un mauvais alignement du φ

L'effet du mauvais alignement de l'angle φ a été étudié au moyen des simulations présentées précédemment. En supposant que l'une des mesures est faite à $\varphi=61^\circ$ au lieu de $\varphi=60^\circ$ on peut examiner les effets d'un désalignement de 1° sur les couples mesurés. Les autres alignements sur les 4 mesures à 4 angles φ différents nécessaires sont supposés à $\varphi=0^\circ$, $\varphi=90^\circ$ et $\varphi=30^\circ$. Les différentes courbes de SOTs obtenues sont présentées dans la Figure 37. On observe tout d'abord que les SOTs obtenus pour des valeurs positives et négatives de H_{app} ne sont pas identiques. On peut alors utiliser la moyenne de ces deux courbes et faire un ajustement polynomial afin de comparer les résultats obtenus à ceux que l'on a quand l'angle φ est parfaitement aligné. On obtient alors

$$\begin{aligned}
 T_D^\theta &= 51.80 + 20.32\sin^2(\theta) + 10.30\sin^4(\theta) \\
 T_F^\theta &= 30.62 + 10.56\sin^2(\theta) + 10.19\sin^4(\theta) \\
 T_D^\varphi &= 51.49 + 33.19\sin^2(\theta) + 6.51\sin^4(\theta) \\
 T_F^\varphi &= 34.40 + 25.93\sin^2(\theta) + 25.38\sin^4(\theta)
 \end{aligned}
 \tag{125}$$

Une différence de 1° dans l'alignement de l'angle φ peut donc induire des erreurs allant jusqu'à 30% sur la composante en $\sin^2(\theta)$. Les estimations des parties constantes et d'ordre 2 des couples sont aussi affectées de plusieurs dizaines de pourcents. Il est nécessaire de connaître précisément l'angle φ afin de minimiser cette erreur.

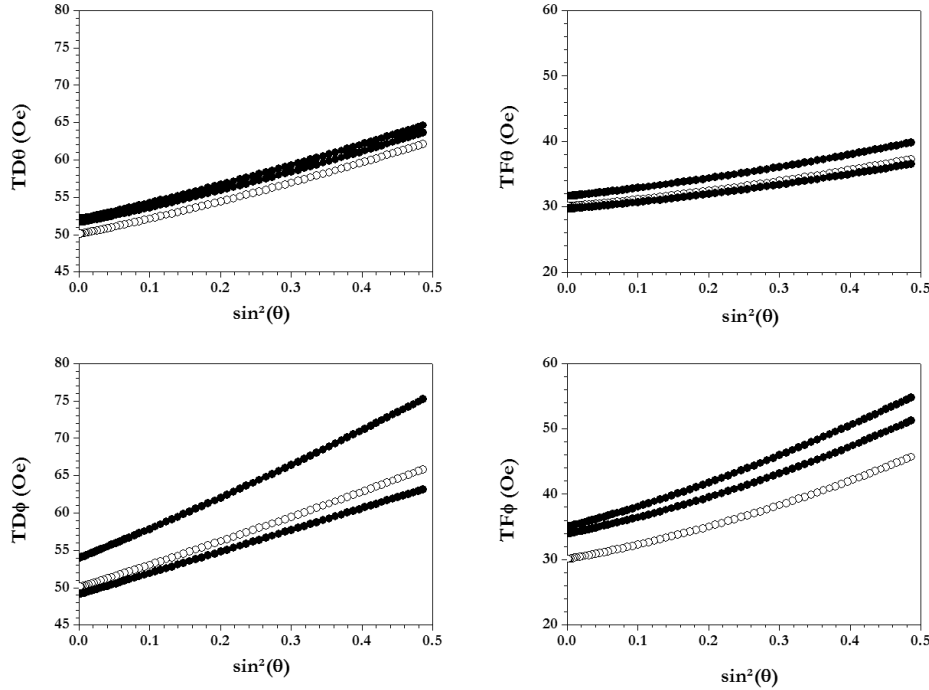


Figure 37 : Evaluation de T_D^0 (en haut à gauche), T_F^0 (en haut à droite), T_D^φ (en bas à gauche), T_F^φ (en bas à droite) en supposant une erreur de 1° sur l'alignement de la mesure à 60° (effectuée alors à 61°). Les autres alignements sont supposés parfait à 0° , 90° et 30° . Les données brutes sont en noir et diffèrent lorsque l'aimantation passe de $+M$ à $-M$. La correction avec le bon angle à 60° est présentée par des cercles blancs.

Utiliser la procédure de symétrisation/anti-symétrisation permet de gagner du temps de mesure mais ne permet pas de supprimer l'erreur faite par un mauvais alignement. Afin de minimiser cette erreur il est nécessaire de choisir une position angulaire facile à aligner. Cette position angulaire peut dépendre de la méthode d'alignement choisie, comme par exemple un alignement mécanique à l'aide d'un rapporteur ou un alignement basé sur la mesure de propriétés physiques. Typiquement l'angle φ peut être aligné par la mesure de l'effet Hall planaire :

$$V_H = R_{PHE} \sin^2(\theta) \sin(2\varphi) I \quad (126)$$

L'effet est maximum à $\varphi = 45^\circ$ et nul pour $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 90^\circ$. Une variation de φ autour de 45° ne provoque pas une grande variation d'effet Hall planaire. C'est une propriété utile pour mesurer la valeur de R_{PHE} mais problématique pour mesurer φ avec précision autour de cette valeur (cf. Figure 38). En effet la sensibilité de cet alignement varie comme $\cos(2\varphi)$ et il est donc plus précis à 0° et 90° où $\cos(2\varphi) = 1$ qu'à 45° où $\cos(2\varphi) = 0$. Des configurations intermédiaires comme $\varphi = 15^\circ$ ou $\varphi =$

75° peuvent être alignées en cherchant l'angle pour lequel $V_H = \frac{R_{PHE}}{2} \sin^2(\theta)$ avec une sensibilité assez bonne puisque $\cos(2\varphi) = 0.866$. Néanmoins en mesurant à des angles où la sensibilité à φ est importante il est probable que l'analyse des résultats soit plus affectée par une erreur en φ qu'elle ne le serait par exemple avec des mesures effectuées à 45° et 45° où la sensibilité est faible.

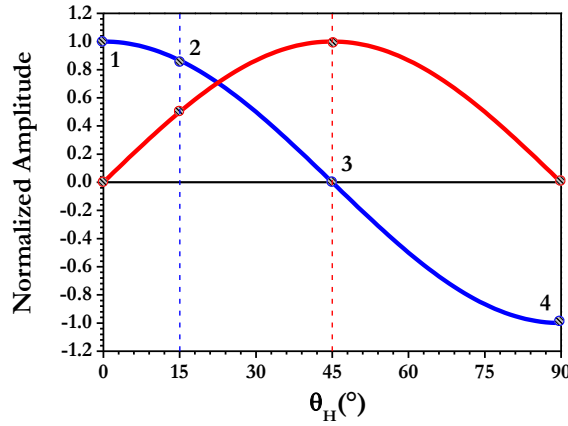


Figure 38 : $\sin(2\varphi)$ en rouge et $\cos(2\varphi)$ en bleu. (1) et (4) configuration à 0° et 90° avec une sensibilité maximale à l'angle φ . (2) configuration à 15° avec une sensibilité moyenne à l'angle φ . (3) configuration à 45° avec une faible sensibilité à l'angle φ .

Pour vérifier cela, des simulations « Macrospin » ont été effectuées afin de vérifier de nouveau l'effet d'un désalignement en φ d'un degré à des angles différents. La dépendance angulaire précédente a été conservée mais les signaux à 61° et 30°, possiblement plus sensibles à un décalage en φ , ont été remplacés par des signaux à 44° et -45° afin de garder un désalignement d'un degré mais cette fois autour de 45°. Les résultats sont présentés Figure 39.

Les ajustements polynomiaux effectués sur la moyenne des courbes à + et - H_{app} (courbes vertes) corrigées de façon incorrecte (i.e. en supposant une mesure à 45° au lieu de 44°) donnent:

$$\begin{aligned}
 T_D^\theta &= 50.38 + 19.80\sin^2(\theta) + 10.55\sin^4(\theta) \\
 T_F^\theta &= 30.06 + 9.53\sin^2(\theta) + 10.41\sin^4(\theta) \\
 T_D^\varphi &= 50.11 + 29.11\sin^2(\theta) + 5.13\sin^4(\theta) \\
 T_F^\varphi &= 30.85 + 20.89\sin^2(\theta) + 25.27\sin^4(\theta)
 \end{aligned}
 \tag{127}$$

Soit finalement une erreur relative très faible par rapport aux valeurs théoriques. Une erreur d'alignement d'un degré de φ à 45° est donc beaucoup moins problématique qu'à 60° où les erreurs étaient supérieures :

$$T_D^\theta = 51.80 + 20.32\sin^2(\theta) + 10.30\sin^4(\theta)
 \tag{128}$$

$$T_F^\theta = 30.62 + 10.56\sin^2(\theta) + 10.19\sin^4(\theta)$$

$$T_D^\varphi = 51.49 + 33.19\sin^2(\theta) + 6.51\sin^4(\theta)$$

$$T_F^\varphi = 34.40 + 25.93\sin^2(\theta) + 25.38\sin^4(\theta)$$

Le choix de l'angle de mesure se fait donc comme un compromis entre capacité d'alignement et précision de l'analyse.

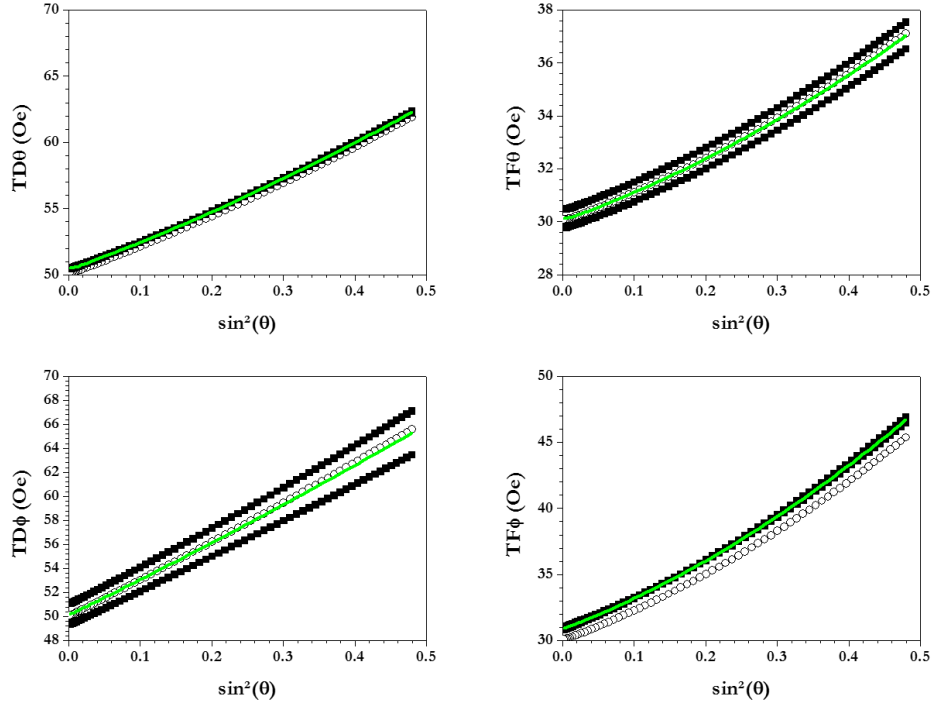


Figure 39 : Cercles ouverts : courbes simulées traitées de façon correcte avec les angles à 0° , 90° , 44° et -45° . Carrés noirs : courbes simulées traitées de façon incorrecte en supposant une erreur d'un degré sur l'angle à 44° soit : 0° , 90° , 45° et -45° . Ligne verte : moyenne des courbes simulées traitée de façon incorrecte entre la partie où l'aimantation vaut $+M$ et celle où l'aimantation vaut $-M$.

Comme nous le verrons dans la suite, une mauvaise capacité d'alignement de l'angle φ peut aussi provoquer une mauvaise estimation de la valeur de la résistance de Hall planaire. Une déviation de 5%, c'est-à-dire 95 mΩ au lieu de la valeur réelle de 100 Ω a été utilisée pour les simulations. Les nouveaux ajustements polynomiaux donnent :

$$T_D^\theta = 50.03 + 19.77\sin^2(\theta) + 10.41\sin^4(\theta)$$

$$T_F^\theta = 30.01 + 9.85\sin^2(\theta) + 10.33\sin^4(\theta) \quad (129)$$

$$T_D^\varphi = 52.62 + 31.34\sin^2(\theta) + 5.96\sin^4(\theta)$$

$$T_F^\phi = 31.58 + 20.97\sin^2(\theta) + 26.58\sin^4(\theta)$$

Une sous-estimation de l'effet Hall planaire amène donc à surestimer les composantes des SOTs sur e_ϕ . Réciproquement une surestimation de l'effet Hall planaire amène à une sous-estimation des composantes des SOTs sur e_ϕ . 5% d'erreur sur la résistance de Hall planaire engendre des erreurs de plusieurs dizaines de pourcents sur ces composantes (de 5% pour les composantes constantes et linéaires à 30% pour les composantes de second ordre plus sensibles).

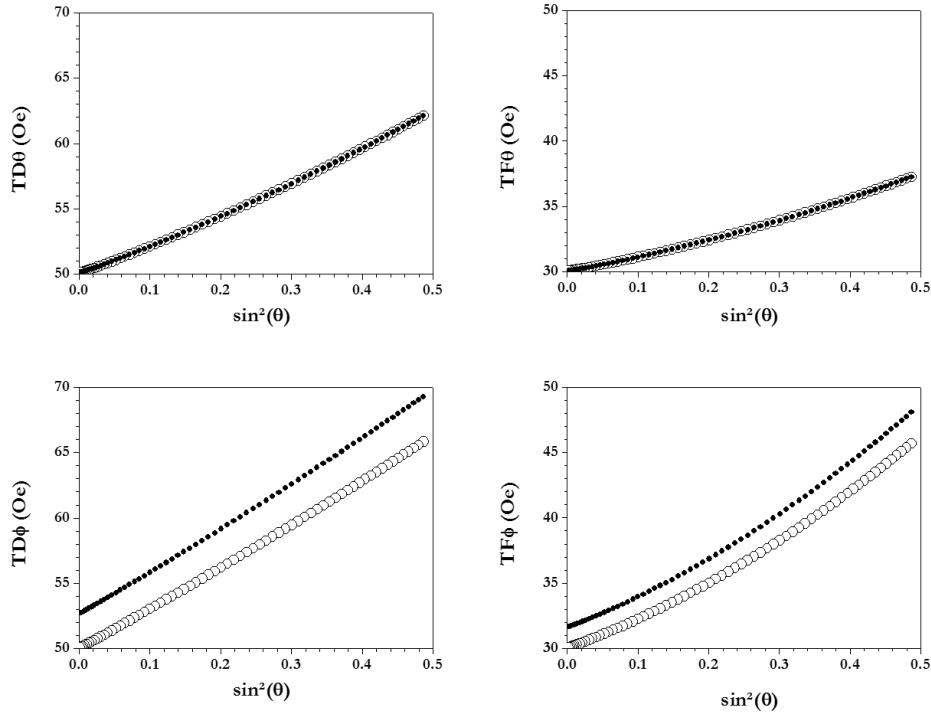


Figure 40 : Effet d'une sous-estimation de l'effet Hall planaire sur l'estimation des composantes angulaires des SOTs. Les composantes portées par e_ϕ sont relativement les plus affectées. Les cercles blancs représentent les composantes extraites avec la bonne correction alors que les cercles noirs représentent les composantes extraites avec une sous-estimation de la résistance de Hall planaire.

5.4. Problèmes de correction liés à un mauvais alignement de l'angle θ_H

Il est aussi nécessaire de s'intéresser aux défauts d'alignement par rapport à l'angle θ_H de l'axe du champ magnétique. Une erreur d'estimation de l'ordre de 1 ou 2 degrés est possible. Pour étudier l'effet de ce désalignement, la correction des courbes simulées a été faite en prenant en compte une erreur d'un degré dans l'angle du champ appliqué, soit 69° au lieu de 70° . Un ajustement polynomial a été effectué sur les composantes des SOTs obtenues présentées Figure 41.

Les ajustements polynomiaux donnent :

$$T_D^\theta = 49.58 + 17.58\sin^2(\theta) + 7.63\sin^4(\theta) \quad (130)$$

$$T_F^\theta = 29.74 + 8.58\sin^2(\theta) + 8.57\sin^4(\theta)$$

$$T_D^\varphi = 49.67 + 29.58\sin^2(\theta) + 5.63\sin^4(\theta)$$

$$T_F^\varphi = 29.80 + 19.79\sin^2(\theta) + 25.09\sin^4(\theta)$$

Ce sont donc essentiellement les composantes linéaires et d'ordre 2 qui sont affectées puisqu'elles sont réduites de 12% à 24% par rapport aux valeurs corrigées dans le cas idéal.

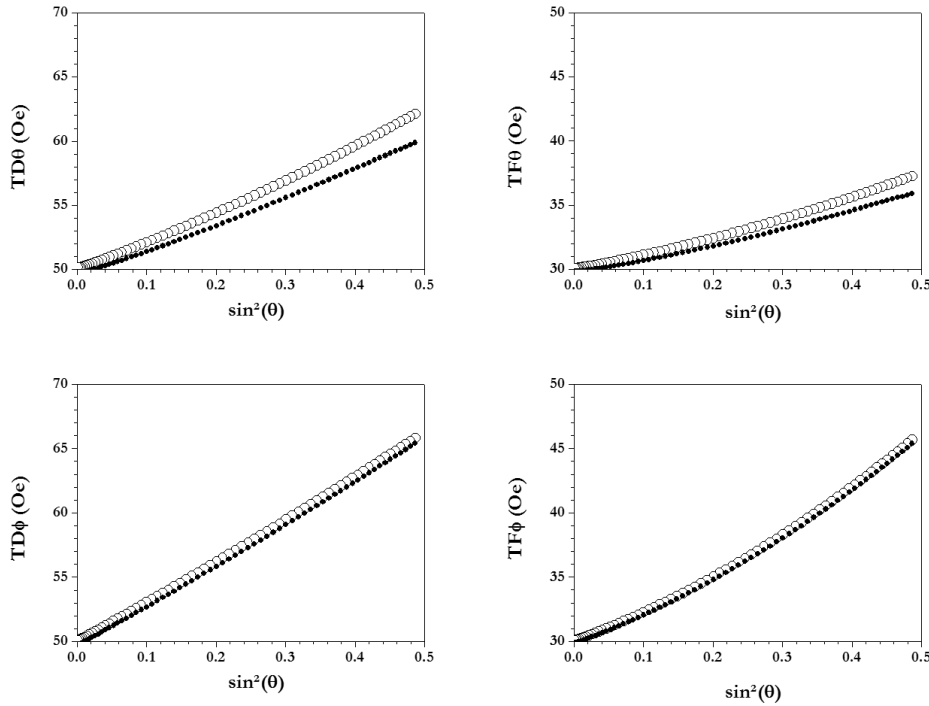


Figure 41 : Effet d'une sous-estimation de l'angle θ_H du champ appliqué de 1° (i.e. 69° au lieu de 70°). Les composantes en $\sin^2(\theta)$ et $\sin^4(\theta)$ des SOTs portés par e_θ sont les plus affectées. Les cercles blancs représentent les composantes extraites avec la bonne correction alors que les cercles noirs représentent les composantes extraites avec un défaut d'alignement de θ_H .

Afin de minimiser les erreurs d'alignement il convient donc de choisir convenablement les positions angulaires les plus faciles à aligner avant de mesurer et d'utiliser un système de mesure et une procédure permettant un alignement précis.

5.5. Méthode alternative

Au lieu d'utiliser une procédure matricielle pour extraire les composantes des SOTs, il est aussi possible de faire un ajustement non-linéaire simultané des 4 courbes de premier harmonique en utilisant la relation (93). Cette méthode a été utilisée sur le même ensemble de signaux simulés que précédemment en utilisant la méthode des moindres carrés. Elle a été effectuée via un algorithme de Levenberg-Marquardt par le logiciel Origin Pro (version 7.5).

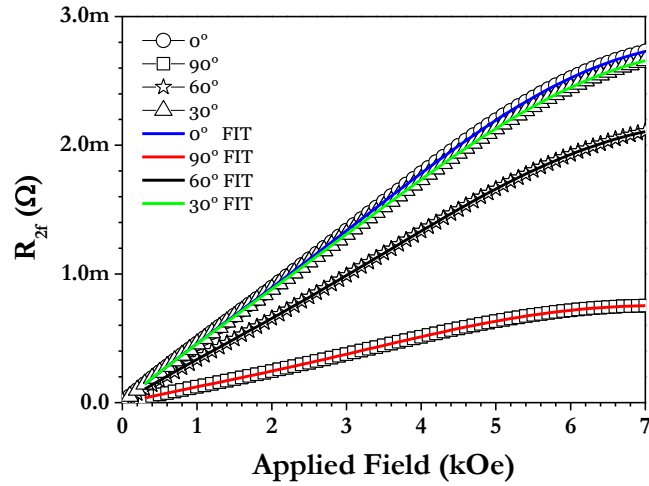


Figure 42 : Premiers harmoniques pour les simulations et leurs ajustements non-linéaires en couleur à 90° (rouge), 60°(noir), 30° (vert) et 0°(bleu).

Les ajustements sont effectués pour 14 degrés de liberté (10 degrés correspondant aux coefficients des SOTs en fonction de $\sin^2(\theta)$ et 4 degrés de liberté permettant de supprimer les offsets des signaux harmoniques). L'utilisation de 10 degrés de liberté au lieu de 12 pour les coefficients des SOTs permet de s'assurer que les composantes constantes de T_D^θ et de T_D^φ soient égales et que celles de T_F^θ et T_F^φ le soient aussi. Cette condition n'est pas imposée dans la méthode de résolution matricielle. Les valeurs extraites de ces ajustements sont alors (avec le coefficient de détermination issu de l'ajustement $R^2 \cong 1$):

$$T_D^\theta = 49.44(\pm 0.01) + 20.91(\pm 0.07)\sin^2(\theta) + 6.90(\pm 0.13)\sin^4(\theta)$$

$$T_F^\theta = 29.53(\pm 0.01) + 11.33(\pm 0.08)\sin^2(\theta) + 6.97(\pm 0.15)\sin^4(\theta)$$

$$T_D^\varphi = 49.44(\pm 0.01) + 34.57(\pm 0.21)\sin^2(\theta) + 0.31(\pm 0.43)\sin^4(\theta)$$

$$T_F^\varphi = 29.53(\pm 0.01) + 23.50(\pm 0.18)\sin^2(\theta) + 20.74(\pm 0.36)\sin^4(\theta)$$

(131)

En conclusion, cette seconde méthode tend à surestimer la composante linéaire en $\sin^2(\theta)$ et à sous-estimer la composante constante et la composante d'ordre 2.

5.6. Exemple de détermination des dépendances angulaires

La méthode d'analyse à 4 courbes a été utilisée sur 4 mesures à $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 90^\circ$, $\varphi = 45^\circ$ et $\varphi = -45^\circ$ effectuées sur un échantillon de $\text{Pt}_{30}|\text{Co}_6|\text{AlO}_x$ et fournies par nos collaborateurs Garello *et al.*.

Les propriétés physiques des échantillons et les paramètres de mesure sont résumés dans le tableau suivant :

R_{AHE} (m Ω)	R_{PHE} (m Ω)	I (mA)	j (A.m ²)
657	200	1.79	1.10^{11}

Les composantes des SOTs obtenues pour une densité de courant moyenne de 10^{11} A.m² sont présentées Figure 43.

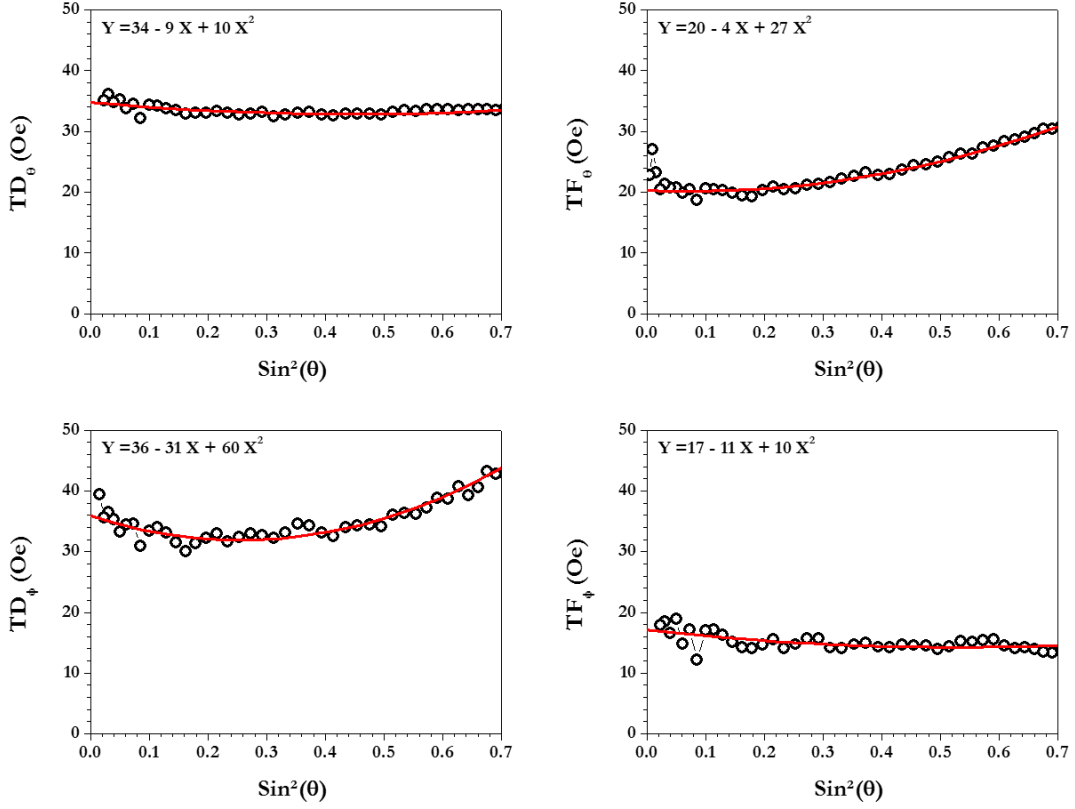


Figure 43 : SOTs en fonction de $\sin^2(\theta)$ extraits par une méthode d'analyse matricielle à 4 mesures sur un échantillon de $\text{Pt}_{30}|\text{Co}_6|\text{AlO}_x$. La densité de courant utilisée est d'environ 1.10^{11} A.m². Les lignes rouges sont des ajustements polynomiaux utilisés pour obtenir les valeurs des coefficients de dépendance angulaire.

Leurs ajustements polynomiaux donnent alors les coefficients des différentes composantes :

$$T_D^\theta = 34 - 9\sin^2(\theta) + 10\sin^4(\theta)$$

$$T_F^\theta = 20 - 4\sin^2(\theta) + 27\sin^4(\theta)$$

$$T_D^\phi = 36 - 31\sin^2(\theta) + 60\sin^4(\theta)$$

$$T_F^\phi = 17 - 11\sin^2(\theta) + 10\sin^4(\theta)$$

(132)

On s'aperçoit que les composantes T_D^θ et T_F^φ sont quasiment constantes alors que les composantes T_F^θ et T_D^φ présentent une dépendance angulaire d'ordre 2 en $\sin^2(\theta)$.

Ces mesures sont cohérentes avec ce qui avait été mesurés précédemment sur Pt|Co|AlOx par une méthode à 2 courbes seulement en supposant que les composantes suivant e_φ étaient constantes [66]. En effet la composante « Damping-Like » sur e_θ était quasiment constante alors que la composante « Field-Like » sur e_θ présentait une dépendance angulaire forte. La dépendance angulaire de la composante « Damping-Like » peut être expliquée comme la somme des dépendances angulaires de nos composantes T_D^θ et T_F^φ . Il est alors logique qu'elle apparaisse constante car T_D^θ et T_F^φ sont quasiment constants. Aucune erreur importante n'est donc faite sur la détermination de T_D^θ et T_F^φ en utilisant une méthode à deux mesures qui suppose que T_F^φ est constant.

Parallèlement, la dépendance angulaire de la composante « Field-Like » peut être expliquée comme la somme des dépendances angulaires de nos composantes T_F^θ et T_D^φ . Faire l'hypothèse que T_D^φ est constante afin de résoudre le système d'équation en n'utilisant que deux mesures revient donc à surestimer la dépendance angulaire de la composante « Field-Like » sur e_θ et à sous-estimer celle de la composante « Damping-Like » sur e_φ .

6. Système de mesure

6.1. Système à température ambiante

Afin de mesurer les SOTs par la technique présentée, les couches à analyser sont structurées en croix de Hall dont la branche d'injection de courant fait 2 μm de long pour 1 μm de large et la branche de mesure de la tension de Hall fait 500 nm de large et 240 μm de long (cf. Figure 44). Cet échantillon est placé au centre d'un porte échantillon rotatif à l'aide d'un ruban adhésif double face. Il est aligné visuellement avec un repère cartésien gravé sur celui-ci. Les contacts sont ensuite micro-soudés avec du fil d'aluminium ($\odot 30\mu\text{m}$) jusqu'aux contacts de cuivre présents sur le porte échantillon.

Il est nécessaire d'accorder une attention soignée à la configuration de la soudure entre les contacts car celle-ci participe au positionnement de l'angle φ . Sans précaution particulière il est probable de mesurer avec un décalage en φ de π ou $\frac{\pi}{2}$ ce qui peut au minimum changer le signe des SOTs mesurés mais aussi provoquer une mauvaise résolution des équations présentées auparavant. Il est donc possible de se tromper à la fois sur le signe et la valeur des couples. Un courant oscillant est injecté dans les branches d'injection au travers des microsoudures et la mesure est faite par un système d'acquisition sur les contacts transverses. Il existe plusieurs techniques pour acquérir les composantes fondamentales et harmoniques de la tension de Hall. Une première solution consisterait à utiliser des amplificateurs à détection synchrone (lock-in amplifier) et une autre à acquérir toute la trace temporelle d'un signal avant d'en faire la transformée de Fourier afin d'obtenir les composantes fréquentielles.

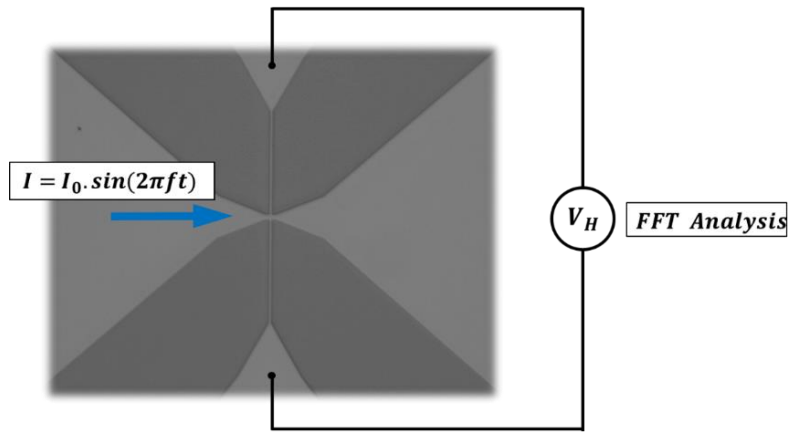


Figure 44 : Croix de Hall nanostructurée avec l'injection d'un courant oscillant et la mesure de la tension de Hall transverse.

Un premier système de mesure, présenté Figure 46, a été utilisé. Il comprend un électro-aimant résistif, refroidi à l'eau, pouvant engendrer un champ d'environ 7 kOe au centre duquel est placé un porte échantillon. Le centrage dans l'entrefer est assuré par des vis de précision micrométrique mais son influence est faible vues les faibles dimensions latérales de l'échantillon par rapport à l'entrefer (Figure 46-b).

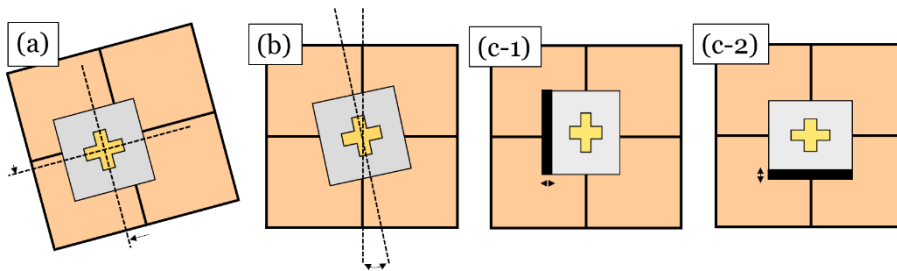


Figure 45 : Problèmes potentiels liés au collage d'un échantillon. (a) Echantillon non centré. (b) Echantillon mal positionné dans le repère. (c) Echantillon non parallèle au porte-échantillon dû à un mauvais collage. La différence en angle θ apparaît lorsque φ est varié entre (c-1) et (c-2).

La rotation en θ est assurée par un rapporteur angulaire non motorisée ayant une précision d'alignement d' 1° . La rotation en φ est effectuée par une vis placée sous l'échantillon. L'alignement sur le rapporteur angulaire placé entre la vis et l'échantillon est fait de façon visuelle. La précision d'alignement est de fait difficile à évaluer. Pour aligner l'échantillon on utilisera des mesures magnétiques très sensibles à θ et φ afin de minimiser les erreurs d'un alignement mécanique simple. Les erreurs sont notamment dues au fait que lors du collage de l'échantillon sur le porte échantillon rotatif un désalignement du φ de plusieurs degrés peut exister. De plus si le collage n'est pas parfaitement plan un désalignement en θ dépendant de l'angle φ peut aussi exister (cf. Figure 45).

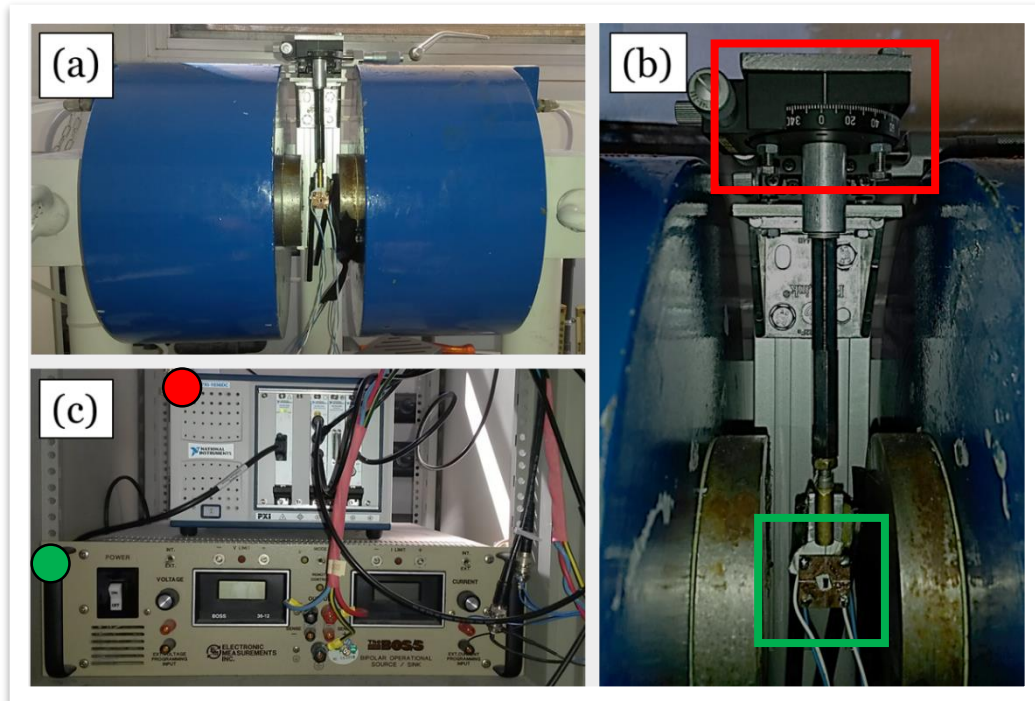


Figure 46 : (a) Vue générale d'un échantillon placé sur un porte échantillon rotatif dans un champ magnétique généré par un électro-aimantant résistif (bleu). L'entrefer rapproché permet d'obtenir des champs jusqu'à 7 kOe. (b) Gros-plan sur le porte-échantillon et les systèmes de rotation contrôlée (rapporteur noir en haut pour θ (cadre rouge) et rapporteur blanc situé sous le porte échantillon pour φ (cadre vert)). La précision angulaire pour θ est de l'ordre du degré alors qu'elle est de plusieurs degrés pour φ . (c) Système d'acquisition des tensions et de génération des courants par un système PXI de National Instruments (rond rouge) et alimentation 400W BOSS de la bobine pour le champ magnétique (rond vert).

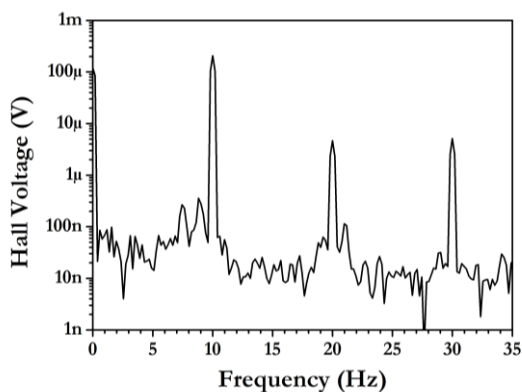


Figure 47 : Exemple de transformée de Fourier de la tension mesurée pour un courant injecté à une fréquence de 10 Hz.

La génération du courant est faite au moyen d'une carte d'acquisition National Instruments PXI-4461 possédant 2 entrées et 2 sorties analogiques. Une sortie est connectée à un circuit électronique simple, qui permet de mesurer le courant injecté (cf. Figure 48). Chaque signal peut être échantillonné jusqu'à 204,8 kéch/s avec une

résolution de 24 bits. Il y a différents gains variables permettant de répartir les 24 bits de résolution de 316 mV à 10V. Dans le meilleur des cas la résolution est alors d'environ 40 nV.

Les amplitudes des signaux fondamentaux et harmoniques sont enregistrées à chaque pas de champ appliqué pour le courant et la tension de Hall. La division des deux amplitudes (tension de Hall sur courant) pour chaque harmonique donne le terme fondamental de la résistance de Hall R_f et son premier harmonique R_{2f} à chaque champ appliqué.

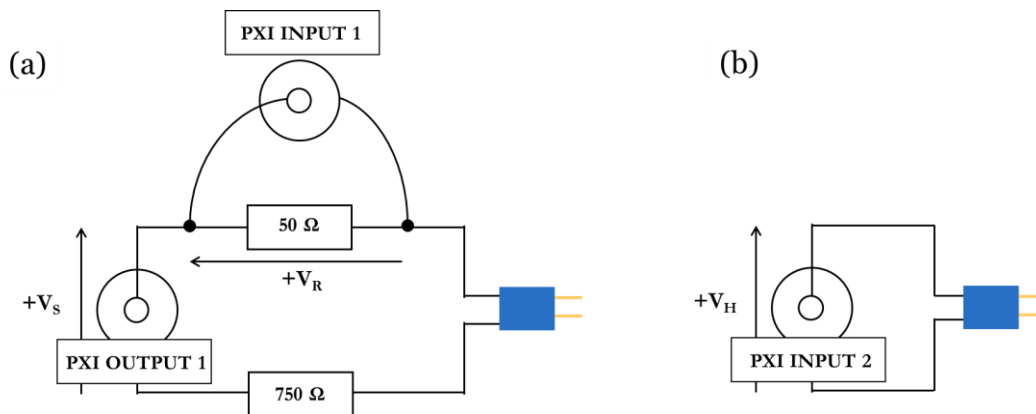


Figure 48 : (a) Circuit d'injection du courant dans l'échantillon. La tension appliquée est convertie en courant par une résistance de $750\ \Omega$. La valeur du courant est mesurée à travers une résistance de $50\ \Omega$. (b) La tension de Hall est mesurée directement aux bornes de la croix de Hall.

Le courant oscillant doit être injecté à une fréquence très inférieure à la fréquence de précession d'un moment magnétique (\sim GHz). Classiquement une fréquence variant de quelques Hz à plusieurs kHz peut être utilisée. Au-dessus de 50 Hz il est nécessaire de prendre garde au bruit généré par le courant oscillant dans le réseau électrique général pouvant affecter les mesures (50Hz, 220 V) afin de choisir la fréquence de mesure (un nombre premier peut être utilisé mais rend le choix de la fréquence d'échantillonnage plus compliqué). Usuellement une fréquence de 10 Hz est utilisée car elle est inférieure au 50Hz du courant fourni par EDF. La fréquence d'échantillonnage du courant est fixée à 40 000 échantillons par seconde. Le nombre total de mesures pour chaque pas de champ peut être fixé de 104000 à 804000 échantillons. Ceci fait un temps de mesure de 2.6 à 20.1 secondes par point. La première 0.1 seconde permet de mesurer une période de courant supplémentaire (10 Hz) non analysée qui permet de fixer la phase du signal à post-traiter à zéro. La mesure de la tension de Hall est effectuée par une entrée du PXI-4461. La seconde entrée mesure le courant circulant dans l'échantillon à chaque instant. Une seconde carte d'acquisition PXI-4461 est utilisée avec une gamme de 10V pour commander l'alimentation de la bobine. Une entrée de cette carte est utilisée pour mesurer la tension d'une sonde de Hall positionnée dans l'entrefer de l'électroaimant, ce qui donne accès à la valeur du champ magnétique même hors de la zone de linéarité de la bobine (Champ magnétique > 6 kOe).

De façon générale les câbles de mesures sont torsadés au niveau des contacts du porte-échantillon afin de réduire les bruits parasites en les moyennant. Des câbles

coaxiaux sont utilisés depuis la reprise de contact du porte-échantillon jusqu'aux cartes d'acquisition. La variation de champ magnétique ainsi que l'acquisition des données sont automatisées par un programme Labview contrôlant les cartes PXI-4461. La totalité du signal temporel est mesurée puis traitée par une méthode de « transformée de Fourier rapide » appliquée avec un filtre de Hanning.

6.2. Système à basse température

Un système de mesure équivalent a été développé pour fonctionner sur la base d'un cryostat PPMS⁵ de marque Quantum Design. Un système PXI a été utilisé pour contacter les fils sortant du cryostat afin de pouvoir injecter et mesurer des signaux oscillants par la méthode précédente. Un circuit électronique équivalent au précédent a été installé sur le circuit d'injection. L'acquisition se fait directement aux bornes de la croix de Hall. Le montage diffère uniquement au niveau du contrôle du champ magnétique. L'alimentation de la bobine, et donc la sélection du champ magnétique, se fait cette fois à travers une synchronisation de l'ordinateur contrôlant le PPMS et le PXI via un protocole TCP/IP. Une configuration serveur/client permet au PXI de prendre la main sur le PPMS et de coordonner les phases de changement du champ magnétique, les phases de mesure et les phases de traitement des données. A la différence de la configuration précédente, le champ est stabilisé à une valeur précise et non pas simplement mesuré par une sonde de Hall. Ce système présente l'avantage de pouvoir appliquer des champs magnétiques très importants (9 Tesla) grâce à sa bobine supraconductrice refroidie et de pouvoir varier la température de l'échantillon (de 4K à 400K). Il est aussi possible de contrôler la position du porte échantillon en θ via un moteur pas à pas. Cependant le porte échantillon ne possède que la rotation selon θ et ne possède pas la possibilité de varier l'angle φ . Tout alignement dans cette direction est donc impossible. La possibilité de mesurer les couples pour $\varphi = \varphi_0$ et $\varphi = \varphi_0 + \frac{\pi}{2}$ a quand même été implémentée en nano-fabriquant des croix de Hall symétriques et non plus asymétriques comme dans le cas précédent. Ainsi la mesure des deux composantes peut se faire par interversion des contacts d'injection de courant et de mesure de tension de Hall. Une attention particulière doit être portée à cette inversion en considérant précisément la façon dont les contacts ont été micro soudés afin de réellement mesurer à $\varphi = \varphi_0$ et $\varphi = \varphi_0 + \frac{\pi}{2}$ et non pas à $\varphi = \varphi_0$ et $\varphi = \varphi_0 - \frac{\pi}{2}$ ou à $\varphi = \varphi_0 + \pi$ et $\varphi = \varphi_0 + \frac{\pi}{2}$ par exemple. L'échantillon est collé sur son porte échantillon par de la colle céramique, nettoiable à l'éthanol.

⁵ PPMS : **Physical Property Measurement System**

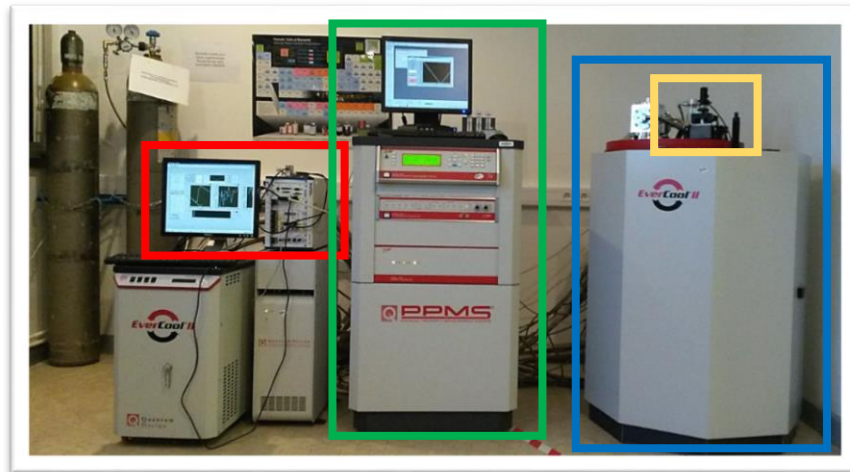
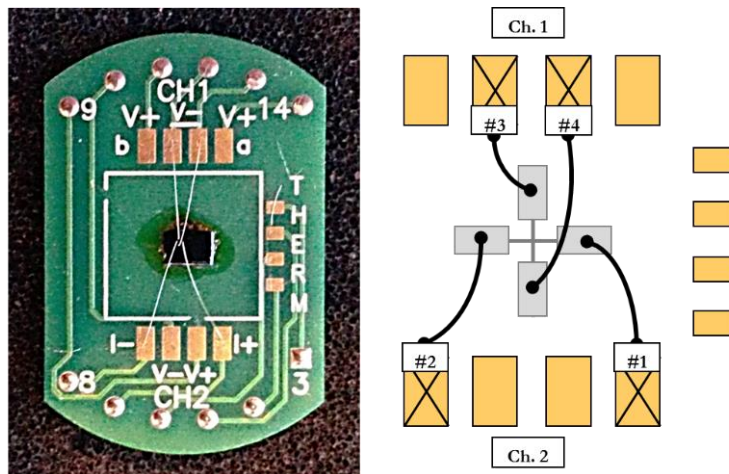


Figure 49 : Système PPMS-PXI synchronisé. En rouge : système PXI pour l'acquisition des mesures. En vert : Contrôleur du système PPMS. En bleu : cryostat et bobine supraconductrice. En jaune : moteur contrôlant l'angle θ du porte échantillon.



$\varphi = \frac{\pi}{2}$	#1	A	#3	C
	#2	B	#4	D
$\varphi = 0$	#1	D	#3	A
	#2	C	#4	B

Figure 50 : Principe d'échange des reprises de contacts A, B, C et D dans un échantillon symétrique pour mesurer les SOTs dans deux configurations $\varphi = 0$ et $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Les numéros #1, #2, #3 et #4 correspondent aux contacts microsoudés et interchangés via les reprises de contacts A, B, C et D connectés à l'injection de courant (A et B, zones violettes du tableau) et à la mesure de Hall (C et D, zones orange du tableau).

7. Alignement d'un échantillon et mesures préliminaires

7.1. Alignement angulaire de θ

La première vérification à effectuer est d'aligner le plan des couches avec le champ magnétique pour éviter tout désalignement dû à un mauvais positionnement de l'échantillon sur son support.

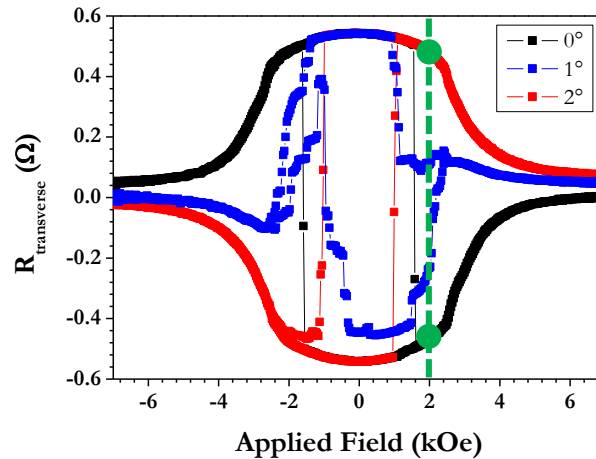


Figure 51 : Modification des cycles d'hystérésis induite par un changement d'angle mesurée par effet Hall extraordinaire lorsque le champ magnétique est quasiment aligné avec le plan de l'échantillon. La courbe noire a été mesurée avec un angle rapporté de 0° dans le repère mécanique qui permet la rotation, la bleue de 1° et la rouge de 2° . A une valeur de champ de 2 kOe donnée (ligne verte) le signe de la résistance de Hall change entre la courbe rouge (2°) et la courbe noire (0°) (cercles verts). Le zéro magnétique de l'échantillon peut donc être estimé proche du 1° rapporté dans le repère mécanique.

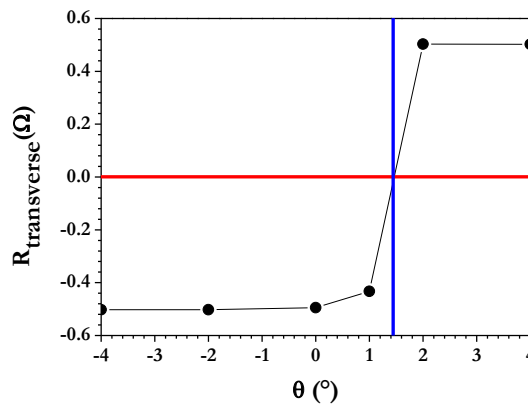


Figure 52 : Principe d'alignement de l'échantillon parallèlement au champ magnétique appliqué. La résistance transverse est mesurée pendant que l'échantillon est tourné dans un champ magnétique constant. Le moment où la résistance transverse change de signe correspond à la position où l'échantillon est aligné avec le champ.

Pour ce faire l'aimantation du matériau est mesurée en fonction de l'amplitude du champ magnétique appliqué pour différents angles du porte échantillon. A une forte amplitude de champ appliquée la composante M_z doit changer de signe (et donc le signe de la tension de Hall doit aussi changer) quand l'angle passe de $+\theta$ à $-\theta$ par rapport au zéro réel où l'échantillon est aligné parallèlement au champ appliqué (cf Figure 51). De façon itérative il est donc possible de s'approcher de ce zéro réel en mesurant le signe de la tension de Hall pour différents angles, jusqu'à ce que le changement de signe ait disparu (cf. Figure 52). Généralement pour des angles très proches du zéro réel, un échantillon a tendance à se désaimanter et son aimantation diminue. Cette méthode permet de vérifier la proximité au zéro réel. Dans le cas présenté Figure 52 le zéro réel est estimé à 1.5° du repère mécanique.

7.2. Alignement angulaire de φ et mesure de la résistance de Hall planaire

Pour un angle θ donné, la référence angulaire de l'angle φ peut être trouvée en vérifiant qu'à $\varphi = 0$, la tension de Hall est uniquement donnée par l'effet Hall extraordinaire et que le signal doit alors être symétrique. De fait pour $\varphi \neq 0$ et $\varphi \neq \frac{\pi}{2}$ l'effet Hall planaire s'ajoute comme une tension dépendant de $\sin^2(\theta)$, i.e. non nulle et toujours de même signe, alors que l'effet Hall extraordinaire change de signe quand le renversement de l'aimantation a lieu pour $H_{\text{appliqué}} > H_{\text{coercitif}}$.

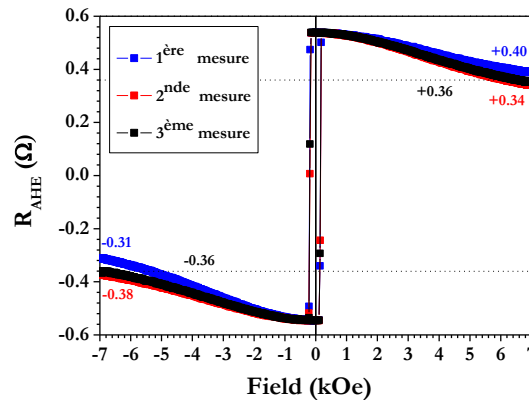


Figure 53 : Résistance de Hall dans trois configurations de φ autour de zéro au cours d'une procédure itérative d'alignement. La courbe bleue (première mesure) et la courbe rouge (deuxième mesure) possède des composantes symétriques qui démontrent un désalignement net par rapport à $\varphi = 0$. La courbe noire est la courbe mesurée la plus antisymétrique et donc la plus proche du zéro physique de l'échantillon.

A $\varphi = 0$ ou $\varphi = \frac{\pi}{2}$ le signal est donc purement antisymétrique. La mesure de la composante symétrique définit donc la précision de l'alignement à $\varphi = 0$ ou $\varphi = \frac{\pi}{2}$. La procédure pour l'alignement consiste à minimiser cette composante de façon itérative en effectuant des cycles de champ magnétique et en mesurant la tension de Hall. La Figure 54 présente trois courbes obtenues pendant une telle séquence de mesure. Alors que la courbe bleue présente une composante symétrique positive et que la courbe rouge présente une composante symétrique négative, la courbe noire est quasiment uniquement composée d'un signal antisymétrique. Ceci peut être

vérifié en effectuant une symétrisation et une anti-symétrisation de la courbe (cf. Figure 54 (a) et (b)).

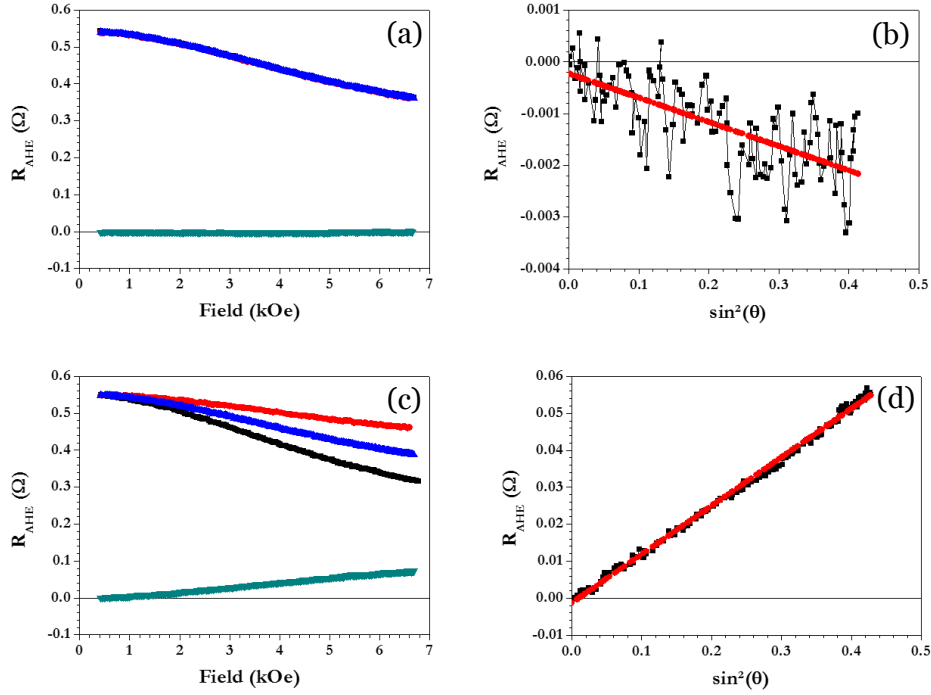


Figure 54 : (a) Parties symétrique (bleue) et antisymétrique (verte) du signal de Hall extraites à partir des deux moitiés du signal de Hall mesuré (champ positif (courbe rouge) et champ négatif (courbe noire)) dans le cas ou $\varphi \sim 0^\circ$. (b) Partie antisymétrique en fonction de $\sin^2(\theta)$ et son ajustement linéaire en rouge dans le cas ou $\varphi \sim 0^\circ$. (c) Parties symétrique (bleue) et antisymétrique (verte) du signal de Hall extraites à partir des deux moitiés du signal de Hall mesuré (champ positif (courbe rouge) et champ négatif (courbe noire)) dans le cas ou $\varphi \sim 45^\circ$. (d) Partie antisymétrique en fonction de $\sin^2(\theta)$ et son ajustement linéaire en rouge dans le cas ou $\varphi \sim 45^\circ$.

La partie antisymétrique peut ensuite être ajustée linéairement en fonction de $\sin^2(\theta)$ afin de minimiser la valeur de $R_{PHE} \sin(2\varphi)$. Dans le cas présenté ici, on mesure : $R_{PHE} \sin(2\varphi) \sim -5 \text{ m}\Omega$. Cette valeur n'a de sens que comparée à la valeur de R_{PHE} . Celle-ci peut être mesurée quand $\sin(2\varphi) \sim 1$ soit quand $\varphi = 45^\circ$. Une procédure itérative similaire peut être utilisée pour maximiser la partie symétrique de la tension de Hall aux environs de 45° . Le résultat d'une telle procédure est présentée Figure 54 (c) et (d). La pente mesurée donne directement $R_{PHE} = 131 \text{ m}\Omega$. L'erreur induite sur la mesure de R_{PHE} par un mauvais alignement du φ est limitée par la variation en $\sin(2\varphi)$ de la tension de Hall planaire (cf. Figure 38), maximale vers 45° . En revenant à la mesure aux environs de $\varphi = 0^\circ$, on peut déterminer l'erreur d'alignement angulaire avec :

$$\varphi \sim \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{-5}{131}\right) = -1.1^\circ \quad (133)$$

On doit tenir compte de cette erreur dans la procédure d'analyse des SOTs et de leurs dépendances angulaires.

7.3. Mesure de l'anisotropie magnétique

Une fois que l'on connaît la position où le champ magnétique est parallèle à notre échantillon, il est possible de mesurer l'anisotropie magnétique en appliquant un champ magnétique dans le plan pour tirer l'aimantation hors de son axe d'anisotropie. La mesure de la résistance de Hall permet alors d'obtenir la valeur du champ d'anisotropie en utilisant la relation (100) démontrée précédemment:

$$R_H = R_{AHE} \cos(\theta) = R_{AHE} \sqrt{1 - \left(\frac{H_{app}}{H_K}\right)^2} \quad (134)$$

Ce qui est équivalent à :

$$\sqrt{1 - \left(\frac{R_H}{R_{AHE}}\right)^2} = y(H_{app}) = \frac{H_{app}}{H_K} \quad (135)$$

La pente d'un ajustement linéaire de $y(H_{app})$ donne donc directement $1/H_K$.

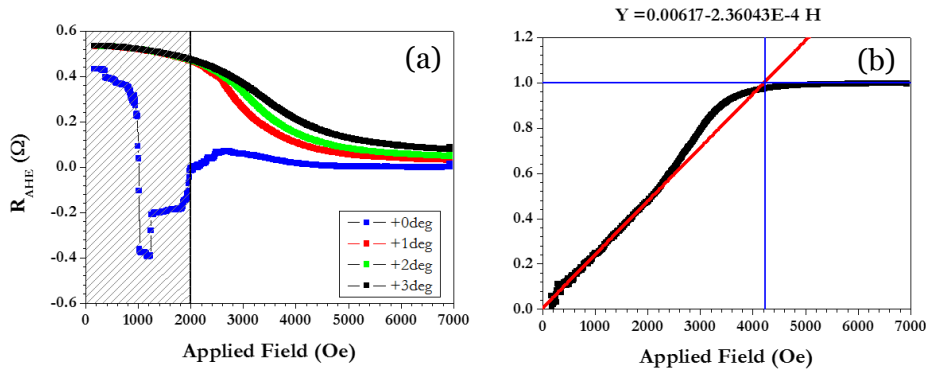


Figure 55 : (a) Mesure du signal de Hall pour différents angles θ_H du champ appliqué. Complètement dans le plan (bleu), décalé de 1 degré (rouge), décalé de 2 degrés (vert) et décalé de 3 degrés (noir). Sans composante de champ magnétique perpendiculaire l'échantillon se désaimante. La zone hachurée permet d'estimer la valeur maximale du champ appliqué pour lequel l'approximation d'un champ dans le plan reste valide dans la relation (134). (b) Ajustement linéaire en rouge et détermination du champ d'anisotropie (4250 Oe dans ce cas-ci).

Dans notre cas l'anisotropie est classiquement mesurée avec un léger décalage du champ appliqué (2~3 degrés) pour éviter la désaimantation de l'échantillon quand $\theta_H = 0$ (Figure 55). L'intersection de l'ajustement linéaire avec la valeur constante 1 en bleu donne la valeur du champ d'anisotropie de façon équivalente et plus visuelle (Figure 55 (b)).

7.4. Mesure de la résistance carrée et problèmes de normalisation

Dans chaque échantillon il existe une partie active, dont l'épaisseur est souvent inconnue, qui engendre les SOTs. Comme celle-ci peut varier d'un échantillon à

l'autre il est très difficile d'avoir accès au courant efficace ou à la densité de courant qui crée les SOTs et on préférera alors normaliser les SOTs par la tension aux bornes de la partie active afin de s'assurer que la densité de courant circulant dans chaque couche i composant la structure est maintenue constante. Il faut néanmoins que la résistivité de chaque couche soit invariante entre les échantillons. De fait :

$$j_i = \frac{I_i}{S_i} = \frac{V_{eff}}{\rho_i L} \quad (136)$$

Avec ρ_i la résistivité de la couche, I_i le courant injecté, S_i la surface traversée par le courant, L la longueur du dispositif, w sa largeur et V_{eff} la tension efficace.

La tension V_{eff} ne peut être estimée correctement si l'on ne considère que la tension utilisée pour créer le courant V_s (cf. Figure 56). En fait les variations de résistance R_{eff} entre échantillons provoquent des légères modifications du courant qui n'est pas imposé uniquement par la résistance R_{bias} de 800 Ω en série. Cette variation est associée à une modification de la tension aux bornes de la partie active.

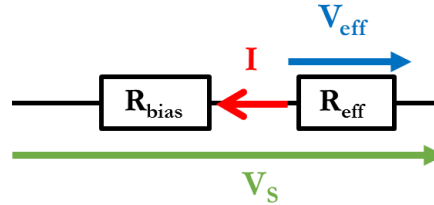


Figure 56 : Principe de normalisation par la tension efficace. R_{eff} représente la résistance de l'échantillon et R_{bias} la résistance qui permet de limiter le courant dans la structure. V_s est la tension appliquée par le générateur de tension et V_{eff} la tension efficace aux bornes du dispositif.

Même si l'on pouvait estimer $V_{eff} = V_s - V_{bias}$, il est préférable de mesurer R_{eff} de façon indépendante et précise. Cela permet de s'affranchir des disparités de résistances liées par exemple aux positions des microsoudures. Ceci peut se faire en effectuant une mesure quatre pointes soit sur un échantillon macroscopique soit sur un échantillon où quatre contacts en ligne ont été nano-fabriqués. La résistance de cet échantillon est donnée par :

$$R_{4pointes} = \frac{\rho L}{wt} = R_{\blacksquare} \frac{L_{4pointes}}{w_{4pointes}} \quad (137)$$

En mesurant un échantillon dont on connaît la longueur $L_{4pointes}$ et la largeur $w_{4pointes}$ il est possible d'accéder à la résistance carrée R_{\blacksquare} et donc à la résistance efficace de notre échantillon telle que :

$$R_{eff} = R_{\blacksquare} \frac{L}{w} = R_{4pointes} \frac{w_{4pointes}}{L_{4pointes}} \frac{L}{w} \quad (138)$$

En prenant un échantillon de mesure 4 pointes avec le même facteur de forme $\frac{L}{w}$ que notre dispositif on a directement $R_{eff} = R_{4pointes}$, et aussi $V_{eff} = IR_{4pointes}$.

Il est néanmoins nécessaire de prendre garde, car la tension efficace estimée dépend fortement des paramètres géométriques w et L qui peuvent varier en fonction de la structure utilisée pour les mesures de SOTs. La comparaison entre différentes mesures est donc plus difficile.

Dans le cas où la résistivité des couches évolue, ce qui est vraisemblable quand les épaisseurs ou les interfaces des différentes couches sont modifiées, la normalisation par la tension efficace est incorrecte. La meilleure méthode de normalisation reste alors la normalisation par la densité de courant. Elle est cependant plus compliquée à mettre en place car elle nécessite des mesures précises de résistivité pour les couches étudiées.

7.5. Effet de double court-circuitage de l'effet Hall extraordinaire

Le courant circulant dans le système peut être catégorisé en deux parties : le courant actif participant à la création de la tension de Hall extraordinaire et le courant passif ne participant pas à ce phénomène. Le schéma équivalent est alors constitué de deux résistances en parallèle (cf. Figure 57 (a)).

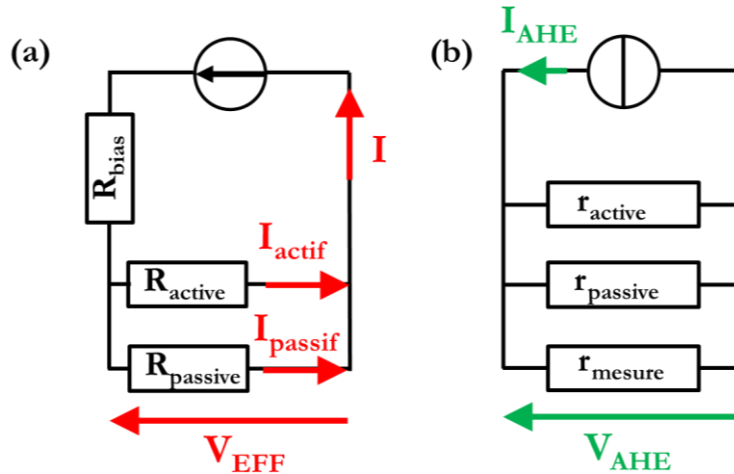


Figure 57 : (a) Circuit équivalent d'injection de courant et court-circuitage du courant actif par la résistance passive de l'échantillon. (b) Circuit équivalent de création de la tension de Hall transverse.

Le courant actif I_{actif} est donc proportionnel au courant total circulant dans le circuit :

$$I_{\text{actif}} = I \frac{R}{R_{\text{active}}} = I \frac{\frac{\rho_{\text{passive}}}{t_{\text{passive}}}}{\frac{\rho_{\text{passive}}}{t_{\text{passive}}} + \frac{\rho_{\text{active}}}{t_{\text{active}}}} = I \frac{1}{1 + \frac{\rho_{\text{active}}}{\rho_{\text{passive}}} \frac{t_{\text{active}}}{t_{\text{passive}}}} \quad (139)$$

Avec R la résistance longitudinale totale du système, R_{active} celle de la partie active, R_{passive} celle de la partie passive et ρ_{active} (ρ_{passive}) et t_{active} (t_{passive}) les résistivités et les épaisseurs des parties actives et passives associées.

Le courant circulant dans la partie active engendre un courant de charge transverse I_{AHE} par l'effet Hall extraordinaire tel que :

$$I_{AHE} = \frac{R_{AHE}}{r_{active}} I_{actif} \quad (140)$$

Avec r_{active} ($r_{passive}$) la résistance transverse de la couche active (passive) et R_{AHE} la résistance de Hall extraordinaire. Celui-ci engendre la création d'une différence de potentiel aux bornes de l'échantillon qui, en contre-réaction, provoque la circulation d'un courant de charge dans la direction opposée. En état stationnaire, les deux courants se compensent exactement et la tension créée est alors dépendante de la structure de l'échantillon. En effet la couche passive et la résistance interne du voltmètre de mesure réduisent la tension créée par effet de court-circuit (cf. Figure 57 (b)). Le circuit électrique équivalent est donc constitué de trois résistances en parallèle et d'un générateur de courant constant, modélisant la création du courant de Hall. En négligeant la résistance de mesure du voltmètre, classiquement de l'ordre du $M\Omega$, très grande devant les autres résistances on obtient l'amplitude de la tension de Hall par :

$$\begin{aligned} V_{AHE} &= r I_{AHE} \\ &= \frac{r_{active} r_{passive}}{r_{active} + r_{passive}} I_{AHE} \\ &= \frac{r_{passive}}{r_{active} + r_{passive}} R_{AHE} I_{actif} \\ &= \frac{\frac{\rho_{passive}}{t_{passive}}}{\frac{\rho_{passive}}{t_{passive}} + \frac{\rho_{active}}{t_{active}}} R_{AHE} I_{actif} \\ &= \frac{I R_{AHE}}{\left(1 + \frac{\rho_{active}}{\rho_{passive}} \frac{t_{active}}{t_{passive}}\right)^2} \end{aligned} \quad (141)$$

En exprimant cette dernière relation par rapport à la résistance longitudinale on obtient :

$$V_{AHE} = R_{xy} I = I R_{AHE} \left(\frac{R}{R_{active}}\right)^2 = I \gamma R^2 \quad (142)$$

La résistance de Hall efficace R_{xy} varie donc comme le carré de la résistance longitudinale par un phénomène de double court-circuitage du courant de Hall. Dans le cas simple où tout l'échantillon est actif, on retrouve bien $R = R_{active}$ et $V_{AHE} = I R_{AHE}$.

La valeur du paramètre $\gamma = \frac{R_{AHE}}{R_{active}^2}$ dépend donc du rapport entre R_{AHE} et la résistivité longitudinale de la partie active ρ_{xx} . Il est nécessaire de prendre cette correction en compte afin de caractériser les modifications de la partie active pour l'effet Hall extraordinaire entre différents échantillons. Il est attendu que la variation d'effet Hall planaire suive la même loi de double court-circuitage par la résistance passive de l'échantillon.

8. Bilan

La technique de mesure présentée dans ce chapitre permet de caractériser l'intégralité des composantes des SOTs dans un échantillon ferromagnétique telles qu'elles sont prédites par des analyses de symétries. Elle nécessite un alignement précautionneux afin de minimiser les incertitudes. Une étude générale des SOTs et de leurs propriétés dans différents matériaux peut donc être effectuée avec une telle méthode. Néanmoins, la démonstration tardive des corrections aux techniques de mesures utilisées jusqu'alors font que cette méthode n'a pu être utilisée sur tous les échantillons déposés.

L'analyse des valeurs des composantes constantes ainsi que des dépendances angulaires à température ambiante où à basse température doit cependant permettre de mettre en évidence les phénomènes physiques dominants dans différents types d'échantillons. Les méthodes présentées dans ce chapitre ont été utilisées sur des systèmes avec des structures différentes et les résultats de ces mesures sont présentés dans le prochain chapitre.

Chapitre IV

SOTs dans les systèmes à base de cobalt-platine

La question fondamentale au sujet des SOTs concerne leur origine physique, qui est complexe et reste globalement inconnue. Un objectif fixé pour cette thèse a donc été de mieux comprendre l'origine des SOTs dans le cas particulier des systèmes à base de platine et de cobalt. Alors que les outils utilisés ont été présentés dans le chapitre précédent, les différentes expériences réalisées dans cet objectif précis vont être abordées maintenant.

Historiquement, le système de référence, celui qui a été caractérisé le plus en détail par les équipes de notre laboratoire et nos collaborateurs, est l'empilement Pt|Co|AlO_x. Il a donc été décidé de caractériser l'évolution des SOTs dans ce système lorsqu'on modifie la structure cristalline de la couche de platine. Cela a été fait par l'adjonction d'une couche d'accroche de tantale qui modifie fortement la croissance du platine.

Parallèlement, l'origine volumique ou d'interface des SOTs a été sondée sur deux séries d'échantillons différentes. Une première série basée sur une structure asymétrique de Ta|Au|Co|Pt où les effets d'un gradient de platine, d'une insertion de cuivre entre le cobalt et le platine, et l'impact de la température ont été étudiés. Et une seconde série basée sur des échantillons de Ta|Pt|Co|Pt où l'interface entre le cobalt et le platine a été artificiellement dégradée lors du dépôt.

Afin de pouvoir comparer les mesures de SOTs obtenues dans chaque étude, il a été nécessaire de mesurer dans chaque cas l'évolution des propriétés électroniques et magnétiques des échantillons.

Ce chapitre regroupe donc l'ensemble de ces mesures et propose une réflexion sur la cohérence de l'ensemble des résultats obtenus.

1. Effet d'une couche d'accroche de tantale

1.1. Objectifs

Il est connu que la plupart des métaux ferromagnétiques ont une mauvaise adhérence sur les oxydes, et notamment sur le dioxyde de silicium. Une couche d'accroche, généralement de tantale, de tungstène, de titane, ou de chrome permet d'améliorer leur croissance et leurs confèrent de meilleures propriétés cristallographiques [111]. L'objectif de cette étude est de voir comment l'ajout d'une telle couche d'accroche modifie les propriétés magnétiques d'un échantillon de $Pt_{30}/Co_6/AlO_x$ et comment les variations observées sont corrélées avec les variations de structure du matériau. Une couche de tantale de 30 Å sera donc utilisée pour aider à la croissance d'un échantillon de $Pt_{30}/Co_6/AlO_x$ et les effets mesurés seront comparés à ceux mesurés sur le même échantillon dépourvu de couche d'accroche. On peut remarquer cependant que le tantale n'est pas le meilleur choix pour une telle étude car il possède un fort couplage spin orbite qui peut être à l'origine de SOTs dans le cobalt. Cette remarque est aussi valable pour le tungstène et, dans une moindre mesure, probablement aussi pour le titane et le chrome. En l'absence d'autre alternative dans la chambre de dépôt, notre choix s'est porté sur le tantale.

1.2. Caractérisation de la structure par diffraction de rayons X

Les différences de structure entre les couches de platine des deux échantillons de $Pt_{30}/Co_6/AlO_x$ et $Ta_{30}/Pt_{30}/Co_6/AlO_x$ ont été estimées à partir de mesures de diffraction de rayons X réalisées sur deux échantillons de Pt_{30} et Ta_{30}/Pt_{30} (Figure 58). Une structure poly-cristalline cubique face centrée (Fm $\bar{3}$ m) du platine sur les deux échantillons est identifiable par l'existence d'un pic de diffraction à $2\theta=46^\circ$ (correspondant au pic de diffraction de premier ordre des plans $\langle 111 \rangle$ du platine). Sur l'échantillon de Ta_{30}/Pt_{30} , ce pic est complété par un second pic à $2\theta=103^\circ$ correspondant au pic de diffraction de second ordre des plans $\langle 111 \rangle$ (indexé $\langle 222 \rangle$) et qui est absent sur l'échantillon de Pt_{30} . L'observation de ce pic d'ordre supérieur $\langle 222 \rangle$ combinée à l'augmentation nette de l'intensité du pic de diffraction $\langle 111 \rangle$ par rapport à l'échantillon de Pt_{30} met en évidence une amélioration importante de la structure poly-cristalline $\langle 111 \rangle$ du platine par l'ajout d'une couche d'accroche de tantale.

Les paramètres de maille des deux couches de platine sont extraits depuis la position du centre du pic de diffraction $\langle 111 \rangle$ en utilisant la loi de Bragg. On obtient alors 3.97Å pour l'échantillon à couche d'accroche de tantale et 3.95Å pour l'échantillon simplement composé de platine. Les deux valeurs sont très similaires et proches des valeurs théoriques dans la littérature (environ 3.92Å [112]). La structure cristallographique du platine sur les deux échantillons est donc très similaire et seul le nombre de zones cristallisées varie entre les deux échantillons.

Parallèlement, l'épaisseur de la couche cristallisée peut être estimée par la formule de Scherrer en utilisant la largeur à mi-hauteur (FWHM) des pics de diffraction. Cela donne une épaisseur d'environ 3.4 nm pour l'échantillon à base de tantale contre 3.0

nm pour l'échantillon simplement composé de platine. L'épaisseur plus importante obtenue pour l'échantillon avec couche d'accroche de tantale met en évidence que l'interface entre la couche de platine et celle de tantale est complexe et ne peut être décrite par un modèle simple de deux couches métalliques indépendantes en parallèle.

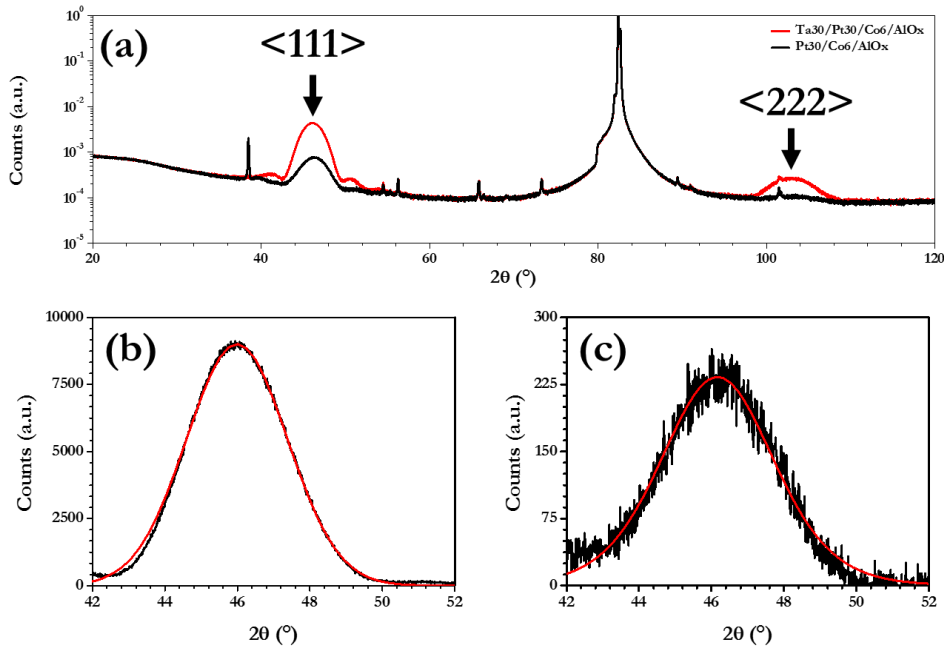


Figure 58 : (a) Figure de diffraction de rayons X normalisée par l'intensité du pic de diffraction du substrat de Silicium pour deux échantillons de Ta₃₀|Pt₃₀ et Pt₃₀. La figure présente des pics de diffraction liés à la structure <111> poly-cristalline du platine. (b) Pic <111> du platine dans un échantillon de Ta₃₀|Pt₃₀ et son ajustement de type Pearson VII (FWHM = 3.28°, $\theta_{\text{centre}}=45.98^\circ$) [113]. (c) Pic <111> du platine dans un échantillon de Pt₃₀ et son ajustement de type Pearson VII (FWHM = 3.66°, $\theta_{\text{centre}}=46.16^\circ$).

1.3. Propriétés électriques & magnétiques

Pour évaluer l'effet de l'ajout d'une couche d'accroche de tantale sur les SOTs, il est nécessaire d'accorder préalablement une attention particulière à la résistance de chaque échantillon, qui caractérise la densité de courant circulant dans le platine, et à la résistance de Hall extraordinaire, qui caractérise la variation d'aimantation de la couche de cobalt. Ces deux propriétés, présentées dans le

Tableau 10, peuvent en effet être affectées par la modification de structure due à l'ajout d'une couche d'accroche.

	Résistance	R _{AHE}	R _{PHE}	R _{AHE} /R ²	H _{anisotropie}
Avec Ta	225 Ω	976 mΩ	359 mΩ	19 μΩ ⁻¹	13100 Oe
Sans Ta	186 Ω	698 mΩ	205 mΩ	20 μΩ ⁻¹	8300 Oe

Tableau 10 : Propriétés électriques et magnétiques pour des échantillons de $Pt_{30}|Co_6|AlO_x$ avec et sans couche d'accroche de tantale.

Il apparaît que la résistance de l'échantillon avec couche d'accroche de tantale est plus élevée que celle de l'échantillon sans tantale. Cela confirme que l'échantillon ne peut être décrit par un modèle simple où le platine et le tantale formeraient un système de deux couches résistives en parallèle. Dans un tel cas, la résistance de l'échantillon avec couche d'accroche serait plus faible que celle de l'échantillon sans couche d'accroche. Cette augmentation de la résistance est possible si le tantale et le platine ne forment pas deux couches résistives parallèles mais deux couches liées par un alliage diffus dans laquelle la résistivité est plus importante que dans des matériaux purs.

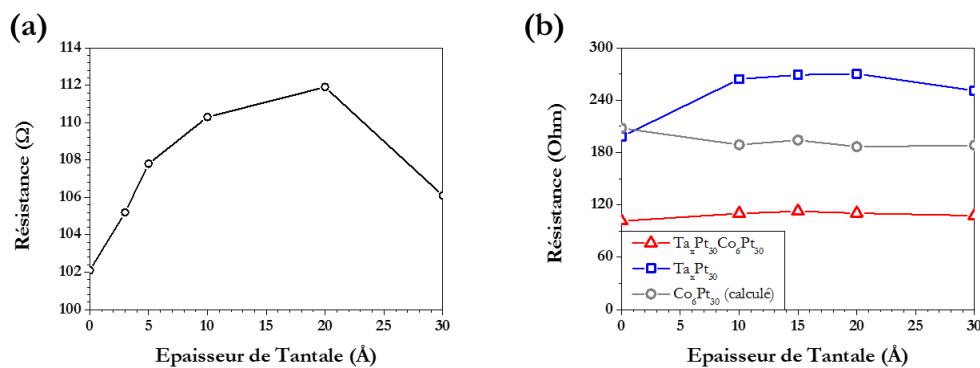


Figure 59 : (a) Résistance d'une série d'échantillons de $Ta_x|Pt_{30}|Co_6|Pt_{30}$ en fonction de l'épaisseur de tantale. (b) Résistance d'une série d'échantillons de $Ta_x|Pt_{30}|Co_6|Pt_{30}$ (rouge) comparée à la résistance d'un échantillon de $Ta_x|Pt_{30}$ (bleu) en fonction de l'épaisseur de tantale. En gris, la résistance de $Co_6|Pt_{30}$ calculée à partir des courbes rouge et bleue en supposant un modèle simple de deux résistances en parallèle.

Ceci a été vérifié en effectuant une variation de l'épaisseur des couches de platine et de tantale dans plusieurs séries d'échantillons (cf. Figure 59). Que ce soit pour des échantillons de $Ta_x|Pt_{30}|Co_6|Pt_{30}$ (en rouge sur la figure) ou pour des échantillons de $Ta_x|Pt_{30}$ (en bleu sur la figure), la résistance augmente avec l'épaisseur de tantale jusqu'à une épaisseur d'environ 20 Å puis diminue. Ceci peut s'expliquer si l'augmentation de la résistivité due à la formation d'un alliage de tantale et de platine est plus importante que l'effet de l'augmentation de l'épaisseur durant les 2 premiers nanomètres. Au-delà, l'effet de l'augmentation de l'épaisseur devient prépondérant.

Parallèlement la courbe grise de la Figure 59 (b) montre que la résistance de la structure Co|Pt, calculée par un modèle simple à deux résistances en parallèle à partir des mesures sur les deux séries d'échantillons de Ta|Pt|Co|Pt et Ta|Pt, est constante quelle que soit l'épaisseur de tantale déposée. Ainsi l'insertion d'une couche de tantale semble affecter principalement la couche de platine inférieure mais ne semble pas modifier de façon importante la couche de cobalt ni celle de platine supérieure.

Cette conclusion est cohérente avec un rapport R_{AHE}/R^2 constant à environ $20 \mu\Omega^{-1}$ pour les échantillons avec et sans couche d'accroche de tantale⁶. Cela semble indiquer

⁶ Comme il a été vu au chapitre précédent ce rapport corrige la valeur de la résistance de Hall pour les effets de court-circuit dus aux modifications des couches passives de l'échantillon.

que la résistance de Hall reste inchangée pour les deux échantillons et donc que la couche de cobalt est inaffectée magnétiquement par l'ajout d'une couche d'accroche de tantale. Ainsi l'aimantation de la couche de cobalt ne semble pas varier entre les deux échantillons.

1.4. Evolution des SOTs

Les SOTs ont été mesurés sur les deux échantillons en utilisant la méthode décrite par Garello *et al.* [66] qui ne prend pas en compte la correction correcte de la dépendance angulaire (cf. chapitre précédent). Les croix de Hall utilisées sont symétriques et chaque bras fait 2 μm de large pour 3 μm de long. Les valeurs des SOTs sont présentées, normalisées par la tension efficace appliquée, en fonction de $\sin^2(\theta)$ sur la Figure 60.

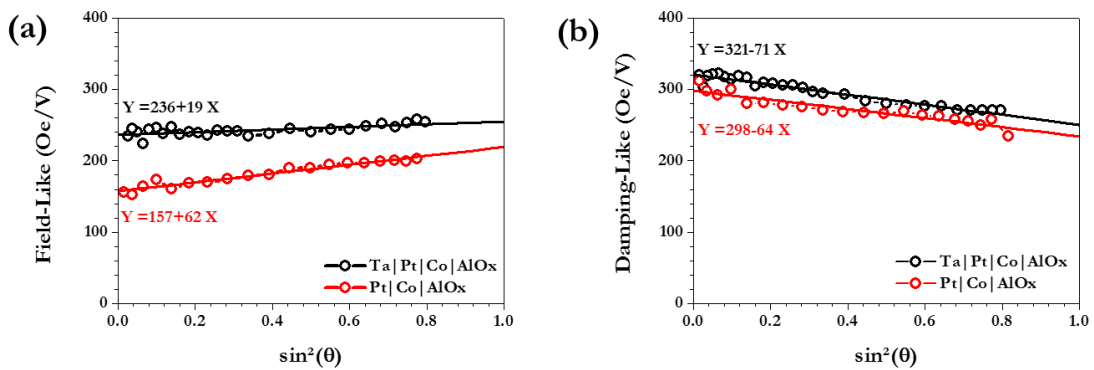


Figure 60 : Composantes « Field-Like » et « Damping-Like » normalisées par la tension efficace et mesurées par la méthode utilisée par Garello *et al.* utilisant deux courbes à $\varphi=0^\circ$ et $\varphi=90^\circ$. Les croix de Hall utilisées sont symétriques et chaque bras fait 2 μm de large par 3 μm de long.

Il est par ailleurs nécessaire d'être conscient que la densité de courant circulant dans chaque couche n'est pas maintenue constante malgré la normalisation. En effet la formation d'un alliage affecte grandement la résistivité de la couche de platine. En prenant en compte la variation de résistance entre les deux échantillons et en négligeant les résistances du cobalt et du tantale, que l'on peut supposer grandes devant celle du platine, il est possible d'estimer la variation de la densité de courant dans le platine entre les deux mesures. Les composantes des SOTs à $\theta=0^\circ$ normalisées par les densités de courant estimées sont présentées dans le Tableau 11.

	Field-Like (10^{-11} Oe.m ² /A)	Damping-Like (10^{-11} Oe.m ² /A)
Avec Ta	23.9	32.6
Sans Ta	13.1	24.9

Tableau 11 : SOTs à $\theta=0^\circ$ normalisés par la densité de courant estimée dans le platine.

Ces valeurs sont probablement sous-estimées car elles supposent que l'intégralité du courant passe dans le platine.

1.5. Discussions, conclusions, et perspectives

Il apparaît clairement que l'échantillon avec couche d'accroche de tantale, qui est aussi celui possédant la plus grande surface cristallisée, montre des SOTs plus élevés. La partie constante de la composante « Field-Like » est quasiment doublée par rapport au cas sans tantale alors que la composante « Damping-Like » augmente d'environ 30%. La faible variation du rapport R_{AHE}/R^2 montre que ces variations de SOTs ne peuvent raisonnablement pas être imputées à une variation d'aimantation mais sont plutôt liées à la variation de structure cristalline, très importante. Il est possible que cette différence de structure explique aussi la variation de 50% observée entre les champs d'anisotropie des deux échantillons. Les modifications plus importantes de la composante « Field-Like » que de la composante « Damping-Like » pourraient s'expliquer par une plus grande sensibilité à la structure de la couche de platine. Il est possible que les SOTs mesurés soient alors la somme de deux phénomènes distincts, comme par exemple la somme d'un effet Hall de spin dans le platine et d'un effet intrinsèque à la couche de cobalt, dont la sensibilité à la structure serait différente. Une autre hypothèse est que la présence du tantale entraîne une modification des paramètres de conductivité d'interface. L'effet Hall de spin seul, lié à cette modification pourrait alors expliquer ces variations sans avoir forcément besoin d'un second effet, en l'occurrence une contribution intrinsèque à la couche de cobalt.

On note par ailleurs que la présence d'une couche de tantale sous la couche de platine engendre la formation d'un alliage de Ta/Pt. Cet alliage entraîne une augmentation de la résistance de l'échantillon. Il est alors possible que cette augmentation de la résistivité par l'insertion d'impuretés de tantale participe à une modification (augmentation ou réduction) des SOTs engendrés dans la couche de platine. Néanmoins, l'effet de cet alliage sur la création des SOTs reste à analyser. Quoiqu'il en soit, cette augmentation de résistance entraîne une diminution du courant nécessaire à la création de SOTs identiques et, ainsi, réduit la puissance utilisée. C'est un point très important pour les applications.

Finalement, même si cette augmentation des SOTs est clairement accompagnée par une amélioration notable de la structure cristallographique de la couche de platine, la présence d'un alliage de tantale-platine et les variations différentes des composantes « Field-Like » et « Damping-Like » montrent que différents phénomènes peuvent être conjointement à l'origine des SOTs dans les échantillons de cobalt-platine. Afin de mieux comprendre les effets de l'amélioration de la structure, il est nécessaire de mieux distinguer les contributions de volume du platine de celle de l'interface platine-cobalt.

2. Effet volumique du platine supérieur

2.1. Échantillons asymétrique à base de Ta|Au

Afin de caractériser la force relative des effets volumiques et des effets d'interface engendrés sur des couches de cobalt par des couches de platine, les SOTs ont été mesurés dans des échantillons à base de cobalt avec différentes épaisseurs de platine.

Il est ainsi attendu de pouvoir distinguer les effets volumiques augmentant avec l'épaisseur de platine des effets d'interface ou intrinsèques à la couche de cobalt, constants quelle que soit l'épaisseur déposée. Il a alors été choisi de faire varier l'épaisseur d'une couche de platine au-dessus d'une couche de cobalt afin de pouvoir diminuer les épaisseurs déposées jusqu'à un nanomètre tout en conservant une anisotropie perpendiculaire de plusieurs kOe. Ceci aurait été impossible avec une couche de platine située sous la couche de cobalt car les variations de croissance cristallographique aux faibles épaisseurs auraient profondément modifié le système étudié (et notamment l'anisotropie). Une couche d'or a alors été déposée sous le cobalt pour obtenir cette anisotropie perpendiculaire tout en brisant la symétrie autour de la couche cobalt que l'on aurait eu en déposant Ta|Pt|Co|Pt par exemple. En effet, l'effet Hall de spin supposé faible de l'or en fait un bon candidat pour ce rôle. Il est du coup attendu que l'or ne contrebalance pas de façon importante les SOTs engendrés dans le platine. Cette hypothèse sera vérifiée dans la suite de ce chapitre. Ainsi des couches de Ta₃₀|Au₂₀|Co₈|Pt_t ont été déposées sur un substrat de silicium (100) oxydé thermiquement sur 500 nm en surface (avec t l'épaisseur de platine déposée). Comme nous allons le voir, la couche de tantale sert de couche d'accroche à la structure $\langle 111 \rangle$ de la couche d'or et permet l'obtention d'une anisotropie perpendiculaire.

2.2. Evaluation de la structures cristallographique par diffraction de rayons X

Comme précédemment, la structure des échantillons a été évaluée par diffraction des rayons X. Les figures de diffraction, présentées *Figure 61* pour des échantillons avec 20 Å et 120 Å de platine, montrent que l'or et le platine présentent des structures poly-cristallines cubique face centrée (Fm3m) orientées $\langle 111 \rangle$.

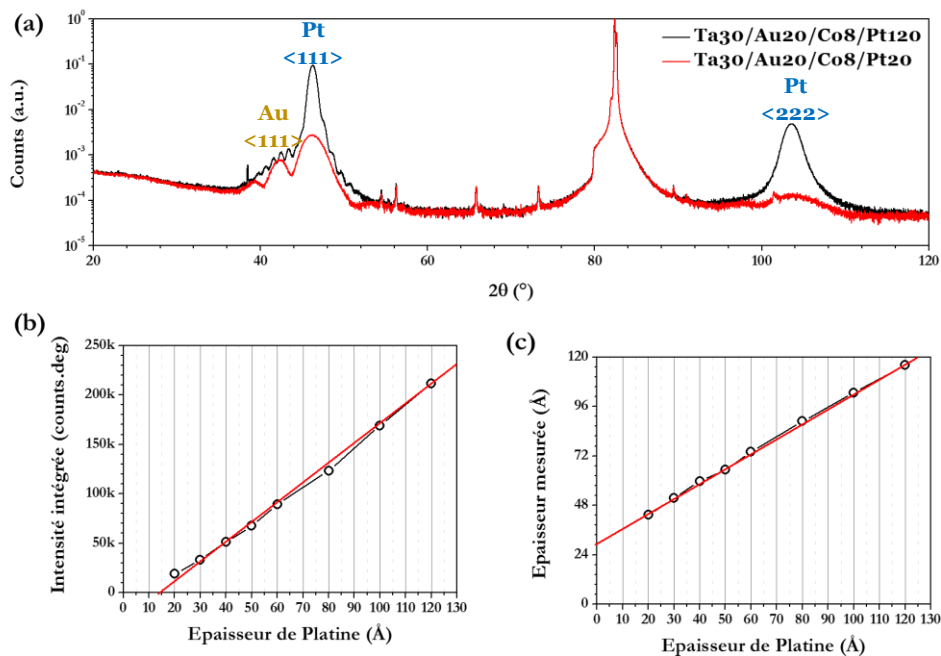


Figure 61 : (a) Figure de diffraction pour deux échantillons d'épaisseur 20 Å et 120 Å de platine. (b) Evolution de l'intensité intégrée du pic de

diffraction <111> avec l'épaisseur de platine (c) Evolution de l'épaisseur calculée de la couche de platine par la formule de Scherrer.

L'intensité intégrée⁷ du pic de diffraction <111> et l'épaisseur estimée par la formule de Scherrer sont présentées en fonction de l'épaisseur du platine. La linéarité des deux effets tend à montrer que l'augmentation de l'intensité du pic de diffraction <111> du platine est essentiellement due à une augmentation d'épaisseur et pas à une variation de structure cristalline⁸. En effet, l'intensité intégrée d'un pic de diffraction est proportionnelle au nombre de mailles cristallisées dans la structure correspondante. Sa linéarité avec l'épaisseur indique donc que le nombre de mailles <111> n'augmente pas de façon surfacique mais bien juste en épaisseur.

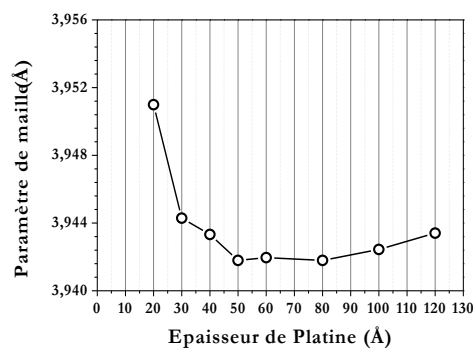


Figure 62 : Paramètre de maille du platine en fonction de l'épaisseur de platine déposée.

Parallèlement la structure cristalline du platine subit une légère relaxation avec l'épaisseur (Figure 62), qui se déroule principalement sur les 3 premiers nanomètres de platine déposés.

2.3. Estimation de la résistivité du platine

Afin d'évaluer les effets sur les SOTs de l'augmentation de l'épaisseur de platine, il est nécessaire d'accorder préalablement une attention particulière à la variation de résistance en fonction de l'épaisseur de platine déposée. En effet, l'évolution de la résistance caractérise l'évolution de la résistivité de chaque couche et permet de déterminer l'évolution de la densité de courant dans la couche de platine en fonction de son épaisseur. C'est une donnée nécessaire à la normalisation des SOTs dans un objectif de comparaison des effets engendrés par différentes épaisseurs de platine.

La mesure de la résistance de chaque échantillon a été effectuée par une méthode 4 pointes (Figure 63 (a)) et la détermination de la résistivité associée peut être extraite de la Figure 63 (b) présentant l'évolution de l'inverse de la résistance avec l'épaisseur t de platine car il est connu que :

⁷ L'intensité intégrée est l'aire sous le pic de diffraction considéré.

⁸ L'interprétation de la valeur non nulle mesurée par l'utilisation de la formule de Scherrer pour une épaisseur de platine déposée théoriquement nulle n'est pas évidente à nos yeux. Il peut s'agir d'un artefact dû à l'absence de prise en compte de certains phénomènes liés à la diffraction des rayons X ou d'un véritable effet de la croissance du platine, possiblement lié à la formation d'un alliage de cobalt-platine.

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_0} + \frac{wt}{\rho L} \quad (143)$$

Avec ρ la résistivité de la couche de platine, w sa largeur et L sa longueur. R_0 est la résistance pour une épaisseur de platine nulle et correspond donc approximativement à la résistance de l'empilement Ta₃₀|Au₂₀|Co₈. Une résistivité constante ρ_0 de la couche de platine impliquerait alors une dépendance linéaire de l'inverse de la résistance avec l'épaisseur. Dans nos mesures la résistance augmente fortement pour les faibles épaisseurs de platine, ce qui pourrait être lié à une augmentation de la résistivité par des diffusions électroniques sur les interfaces. Afin de prendre en compte l'évolution de la résistance pour les faibles épaisseurs de platine et afin d'essayer de déterminer le libre parcours moyen dans la platine, la courbe a été ajustée par la méthode des moindres carrés en utilisant un modèle basé sur la théorie de Fuchs-Sondheimer.

En supposant que l'épaisseur de la couche de platine est plus grande que le libre parcours moyen λ des électrons, il est alors possible d'utiliser la relation approchée suivante pour la résistivité [114] :

$$\rho(t) = \rho_0 \left(1 + \frac{3\lambda}{8t}\right) \quad (144)$$

Ce qui donne alors l'expression suivante utilisée pour l'ajustement de l'inverse de la résistance:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_0} + \frac{wt}{\rho_0 \left(1 + \frac{3\lambda}{8t}\right)L} \quad (145)$$

Le meilleur ajustement a été obtenu pour une valeur de résistivité $\rho_0 = 15.4 \mu\Omega \cdot cm$, un libre parcours moyen $\lambda = 11.2 nm$ et une résistance $R_0 = 369.7\Omega$. Néanmoins, les paramètres obtenus via cet ajustement sont très sensibles à la valeur de R_0 choisie et sur laquelle l'incertitude est grande. En effet cette valeur est essentiellement déterminée par les points d'épaisseurs de platine les plus faibles (5 et 10 Å). L'incertitude sur sa détermination est donc grande puisque cela ne représente qu'un ou deux points.

Ce meilleur ajustement de la résistance a donc été encadré par deux autres ajustements en imposant des valeurs de résistance $R_0 = 300\Omega$ et $R_0 = 600\Omega$ afin de donner un encadrement des valeurs de libre parcours moyen et de résistivité plutôt qu'une valeur unique. Les deux valeurs de R_0 ont été choisies de telle façon que les ajustements obtenus, présentés Figure 63 (b), restent crédibles par rapport aux points expérimentaux. Le libre parcours moyen serait donc compris entre 15.9 nm et 5.9 nm et la résistivité 17.2 $\mu\Omega \cdot cm$ et 14.1 $\mu\Omega \cdot cm$.

On remarque que, dans tous les cas, les valeurs de libre parcours moyen obtenues ne sont pas négligeables devant l'épaisseur de la couche de platine ce qui remet en cause l'utilisation de l'approximation précédente. Cela affecte des paramètres obtenus comme la résistivité mais n'invalide cependant pas l'utilisation de ces ajustements pour normaliser les SOTs mesurés puisque la corrélation avec les points expérimentaux est très bonne (coefficient de corrélation >0,999 pour le meilleur ajustement).

La résistivité obtenue $\rho_0 \cong 15.4 \mu\Omega.cm$, qui correspond à la résistivité du platine loin des interfaces, a une valeur cohérente avec les valeurs les plus faibles rapportées dans la littérature pour des couches similaires (entre $10 \mu\Omega.cm$ et $20 \mu\Omega.cm$). La résistivité en fonction de l'épaisseur de platine est présentée Figure 63 (c) pour les trois ajustements effectués. La variation de la résistivité pour les faibles épaisseurs de platine indique que la normalisation des SOTs mesurés dans le but d'étudier l'effet de l'épaisseur de platine supérieure ne peut être faite simplement par la tension appliquée mais nécessite de prendre en compte ces variations de résistivité en normalisant par la densité de courant dans le platine. Une normalisation par la tension efficace permet cependant d'estimer les effets provenant des couches inchangées (dont la résistivité ne varie pas en fonction de l'épaisseur de platine), comme la couche de Ta|Au par exemple.

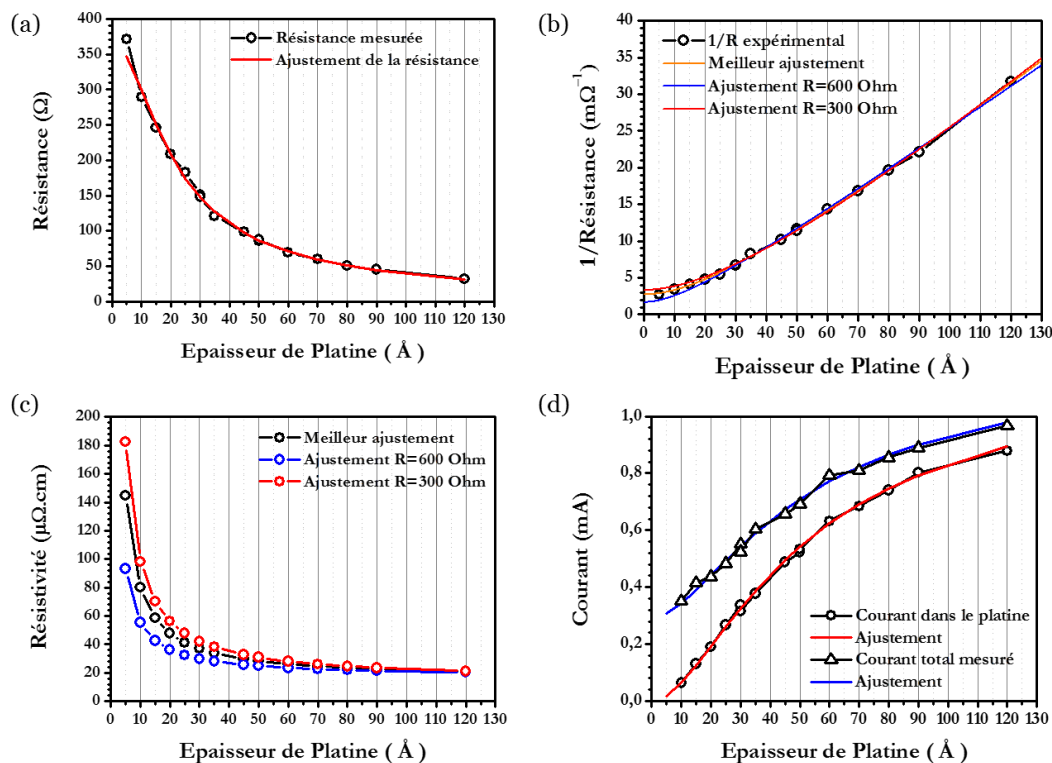


Figure 63 : (a) Résistance des échantillons en fonction de l'épaisseur de platine (b) Inverse de la résistance. Les courbes continues représentent trois ajustements réalisés en utilisant un modèle de type Fuchs-Sondheimer. En orange, le meilleur ajustement réalisé. En bleu (rouge) un ajustement en supposant la résistance limite à une épaisseur de platine nulle égale à 600 Ω (300 Ω). (c) Résistivités obtenues à partir des ajustements précédents. (d) Détermination du courant circulant dans le platine par rapport au courant total mesuré dans l'échantillon. Les courbes peuvent être estimées théoriquement en prenant en compte l'ajustement précédemment réalisé sur la résistance (lignes continues).

La tension efficace agissant sur les dispositifs de mesure des SOTs est déterminée comme le produit de la résistance mesurée par la méthode 4 pointes et du courant circulant lors des mesures. L'accès à la résistivité du platine de chaque échantillon et à cette tension efficace permet de déterminer à la fois la densité de courant pour chaque échantillon ($\sim 10^{-11} A.m^{-2}$) et le courant circulant dans le platine (Figure 63 (d)). En dessous de 20 Å l'essentiel du courant passe dans la structure Ta|Au|Co alors

qu'au-delà c'est le platine qui porte l'essentiel du courant. Cela implique que la résistivité de la couche de Ta|Au est comparable à celle de la couche de platine, voire même plus importante. Si elle avait été largement inférieure, la majorité du courant passerait dans cette couche jusqu'à des épaisseurs de platine bien plus importantes que 2 nm. Il est possible qu'un alliage d'or et de tantale se forme ou que la résistivité de la couche d'or soit dominée par les interfaces. Cette forte résistivité fait que l'on peut s'attendre à ce que peu de SOTs soient engendrés par les couches de Ta|Au.

2.4. Propriétés magnétiques

De nouveau, il est nécessaire d'évaluer les variations des propriétés magnétiques, et notamment de l'aimantation, afin de pouvoir comparer les SOTs mesurés.

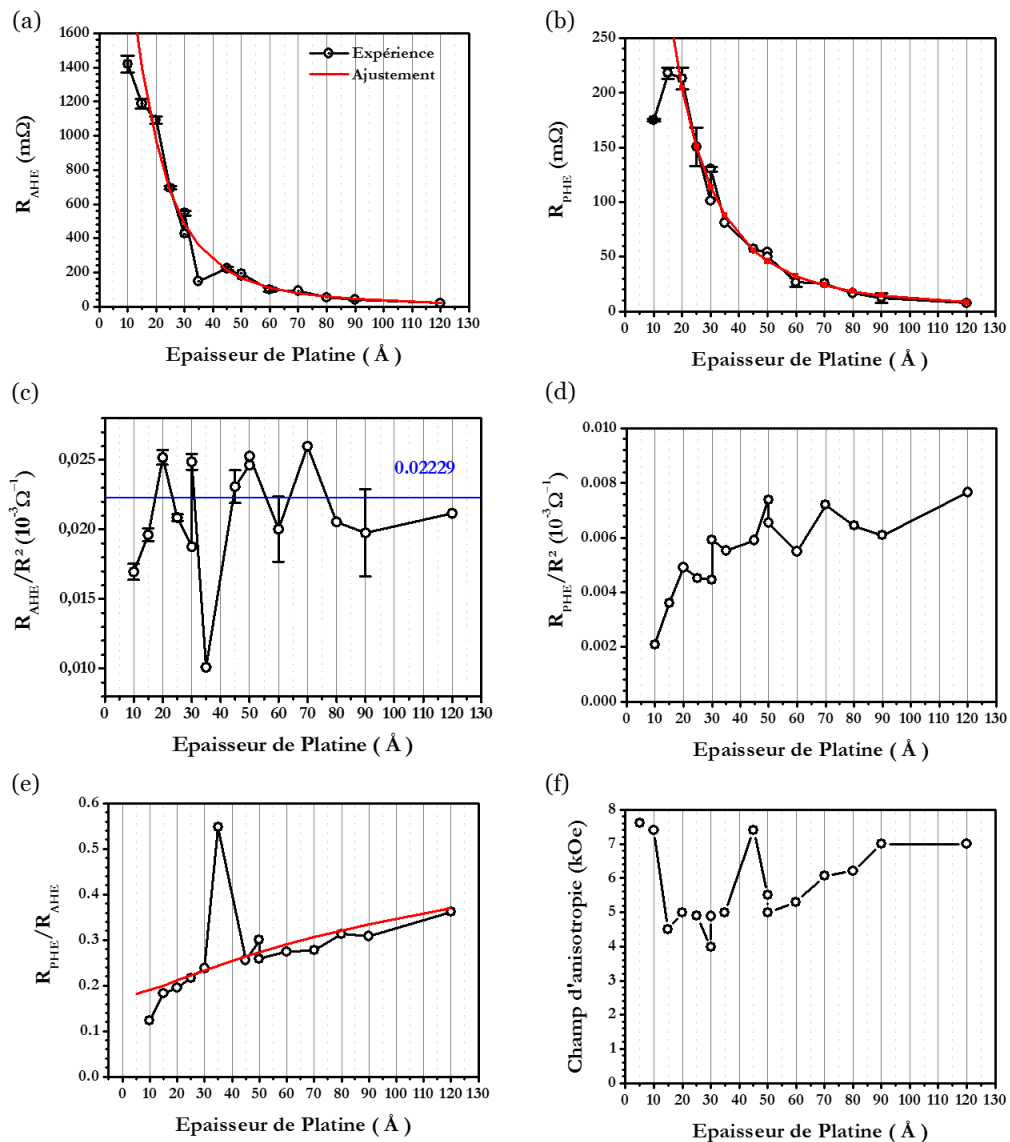


Figure 64 : Résistance de Hall extraordinaire (a) et résistance de Hall planaire (b) en fonction de l'épaisseur de platine. Rapport de la résistance de Hall extraordinaire (c) et de la résistance de Hall planaire (d) par le carré de la résistance longitudinale. (e) Evolution du rapport de la

résistance de Hall planaire sur la résistance de Hall extraordinaire pour différentes épaisseurs de platine. (f) Champ d'anisotropie.

Les évolutions des résistances de Hall extraordinaire et planaire avec l'épaisseur de platine ne peuvent être analysées qu'après la normalisation par R^2 prenant en compte les effets de court-circuit. La Figure 64 donne les valeurs de ces résistances avant normalisation (a) et (b), et après normalisation (d) et (e). La résistance de Hall extraordinaire pour les points au-delà de 20 Å semble invariante après normalisation par le carré de la résistance de longitudinale. Cela semblerait impliquer que la couche de cobalt est globalement in affectée par l'augmentation de l'épaisseur de platine pour une épaisseur supérieure à 20 Å et que son aimantation ne varie pas. En dessous de cette épaisseur la valeur de la résistance de Hall augmente avec l'épaisseur de platine. Ceci pourrait s'expliquer par la formation d'un alliage de platine et de cobalt sur deux nanomètres qui affecterait les propriétés magnétiques de l'échantillon.

Par ailleurs, la dépendance de l'effet Hall planaire diffère globalement d'une simple relation en R^2 , qui prendrait en compte le court-circuitage du courant par le platine.⁹ En conséquence, le rapport effet Hall extraordinaire sur effet Hall planaire augmente donc avec l'épaisseur de platine et induit une plus grande sensibilité à la correction de l'effet Hall planaire des mesures de SOT pour les échantillons avec des grandes épaisseurs de platine. La réduction de l'amplitude de la résistance de Hall extraordinaire effective mesurée à cause des effets de court-circuit provoque parallèlement une diminution du rapport signal sur bruit qui augmente l'incertitude de mesure avec l'épaisseur de platine. Pour cette raison il est difficile d'obtenir des mesures précises de SOTs pour des épaisseurs de platine supérieures à 10 nm avec nos dispositifs.

2.5. Evaluation des SOTs à $\theta=0^\circ$

Les SOTs ont tout d'abord été mesurés par la méthode à 2 mesures à $\varphi=0^\circ$ et $\varphi=90^\circ$ sur des croix de Hall asymétriques dont la branche d'injection du courant fait 1µm de large pour 2µm de long. Les Figure 65 (c) et (d) présentent des exemples de composantes « Damping-Like » et « Field-Like » obtenues après normalisation par la densité de courant circulant dans le platine pour trois épaisseurs différentes (10, 30 et 120 Å). Aucune variation d'aimantation n'a été prise en compte lors de la normalisation, car celle-ci est supposée constante d'après la constance de l'effet Hall extraordinaire (cf. paragraphe 2.4).

La valeur constante à $\theta=0^\circ$, normalisée par la densité de courant, est donnée Figure 65 (a) pour toutes les épaisseurs de platine. Les barres d'erreur représentent la déviation standard obtenue statistiquement par des mesures sur des dispositifs différents du même échantillon. Il ne s'agit pas d'une appréciation directe de l'incertitude de la mesure prenant en compte les erreurs sur la mesure du champ magnétique, les erreurs de positionnement angulaire ou les erreurs dans l'estimation de la densité de courant pour chaque échantillon.

⁹ Un ajustement de la résistance de Hall planaire en $R_{PHE} = \alpha R^\beta$ donne alors $\beta = 1.71$ et $\alpha = 0.022$. Il est étonnant de constater qu'avec un tel modèle phénoménologique on observe une grande proximité du coefficient α avec la valeur de R_{AHE}/R^2 .

La partie constante des SOTs (à $\theta=0^\circ$) est quasiment invariante pour des épaisseurs de platine inférieures à 6 nm puis augmente linéairement jusqu'à 12 nm.

Elle est alors environ 3 fois plus grande pour la composante « Damping-Like » que pour la composante « Field-like ». Dans les deux cas le signe mesuré est opposé à celui précédemment mesuré sur Pt|Co|AlO_x et est cohérent avec celui d'un couple créée par un effet Hall de spin dans la couche de platine supérieure.

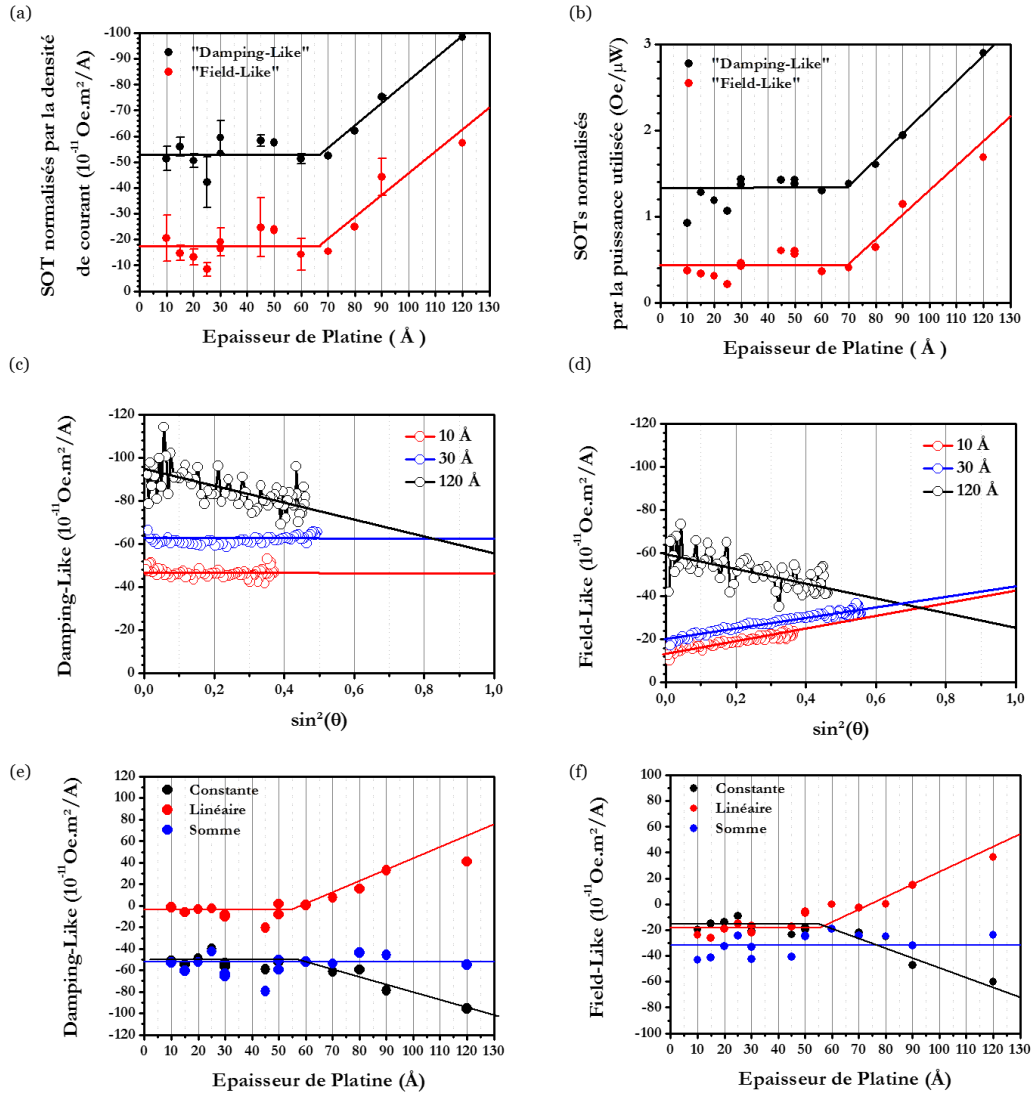


Figure 65 : Les points sont les points de données expérimentaux alors que les lignes continues sont des guides pour les yeux. (a) SOTs mesurés normalisés par la densité de courant. Composante « damping-like » en noir et « field-like » en rouge en fonction de l'épaisseur de platine. (b) SOTs mesurés normalisés par la puissance utilisée. (c) Exemple de composante « Damping-Like » des SOTs en fonction de $\sin^2(\theta)$ pour 3 épaisseurs différentes (10 Å, 30 Å et 120 Å). (d) Equivalence pour la composante « Field-Like ». (e) Partie constante (noir), partie linéaire (rouge), et somme des deux parties (bleu) pour la composante « Damping-Like » à toutes les épaisseurs de platine. (f) Equivalence pour la composante « Field-Like ».

Même si la méthode de mesure ne permet pas une appréciation précise des dépendances angulaires, elle permet d'obtenir une idée de leur variation. Ainsi il apparaît que la dépendance angulaire qui était constante (et quasiment nulle pour la composante « Damping-Like ») pour les faibles épaisseurs de platine augmente pour les fortes épaisseurs de platine (cf. Figure 65 (c) et (d)). Elle compense l'augmentation de la partie constante et la valeur des SOTs pour $\theta=90^\circ$ est alors quasiment constante quelle que soit l'épaisseur de platine. Ceci est montré sur les Figure 65 (e) et (f), qui présentent simultanément l'évolution des parties constantes, des dépendances linéaires en $\sin^2(\theta)$ et de la valeur à $\theta=90^\circ$ (obtenues comme la somme de tous les coefficients polynomiaux¹⁰) des composantes « Field-Like » et « Damping-Like » pour toutes les épaisseurs de platine.

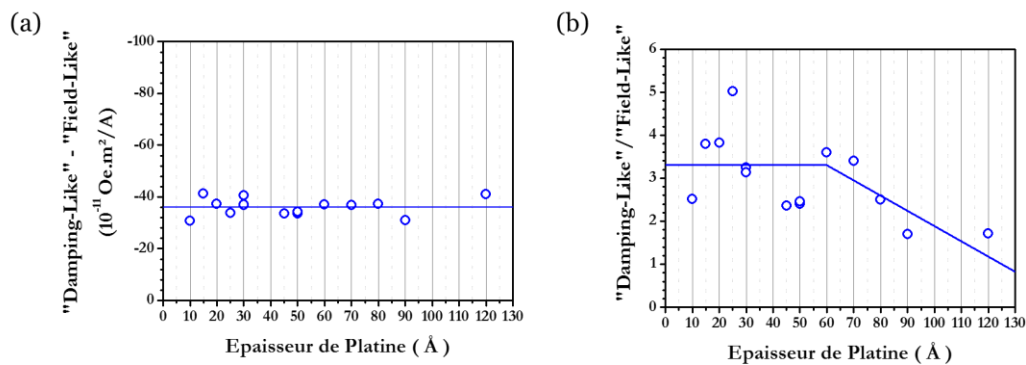


Figure 66 : (a) Différence entre les composantes « Damping-Like » et « Field-Like ». (b) Rapport des composantes « Damping-Like » et « Field-Like ».

En étudiant les SOTs présentés Figure 65, il apparaît que la différence entre la composante « Damping-Like » et la composante « Field-Like » est constante qu'elle que soit l'épaisseur de platine à environ $36.10^{-11} \text{Oe.m}^2.\text{Å}^{-1}$ (Figure 66 (a)). Ainsi, comme les valeurs des deux composantes augmentent avec un écart constant, le rapport des deux diminue d'un facteur supérieur à 3 vers un facteur d'environ 2 (Figure 66 (b)).

Sans platine, les SOTs mesurés sont donc non nuls. Ceci doit provenir majoritairement d'un effet de l'interface Co|Pt car la valeur mesurée reste constante jusqu'à 6 nm de platine. Une normalisation des SOTs par la densité de courant dans le platine impose que les effets constants observés doivent essentiellement venir du platine. Tout effet constant venant du système Ta|Au devrait varier lorsqu'il est normalisé par la densité de courant dans le platine qui varie. Un effet de la structure Ta|Au peut cependant exister mais ne peut être évalué sur les SOTs normalisés par la densité de courant dans le platine. Il va être estimé dans la suite par une normalisation des SOTs par la tension efficace.

Parallèlement, il est aussi nécessaire d'estimer les variations réelles des dépendances angulaires par une méthode expérimentale à 4 mesures à 4 angles φ différents.

¹⁰ Pour des polynômes de la forme $P(\theta)=A+B\sin^2(\theta)+C\sin^4(\theta)+\dots$, le point à $P(90^\circ)$ est simplement obtenu par $P(90^\circ)=A+B+C+\dots$

2.6. Estimation de l'effet de la couche Ta|Au

Il est vraisemblable que la couche Ta|Au ne subisse pas de modification par l'ajout de couches de platine d'épaisseurs différentes. Sa résistivité, bien qu'inconnue, ainsi que les SOTs qu'elle engendre ne doivent donc pas varier entre les échantillons. En normalisant les SOTs par la tension efficace (cf. Figure 67), on s'assure que la densité de courant dans le système Ta|Au est constante. Les amplitudes maximales possibles des SOTs engendrés par la couche de Ta|Au peuvent donc être estimées par les valeurs des SOTs qui restent constante avec l'épaisseur de platine.

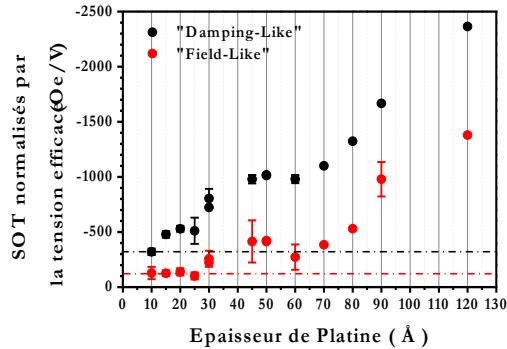


Figure 67 : SOTs mesurés normalisés par la tension appliquée sur le dispositif. Composante « damping-like » en noir et « field-like » en rouge en fonction de l'épaisseur de platine. Les lignes pointillées représentent les valeurs maximales des SOTs engendrées par le système Ta|Au.

Ces valeurs sont présentées par les lignes pointillées de la Figure 67. Ce sont des surestimations des SOTs induits par le couple Ta|Au car cette valeur constante peut aussi être due, partiellement où totalement, à l'interface Co|Pt.

Pour des fortes épaisseurs de platine la normalisation par la tension efficace est équivalente à une normalisation par la densité de courant car la résistivité du platine est constante. Pour de faibles épaisseurs de platine par contre, la normalisation par la tension efficace induit une sous-estimation des SOTs dus au platine car cela revient à surestimer la densité de courant¹¹. Les valeurs des SOTs en pointillée doivent donc être comparée aux valeurs des SOTs à 60 Å où les SOTs dus au platine ne sont pas sous-estimés. En effet, il a été montré que les valeurs des SOTs normalisés par la densité de courant dans le platine sont égales à 0 Å et 60 Å (Figure 65).

En conclusion, les SOTs induits par les couches de Ta|Au sont faibles par rapports à ceux créés par la couche de platine.

2.7. Correction de la dépendance angulaire

La méthode matricielle utilisant 4 mesures harmoniques à différents angles a été utilisée afin d'estimer l'erreur qui a été faite sur la dépendance angulaire des SOTs

¹¹ En effet, il a été vu que la résistivité du platine augmente avec les faibles épaisseurs. Normaliser les SOTs par la densité de courant revient donc à réévaluer les SOTs normalisés par la tension efficace d'un facteur proportionnel à l'augmentation de résistivité pour les points de faible épaisseur de platine.

par l'utilisation de la méthode à 2 mesures. Les résultats des mesures pour 3 épaisseurs de platine (10, 30 et 50 Å) sont présentés Figure 68. Une mesure supplémentaire pour une épaisseur de 120 Å a été effectuée mais le rapport signal sur bruit est insuffisant pour déterminer avec précision les dépendances angulaires dans ce cas. Elle n'est donc pas présentée. Aucune différence majeure ne peut être notée entre les trois mesures ce qui confirme les résultats de la Figure 65.

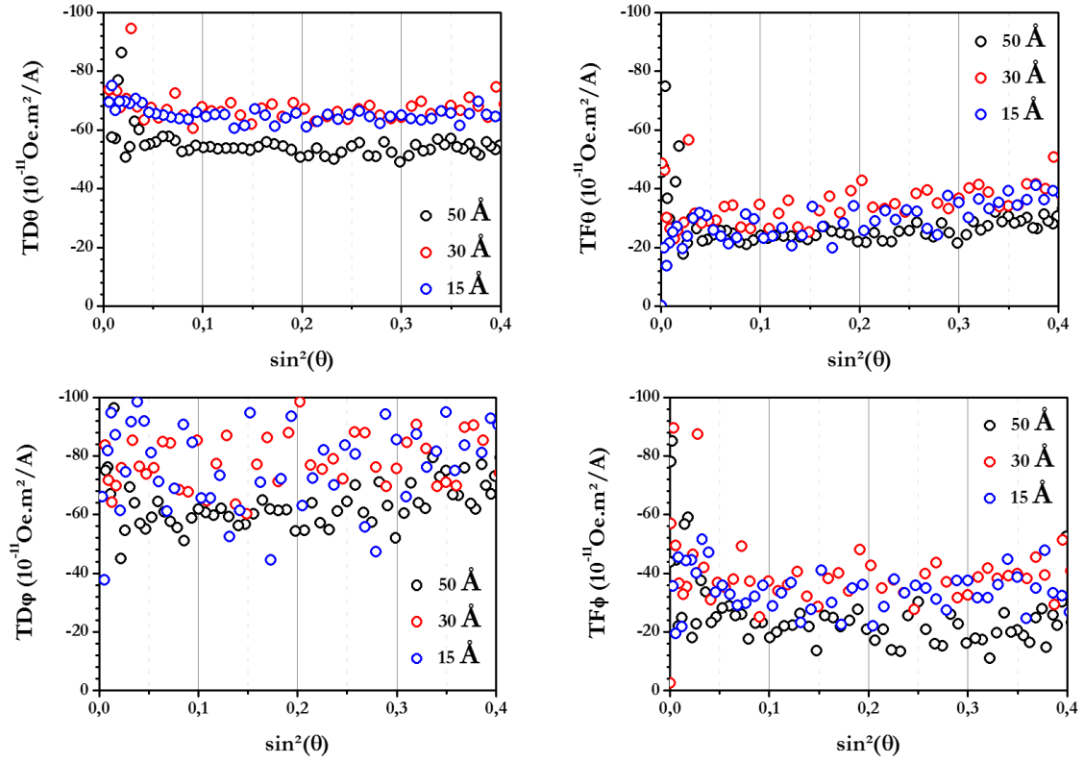


Figure 68 : Composantes des SOTs mesurées par la méthode matricielle utilisant 4 courbes harmoniques à 4 angles différents.

Il ressort de ces mesures que la dépendance angulaire de $TD\theta$ et de $TF\phi$ est quasiment nulle alors que $TF\theta$ et $TD\phi$ présentent une dépendance angulaire non nulle. C'est équivalent à avoir une composante « Damping-Like » constante et une composante « Field-Like » portant une dépendance angulaire dans la méthode de mesure à deux harmoniques. Ce qui est d'ailleurs observé Figure 65. Cette dépendance est alors surestimée puisqu'une partie provient de $TD\phi$.

Ces résultats sont similaires à ce qui a été montré au chapitre précédent sur PtCoAlOx. Ils suggèrent qu'inverser la position du platine par rapport au cobalt ne modifie pas de façon fondamentale l'effet à l'origine des SOTs.

2.8. Effet du champ d'Oersted

Un artefact pouvant affecter les mesures de SOTs est le champ d'Oersted créé par le courant passant dans les couches d'or et de platine. En effet celui-ci contribue aux SOTs mesurés similairement à une composante « Field-Like ». Même si la compétition entre le courant circulant dans la couche supérieure et celui circulant

dans la couche inférieure réduit le champ d'Oersted total agissant sur la couche de cobalt, il n'est a priori pas évident que celui-ci puisse être négligé.

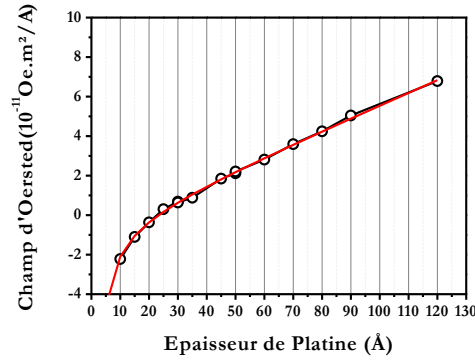


Figure 69 : Champ d'Oersted estimé agissant sur la couche de cobalt.

Une estimation de son amplitude en a été faite en assimilant l'échantillon à une nappe de courant infinie¹², en supposant que le courant circulant dans les 8Å de cobalt est négligeable et en utilisant les courants circulant dans la structure Ta|Au et dans le platine calculés précédemment (cf. Figure 63). On obtient alors :

$$B_{Oersted} = -\frac{\mu_0(I_{Pt} - I_{Ta|Au})}{2w} \quad (146)$$

Avec w la largeur de la piste. Le champ estimé pour chaque échantillon est présenté Figure 69 normalisé par la densité de courant dans le platine. Son effet peut donc être négligé car d'amplitude globalement 10 fois inférieure aux valeurs de SOTs mesurées.

2.9. Conclusions

Les SOTs mesurés dans les structures Ta|Au|Co|Pt peuvent être attribués essentiellement à l'effet du platine supérieur. L'effet de la structure Ta|Au semble très faible. Ceci peut essentiellement être attribué au fait que le tantale est très résistif et donc que la densité de courant qui le traverse est très faible. Par ailleurs, on confirme que l'or engendre peu de SOTs par rapport au platine.

La partie constante des SOTs ($\theta=0^\circ$) est invariante pour toutes les épaisseurs de platine inférieures à 6nm puis augmente entre 6 et 12 nm. Cette augmentation est combinée avec une augmentation de la dépendance angulaire de telle façon que les SOTs mesurés à $\theta=90^\circ$ soient constants quelle que soit l'épaisseur déposée. Cela est cohérent avec des SOTs dans les structures Co|Pt résultants de la combinaison de deux phénomènes d'origines distinctes qui varient différemment avec l'épaisseur de platine. Comme un effet d'interface et un effet de volume.

Par ailleurs, le fait que les dépendances angulaires mesurées ne soient portées que par $TF\theta$ et $TD\phi$ et non par $TD\theta$ et $TF\phi$ est similaire à ce qui a été mesuré sur

¹² C'est globalement vrai au vu des dimensions de la croix de Hall : $2\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ pour quelques nanomètres d'épaisseur. Soit un rapport de forme entre les dimensions latérales et l'épaisseur de l'échantillon d'environ 1000.

Pt|Co|AlO_x. Cela laisse supposer que, dans les deux cas, des effets similaires sont à l'origine des SOTs.

Par ailleurs, des mesures comparables sur des échantillons de Ta|CoFeB|MgO, effectuées par Kim *et al.* (cf. Figure 70) montrent une constance similaire des SOTs pour des épaisseurs de tantale inférieures à 5 Å puis une augmentation des SOTs pour des épaisseurs supérieures. Les auteurs attribuent ces dépendances à la combinaison de l'effet Hall de spin dans le tantale et d'un effet Rashba à l'interface Ta/CoFeB.

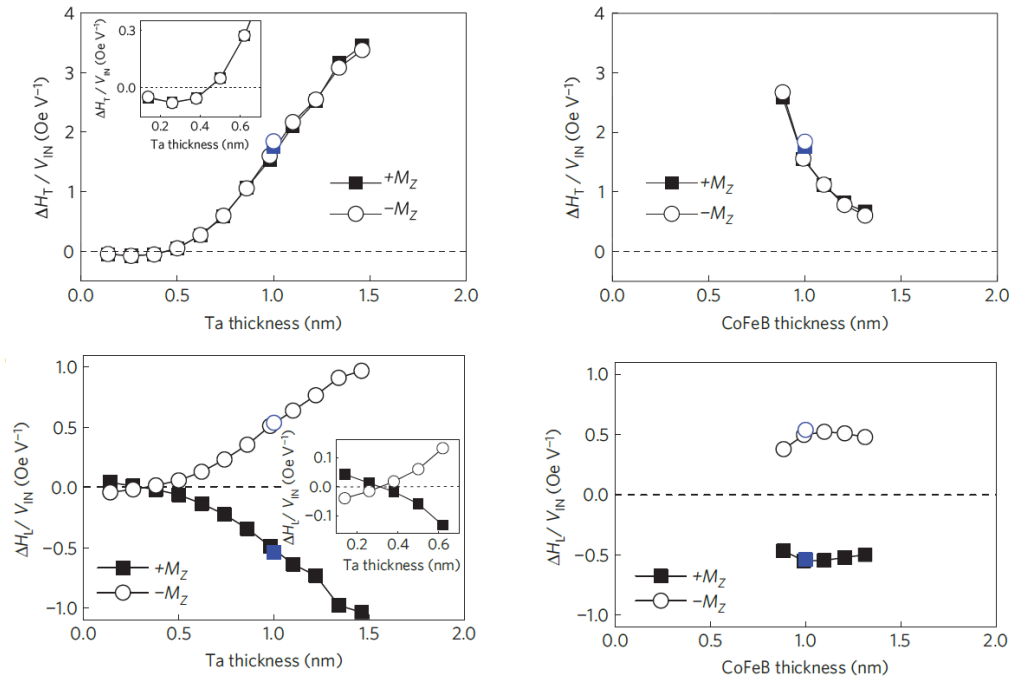


Figure 70 : Couples spin-orbite dans un échantillon de Ta/CoFeB/MgO en fonction de l'épaisseur de Ta (gauche) et de CoFeB (droite). Composante « Field-like » (haut) et « Damping-like » (bas) [101].

Dans notre cas, la constance des SOTs se fait jusqu'à des épaisseurs d'environ 6 nm. Cela implique la nécessité d'une longueur de diffusion de spin importante. On peut remarquer que ce ne serait pas incompatible avec le fort libre parcours moyen mesuré (>10 nm).

Ces résultats suggèrent aussi une certaine similarité des causes des SOTs mesurés dans les deux systèmes Ta|CoFeB et Co|Pt.

3. Insertion d'une couche mince de cuivre

Afin de tester l'impact d'une modification de l'interface supérieure sur les effets mesurés du platine dans les échantillons de Ta₃₀|Au₂₀|Co₈|Pt_t, il est intéressant d'insérer un espaceur de cuivre entre la couche de cobalt et celle de platine.

Celui-ci modifie a priori profondément la nature de l'interface supérieure du cobalt sans toutefois affecter de façon importante un courant de spin créé par le platine. En effet, la longueur de diffusion de spin dans le cuivre est importante (plusieurs centaines de nanomètres [115]) et cette couche ne devrait donc pas absorber de courant de spin. Deux séries d'échantillons de $\text{Ta}_{30}|\text{Au}_{20}|\text{Co}_8|\text{Cu}_x|\text{Pt}_{10}$ et $\text{Ta}_{30}|\text{Au}_{20}|\text{Co}_8|\text{Cu}_x|\text{Pt}_{30}$ ont donc été déposées. Les épaisseurs de cuivre x ont été variées par pas de 5\AA entre 0\AA et 40\AA .

Pour de fortes épaisseurs de cuivre, l'effet Hall extraordinaire dans le cobalt est fortement court-circuité. Il est donc difficile d'obtenir des mesures de SOTs pour des fortes épaisseurs de cuivre. D'autant plus si celles-ci sont combinées à de fortes épaisseurs d'or et de platine.

3.1. Mesure de la résistivité : difficulté de la normalisation

La Figure 71 (a) présente les résistances mesurées en fonction des différentes épaisseurs de cuivre. La courbe orange de la Figure 71 (b) estime la résistance des 20\AA de platine supérieur par l'écart entre les résistances des deux échantillons en utilisant un modèle de couches résistives en parallèle¹³. Sa variation avec l'épaisseur de cuivre, bien que faible, montre que la résistivité de la couche de platine semble évoluer avec l'épaisseur de cuivre.

Cela rend la densité de courant difficile à estimer dans la couche de platine pour chaque épaisseur de cuivre, et notamment pour la couche de platine de seulement 10\AA d'épaisseur. Dans la suite nous avons cependant fait l'hypothèse que cette variation de résistivité avec l'épaisseur de cuivre est faible en normalisant les SOTs par la résistivité des échantillons sans cuivre. Cela peut induire des erreurs quantitatives importantes lors de la comparaison des SOTs pour les échantillons avec différentes épaisseurs de cuivre.

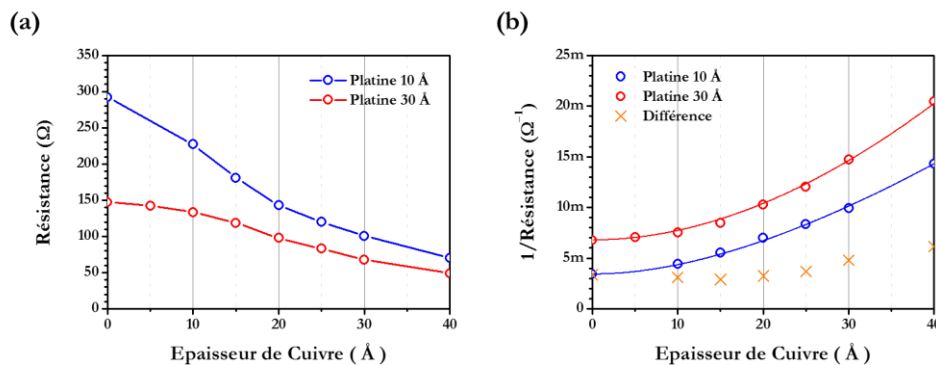


Figure 71 : : (a) Résistance en fonction de l'épaisseur de cuivre insérée pour deux échantillons de platine 10\AA et platine 30\AA . (b) Inverse de la résistance pour les mêmes échantillons avec leur ajustement de type Fuchs-Sondheimer. En orange : différence entre les deux courbes expérimentales de Pt 30\AA et Pt 10\AA .

¹³ L'utilisation d'un tel modèle présente le défaut de considérer des couches avec des interfaces découplées ce qui n'est pas le cas pour des épaisseurs vraisemblablement bien plus faibles que le libre parcours moyen.

3.2. Mesure des propriétés magnétiques

Les effets de l'insertion de cuivre sur les propriétés magnétiques des structures Ta|Au|Co|Pt sont estimés par les variations des résistances de Hall extraordinaire et planaire et l'évolution du champ d'anisotropie.

On peut alors observer Figure 72 une réduction de la résistance de Hall extraordinaire normalisée entre l'échantillon sans cuivre et les échantillons avec cuivre. Ce rapport est ensuite quasiment constant quelle que soit l'épaisseur de cuivre pour les deux épaisseurs de platine. Cette chute de la résistance de Hall est peut-être liée à une variation de la résistivité de la couche active, à une diminution de l'aimantation à saturation ou à une modification de l'angle de Hall extraordinaire. La résistance de Hall planaire semble, au bruit près, constante quelle que soit l'épaisseur de cuivre insérée.

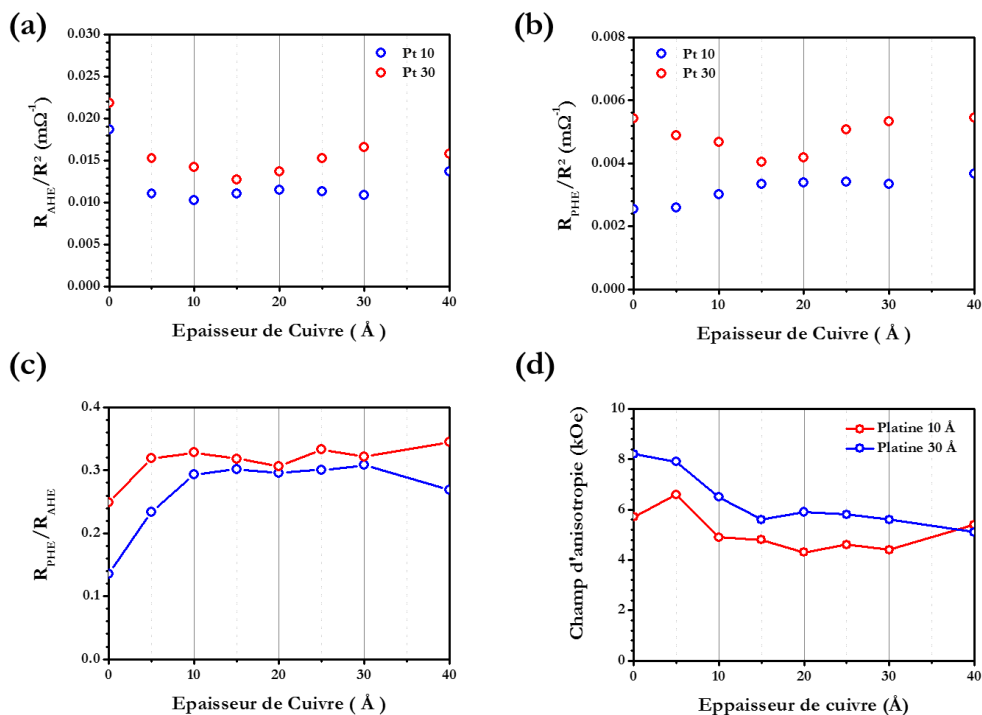


Figure 72 : (a) Rapport de la résistance de Hall extraordinaire sur le carré de la résistance pour deux séries d'échantillons avec 10 Å de platine et 30 Å de platine en fonction de l'épaisseur de cuivre. (b) Rapport de la résistance planaire sur le carré de la résistance. (c) Rapport de R_{PHE} sur R_{AHE} (d) Champ d'anisotropie mesuré.

Ainsi, le rapport de R_{PHE} sur R_{AHE} , qui donne une idée des variations de R_{AHE} en réduisant le bruit inter-échantillon par une comparaison avec R_{PHE} , augmente similairement entre 0 et 10 Å puis reste constant jusqu'à 40 Å. Ce rapport permet alors d'estimer la variation de la résistance de Hall extraordinaire en s'affranchissant des variabilités de résistances entre les échantillons.

De même, le champ d'anisotropie, Figure 72 (d), semble diminuer entre 0 Å et 10 Å de cuivre inséré puis rester constant entre 10 Å et 40 Å.

3.3. Mesures des SOTs et analyse des résultats

Les SOTs, évalués par la méthode de deux mesures à 0° et 90° , sont présentés Figure 73. Ils ont été normalisés par la densité de courant dans le platine en faisant la supposition que la résistivité de la couche ne varie pas pour les différentes épaisseurs de cuivre. Cette hypothèse, qui doit être plutôt vérifiée pour l'échantillon avec 30Å de platine, peut engendrer une sous-estimation de la densité de courant pour les échantillons avec 10Å de platine et des fortes épaisseurs de cuivre.

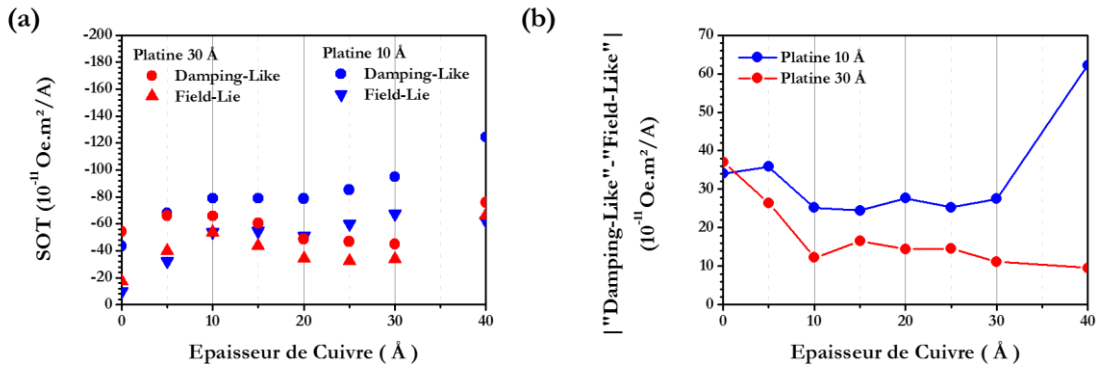


Figure 73 : (a) SOTs normalisés par la densité de courant estimée. (b) Différence des composantes « Damping-Like » et « Field-Like » pour 10 et 30 Å de platine.

Les échantillons avec moins de 10 Å de cuivre montrent des SOTs plus faibles que les échantillons avec plus de cuivre que ce soit sur la composante « Damping-Like » ou sur la composante « Field-Like ». Pour toutes les épaisseurs supérieures à 10Å de cuivre, les SOTs semblent constants et le rapport du terme « Damping-Like » sur le terme « Field-Like » est 50% plus faible que pour l'échantillon sans cuivre (Figure 74). Ceci est essentiellement dû à la réduction de la différence des deux composantes entre les échantillons sans cuivre et les échantillons avec cuivre (Figure 73).

Ces variations des SOTs et de leur rapport semblent fortement corrélées avec les variations mesurées sur le rapport de l'effet Hall extraordinaire sur l'effet Hall planaire (cf. Figure 74). Cela suggère une origine commune à tous ces phénomènes.

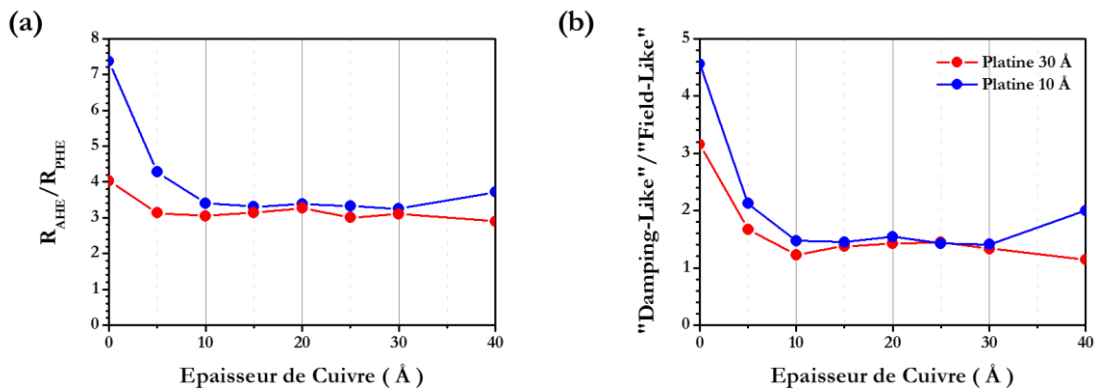


Figure 74 : (a) Rapport de la résistance de Hall extraordinaire sur la résistance de Hall planaire (b) Rapports des composantes « Damping-Like » sur « Field-Like » pour 10 et 30 Å de platine.

Les variations importantes des SOTs sur le 1^{er} nanomètre semblent suggérer la formation d'un alliage de cobalt et de platine. Avec l'insertion de cuivre, celui-ci disparaît progressivement avec 1 nm de cuivre déposé et les SOTs en sont modifiés [116].

Ils semblent alors que les SOTs dus au platine soient alors composés de deux effets d'origines distinctes. Un premier effet qui disparaît pour des épaisseurs de cuivre supérieures à 1 nm et un second effet, de signe opposé, indépendant de l'épaisseur de cuivre. Le premier effet a peut-être alors pour origine la création de l'alliage de cobalt et de platine.

4. Déstructuration artificielle de l'interface cobalt-platine

4.1. Principe

Afin de comparer l'amplitude des SOTs créés aux niveaux de l'interface cobalt-platine à ceux créés dans le volume du platine, une autre idée a consisté à déstructurer cette interface et à mesurer les SOTs. Une telle déstructuration a été effectuée en utilisant un dépôt par pulvérisation cathodique convergent (cf. Figure 75 (a)) afin de créer artificiellement des alliages contrôlés de platine et de cobalt.

En faisant varier le courant (et donc la puissance) du dépôt sur la cible de platine, la quantité de matériau déposée durant le codépôt peut être variée. Des échantillons de $Ta_{30}|Pt_{30}|Co_5|(CoPt_x)^{6 \text{ secondes}}|Pt_{30}$ ont été déposés (les épaisseurs sont données en Å). L'épaisseur totale de cobalt a été gardée constante pour tous les échantillons, soit 5 Å déposés seuls et 3 Å déposés durant le dépôt simultané. Ces 3 Å correspondent à un temps de dépôt de 6 secondes pendant lequel est déposée une épaisseur x de platine. Celle-ci dépend du courant utilisé pour le dépôt, qui a été varié de 0 à 110 mA. L'épaisseur de la couche de platine supérieure est égale à celle de la couche de platine inférieure afin de limiter les effets volumiques de type effet Hall de spin par une symétrisation des volumes de platine. Il est ainsi espéré que les différences mesurées entre échantillons proviennent majoritairement d'une modification de la brisure de symétrie aux niveaux des interfaces.

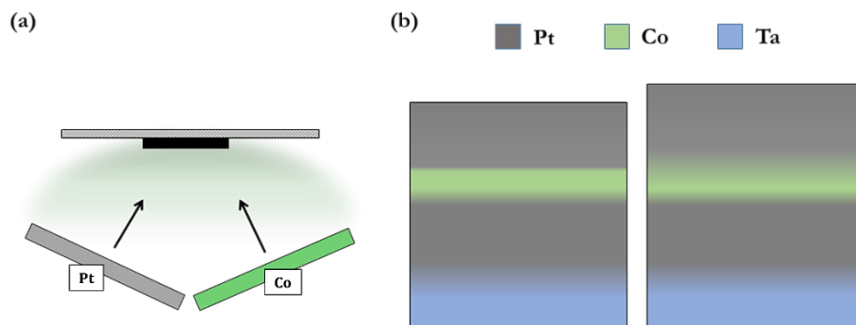


Figure 75 : (a) Dépôt simultané de platine et de cobalt en utilisant des cibles de pulvérisation convergentes. (b) Schéma des couches déposées $Ta_{30}|Pt_{30}|Co_5|Co_3Pt_x|Pt_{30}$ dans deux cas différents. Pour $x=0$ à gauche et $x=6 \text{ \AA}$ à droite.

Dans l'hypothèse où la diffusion naturelle du platine dans le cobalt serait négligeable par rapport à l'effet créé par le dépôt convergent, on peut estimer que la proportion de platine varierait théoriquement de 0% à 70% avec le courant utilisé. L'épaisseur totale de platine déposée (c'est-à-dire celle dans le codépôt et celle de la couche supérieure) augmente de 30Å (pour $I=0$ mA) à environ 36Å (pour $I=110$ mA). Parallèlement l'épaisseur de la couche créée par le dépôt simultané augmente de 3Å de cobalt pur jusqu'à un alliage d'environ 9 Å constitué théoriquement d'environ 70% de platine et 30% de cobalt (cf. Figure 76). Les échantillons ont été déposés sur des substrats de silicium (100) avec 500 nm de SiO_2 en surface. La couche de tantale sert de couche d'accroche à la couche de platine sur l'oxyde et permet d'obtenir une anisotropie perpendiculaire de plusieurs kOe.

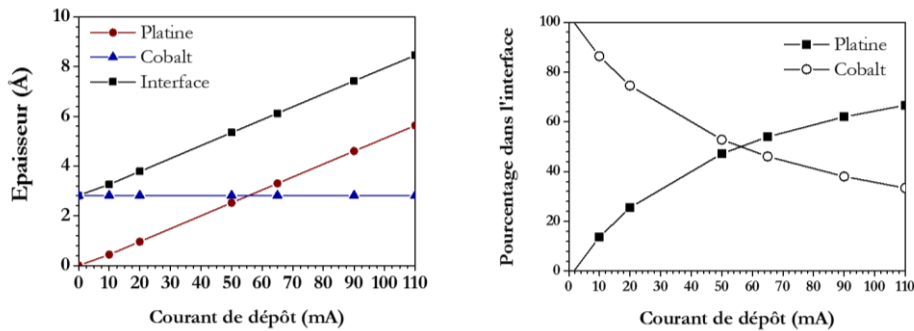


Figure 76 : Epaisseurs théoriques des matériaux déposés en fonction du courant de dépôt utilisé sur la cible de platine. L'épaisseur totale calculée de l'interface artificielle est présentée par les carrés noirs. Elle est la somme de l'épaisseur de platine (ronds rouges) et de celle de cobalt (triangles bleus). La figure de droite présente le pourcentage atomique de platine et de cobalt composant cette interface artificielle.

4.2. Mesure des propriétés électriques

Pour chaque échantillon, la résistance a été mesurée préliminairement à la mesure des SOTs par une méthode 4 pointes. Comme précédemment, la prise en compte de cette résistance permet de calculer la tension efficace appliquée sur chaque dispositif et la densité de courant pendant la mesure des SOTs (cf. Figure 77).

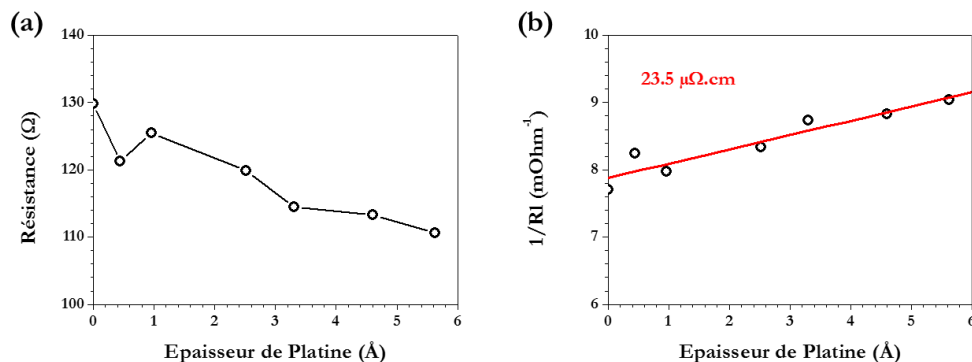


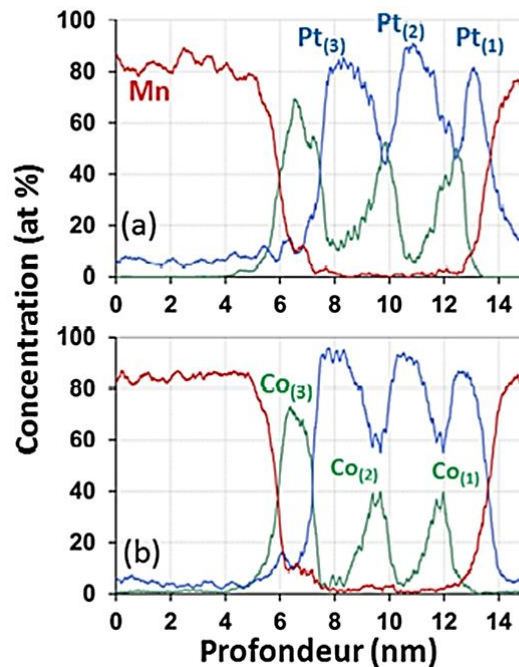
Figure 77 : (a) Résistance de l'échantillon mesurée par une méthode 4 pointes en fonction de l'épaisseur de platine dans l'interface. (b) Inverse de la résistance et son ajustement linéaire en rouge en fonction de l'épaisseur de platine dans l'interface.

La dépendance quasi-linéaire de l'inverse de la résistance (cf. Figure 77) en fonction de l'épaisseur de platine déposée lors du codépôt laisse supposer que la résistivité de la couche ainsi créée est quasi-constante quelle que soit le pourcentage de platine dans l'interface. Ainsi en augmentant le pourcentage de platine, on ne ferait qu'augmenter l'épaisseur d'un matériau gardé inchangé. Ceci peut s'expliquer si un alliage dilué se forme entre le platine et le cobalt dont la variation de composition induite est soit très faible soit qu'elle affecte peu la résistivité. Un ajustement linéaire permet d'obtenir une évaluation de la résistivité de cet alliage (cf. Figure 77 (b)) :

$$\rho_{\text{alliage}} = 23.5 \mu\Omega \cdot \text{cm} \quad (147)$$

Cette résistivité est supérieure à celle d'une couche de platine pure, qui est d'environ $15 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ pour nos échantillons. Il semble donc que les couches de platine et de cobalt ne sont pas bien différenciées même sans codépôt comme en atteste la variation linéaire incluant le point sans platine dans l'interface. L'objectif initial de faire varier la concentration de platine dans l'interface et d'en observer les conséquences ne peut donc être atteint.

La diffusion du platine dans le cobalt semble comparable à ce qui a été mesuré par sonde atomique tomographique dans des multicouches de platine-cobalt [96]. Quand le platine est déposé par pulvérisation cathodique sur une fine couche de cobalt ($\sim 6 \text{Å}$), un alliage de platine-cobalt se forme sur toute l'épaisseur de la couche de cobalt (cf. Figure 78). Il comporte au maximum une concentration de cobalt de 50%. Au contraire quand le cobalt est déposé sur le platine, l'alliage se forme sur une épaisseur inférieure et atteint une concentration en cobalt de 70%¹⁴.



¹⁴ Par ailleurs, l'IrMn présent dans les échantillons a aussi diffusé dans la couche de cobalt située en dessous ce qui réduit probablement le pourcentage de cobalt par rapport au cas hypothétique où du cobalt serait déposé sur du platine sans IrMn. Une couche de cobalt quasi-pur pourrait alors exister.

Figure 78 : Profils de concentration de Pt, Co et Mn pour des échantillons de $(Pt_{2\text{ nm}}/Co_{0.6\text{ nm}})_3/IrMn_{7\text{ nm}}$ bruts de dépôt (a) et recuits à 200°C (b). Le profil de concentration d'Ir n'est pas représenté par mesure de clarté. D'après [96].

Cela implique par ailleurs que pour une couche de cobalt déposée entre deux couches de platine, les deux « interfaces » ont des profils différents. L'interface supérieure est plus large que l'interface inférieure qui est plus abrupte.

Par ailleurs, la Figure 59 (b) (page 101) montre que la résistance d'une couche de platine inférieure ($\sim 250\ \Omega$) est plus forte que la résistance d'une couche de platine supérieure ($\sim 190\ \Omega$). A tension égale, la couche de platine supérieure est donc traversée par une densité de courant 30% plus importante. Une asymétrie des deux couches de platine existe donc dans nos échantillons.

4.3. Mesure des propriétés magnétiques

Parallèlement, la résistance de Hall extraordinaire, la résistance de Hall planaire et l'anisotropie effective ont été mesurées sur chaque échantillon (cf. Figure 79).

La variation de la résistance de Hall extraordinaire semble dépendre comme le carré de la résistance longitudinale pour tous les courants de dépôts non nul. Cela semble montrer que la couche de cobalt active pour l'effet Hall extraordinaire est in affectée magnétiquement pour toutes les épaisseurs de platine supérieures à $1\ \text{\AA}$. Il existe cependant bien une différence entre le premier point sans platine et les suivants, ce qui tend à montrer que la formation d'un alliage artificiel a bien modifié magnétiquement l'échantillon.

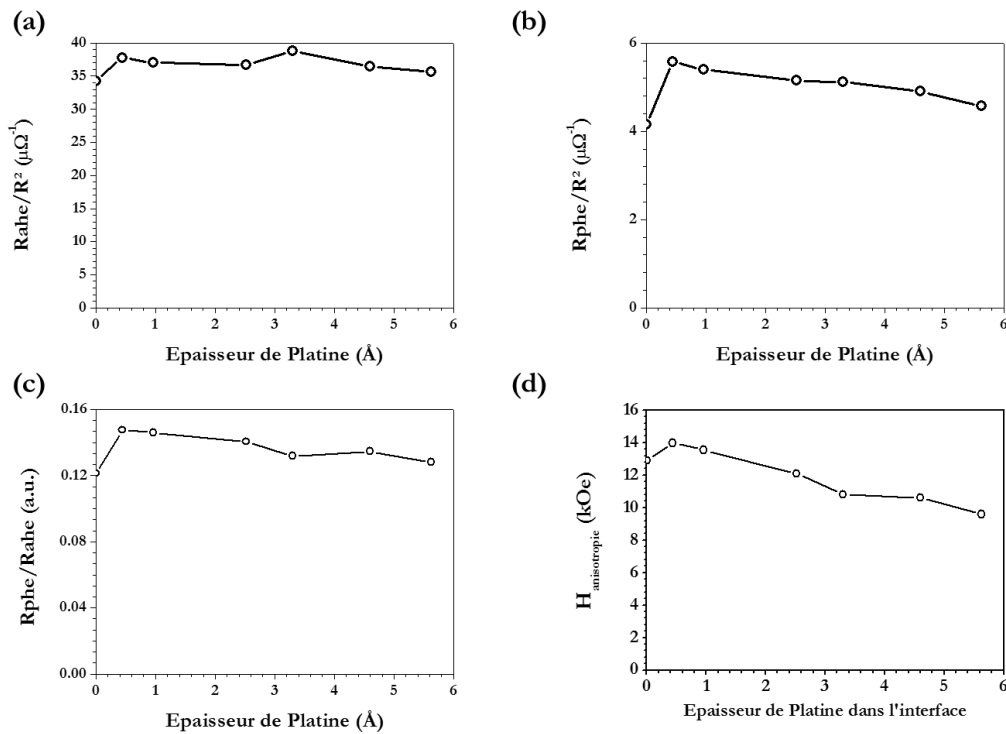


Figure 79 : (a) Résistance de Hall extraordinaire normalisée (b) Résistance de Hall planaire normalisée (c) Rapport entre la résistance de

Hall planaire et la résistance de Hall extraordinaire (d) Champ d'anisotropie effectif.

Parallèlement la résistance de Hall planaire et le champ d'anisotropie diminuent avec l'augmentation de l'épaisseur de platine.

4.4. Mesure & Analyse des SOTs

Les SOTs ont été mesurés selon la méthode utilisée par Garello *et al.*, basée sur deux mesures à $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 90^\circ$. Les SOTs mesurés sont présentés dans la Figure 80 normalisés par la tension efficace (a) et normalisés par la densité de courant circulant dans l'échantillon (b). Ils sont tracés par rapport à l'épaisseur de platine dans l'interface.

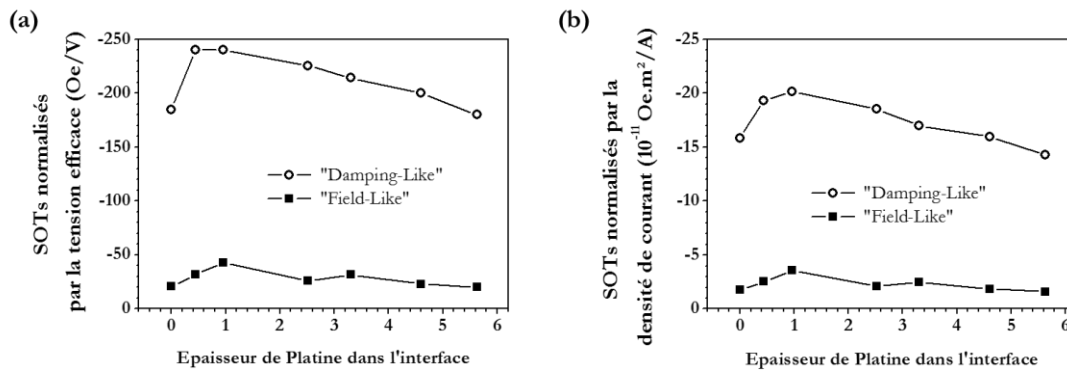


Figure 80 : (a) SOTs normalisés par la tension efficace. (b) SOTs normalisés par la densité de courant dans l'échantillon.

Le signe des SOTs mesuré est opposé à celui mesuré sur Pt|Co|AlOx et similaire à celui mesuré sur Ta|Au|Co|Pt. Une prépondérance de l'effet du platine supérieur est cohérente avec la résistivité plus importante de la couche inférieure. Un calcul simple prenant en compte une densité de courant 30% plus importante dans la couche supérieure par rapport à la couche inférieure permet d'estimer les SOTs engendrés par les différentes couches. Cela revient à faire l'hypothèse que les SOTs mesurés proviendraient d'une compensation des effets des différentes couches et que pour une densité de courant donnée les deux couches créent les mêmes SOTs:

$$\begin{aligned}
 T_D^{sup} &= 1.3 T_D^{inf} = \frac{-180}{1 - \frac{1}{1.3}} = -780 \text{ Oe.V}^{-1} \\
 T_D^{inf} &= \frac{1}{1.3} T_D^{sup} = \frac{180}{0.3} = +600 \text{ Oe.V}^{-1} \\
 T_F^{sup} &= 1.3 T_F^{inf} = \frac{-20}{1 - \frac{1}{1.3}} = -87 \text{ Oe.V}^{-1} \\
 T_F^{inf} &= \frac{1}{1.3} T_F^{sup} = \frac{20}{0.3} = +67 \text{ Oe.V}^{-1}
 \end{aligned}
 \tag{148}$$

Où T_D^{sup} et T_D^{inf} représentent respectivement les composantes « Damping-Like » des couches supérieures et inférieures et T_F^{sup} et T_F^{inf} les composantes « Field-Like » des couches supérieures et inférieures. En comparant les valeurs obtenues pour T_D^{sup} et T_F^{sup} avec celles obtenues sur un échantillon de Ta|Au|Co|Pt (210 Oe/V pour la composante « Field-Like » et 750 Oe/V pour la composante « Damping-Like », Figure 67, page 113), il apparaît que les amplitudes des composantes « Damping-Like » sont équivalentes alors que celle des composantes « Field-Like » sont différentes. La composante « Field-Like » estimée de la partie supérieure de l'échantillon de Ta|Pt|Co|Pt est environ 2 fois inférieure à celle de l'échantillon Ta|Au|Co|Pt. Il est donc probable que le calcul effectué, basé sur les différences de densité de courant entre les couches, ne soit valide que pour la composante « Damping-Like », apparemment comparable pour des couches de platine inférieure et supérieure. La composante « Field-Like », quant à elle, ne peut directement être comparée pour des couches inférieure et supérieure de platine.

Une plus grande sensibilité à la nature de l'interface de la composante « Field-Like » pourrait expliquer les différences observées entre la partie de cet effet créée par une couche de platine supérieure et celle créée par une couche de platine inférieure. Ceci est alors vraisemblablement lié à la présence d'une interface supérieure plus diluée que l'interface inférieure, ce qui a été montré par des mesures par sonde atomique tomographique. Cela suggère aussi une origine différente pour les deux composantes de SOTs.

Parallèlement, la variation des SOTs observée ($\sim 7 \text{ Oe.m}^2/\text{A}$) avec la déstructuration progressive de l'interface reste relativement faible comparée à l'effet total d'une couche de platine supérieure (composante Damping-Like estimée à $52 \text{ Oe.m}^2/\text{A}$ sur des échantillons de Ta|Au|Co|Pt). La modification de l'interface supérieure au moyen du co-dépôt ne semble donc pas affecter de façon significative les SOTs provenant du platine supérieur. Il est possible que cela s'explique par le fait que cette interface soit déjà extrêmement déstructurée par l'interdiffusion entre platine et cobalt.

5. Variations des SOTs mesurés avec la température

Afin d'obtenir des informations supplémentaires sur les phénomènes électriques et magnétiques existants dans ces échantillons de Ta|Au|Co|Pt, une étude en température a été effectuée sur deux d'entre eux. Le premier est un échantillon avec une épaisseur de platine de 10 \AA et le second avec une épaisseur de platine de 30 \AA . Les propriétés électriques et magnétiques ont alors été mesurées à 4 températures : 5K, 100K, 200K, et 300K.

5.1. Variation de la résistance avec la température

Les variations de résistance induites par la température ont été mesurées pour les deux échantillons et sont présentées Figure 81. La résistance, et donc la résistivité, de l'échantillon avec 10 \AA de platine diminue quasiment linéairement entre 300K et 75K puis tend à saturer vers une constante R_0 entre 75K et 20K et finalement remonte pour toutes les températures inférieures à 20K. Les deux premières tendances

représentent le comportement « traditionnel » d'un métal avec la température alors que l'augmentation à basse température peut être expliquée par un effet « Kondo » qui est caractéristique de la résistivité d'un alliage magnétique dilué. On peut alors ajuster la courbe de résistance obtenue à basse température par le polynôme suivant [117] :

$$R(T) = R_0 + a T^2 + b T^5 + c \ln\left(\frac{T_K}{T}\right) \quad (149)$$

Où a est le coefficient décrivant l'effet en température des interactions électron-électron sur la résistivité, b est le coefficient décrivant l'effet des phonons sur la résistivité, et c est le coefficient décrivant l'effet Kondo agissant à partir d'une température critique T_K . Dans notre cas T_K est de l'ordre de 20K. Cet effet Kondo est caractéristique de la présence d'impuretés magnétiques dans un métal. Il est vraisemblable que celui-ci soit donc engendré par la formation d'un alliage de cobalt-platine ou de cobalt-or aux interfaces de la couche de cobalt. L'échantillon avec 30Å de platine ne montre pas une telle augmentation de la résistance à basse température et a été ajusté plus simplement par :

$$R(T) = R_0 + a T^2 + b T^5 \quad (150)$$

Cette différence de comportement à basse température peut-être expliquée par l'augmentation de l'épaisseur de platine, de résistivité plus faible, qui provoque la redirection du courant depuis la couche d'alliage active pour l'effet Kondo vers une couche non active. Le court-circuitage de la couche d'alliage par la couche de platine cache donc la présence de cet effet qui est observable uniquement quand il drague une partie importante du courant.

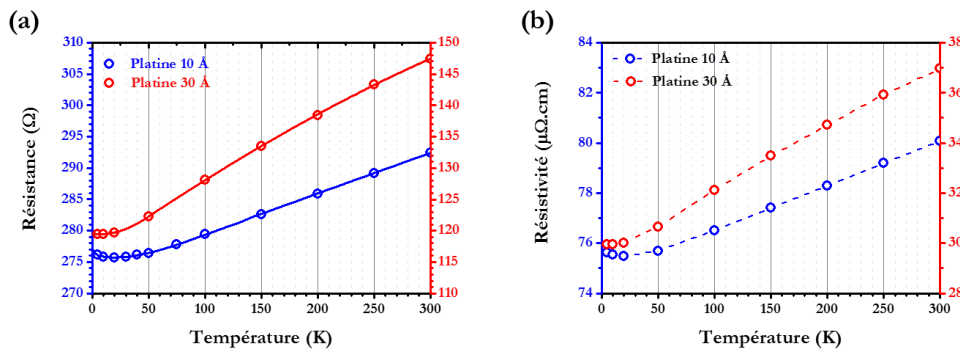


Figure 81 : (a) Cercles ouverts : variation de la résistance d'un échantillon de $Ta_{30}|Au_{20}|Co_8|Pt_{10}$ (bleu) et d'un échantillon de $Ta_{30}|Au_{20}|Co_8|Pt_{30}$ (rouge) avec la température. Lignes continues : ajustement polynomiaux. (b) Résistivité estimée pour les deux échantillons à partir de la résistivité du platine mesurée pour chaque épaisseur à température ambiante (Figure 63).

La dépendance de la résistivité du platine en température a été estimée à partir de la résistivité mesurée précédemment et présentée Figure 63. En faisant l'approximation que le coefficient thermique de variation de la résistance est similaire dans l'ensemble de l'échantillon, il est possible d'estimer la variation de résistivité de la couche de platine avec la température à partir de la variation de résistance mesurée.

Même si cela a peu de raison d'être vrai, l'erreur faite ne doit pas affecter la densité de courant de manière significative, puisque la variation relative de la résistance est faible (cf. Figure 76).

5.2. Variation des propriétés magnétiques

Dans le but d'étudier les variations des propriétés magnétiques, la résistance de Hall extraordinaire, la résistance de Hall planaire, le champ d'anisotropie (Figure 83), et l'aimantation à saturation (Figure 82) ont été mesurés à 5K, 100K, 200K et 300K.

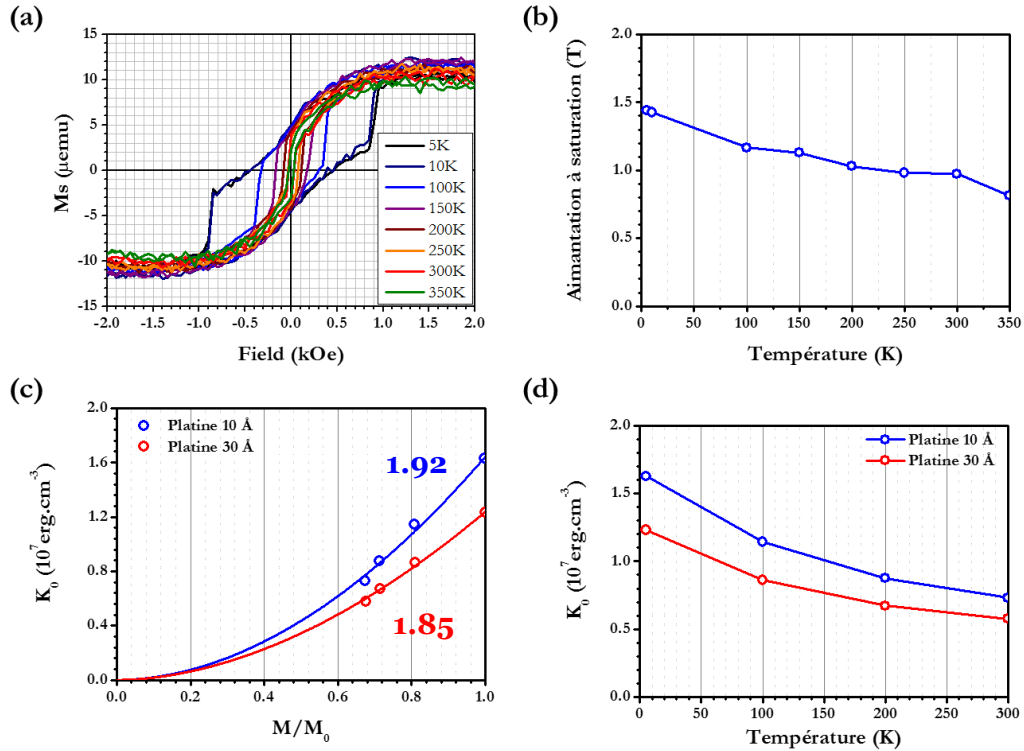


Figure 82 : (a) Mesures VSM en température d'un échantillon avec 10Å de platine corrigées pour la pente diamagnétique. (b) Aimantation à saturation extraite pour le cycle central. (c) Constante d'anisotropie en fonction de l'aimantation pour l'échantillon avec 10Å de platine (bleu) et pour l'échantillon avec 30Å de platine (rouge). Les valeurs indiquent le coefficient de dépendance exponentielle de l'anisotropie par rapport à l'aimantation dans chaque cas. (d) Constante d'anisotropie pour les deux échantillons en fonction de la température.

L'aimantation de l'échantillon avec 10Å de platine a été mesurée dans le laboratoire Spintec par magnétométrie avec échantillon vibrant (Vibrating Sample Magnetometer, VSM) ainsi que par un dispositif supraconducteur à interférence quantique (SQUID) au laboratoire de Physique des solides (LPS) par le Dr. André Thiaville. L'échantillon à 30Å de platine n'a été mesuré que par cette technique.

Les mesures d'aimantation au VSM et au SQUID du premier échantillon coïncident sur le fait que le moment mesuré est divisé en deux moments, dont l'un sature à fort champ et l'autre à faible champ. En considérant une épaisseur de cobalt de 8Å et le moment total mesuré, on obtient une aimantation d'environ 3T, ce qui est deux fois

trop important pour du cobalt. En considérant uniquement le moment qui sature pour le champ le plus faible, on obtient une aimantation d'environ 1.4T ce qui est plus vraisemblable. L'autre partie du moment est vraisemblablement dû à une contamination de l'échantillon. Les mesures SQUID du second échantillon, avec 30Å de platine, donne un moment d'environ 5 μemu à 10K pour un échantillon de 3 mm^2 de surface. C'est une valeur équivalente au moment mesuré sur le premier échantillon en ne considérant que le moment de champ de saturation le plus faible.

Le moment mesuré sur l'échantillon à 10Å de platine est présenté Figure 82 en fonction de la température. On observe une variation du moment de 1.4T à 5K vers 1T à 300K. La diminution de la résistance de Hall extraordinaire normalisée par le carré de la résistance semble liée à cette réduction du M_S (Figure 83).

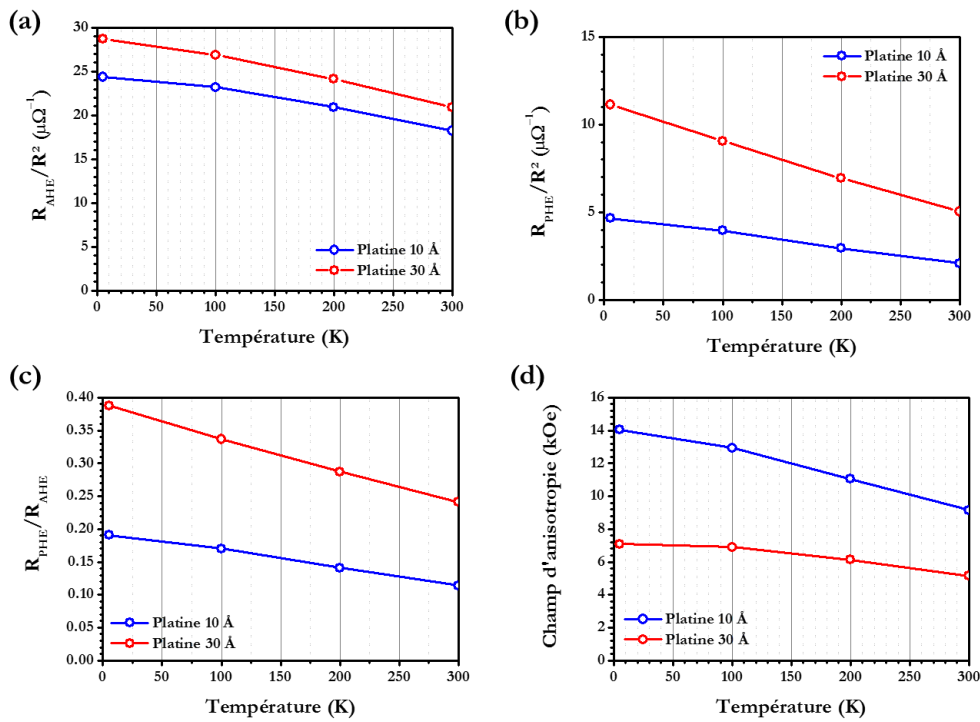


Figure 83 : (a) Rapport de la résistance de Hall extraordinaire sur R^2 . (b) Rapport de la résistance de Hall planaire sur R^2 . (c) Rapport de la résistance de Hall planaire sur la résistance de Hall extraordinaire. (d) Champ d'anisotropie.

De la mesure du champ d'anisotropie il est alors possible de remonter à la valeur d'anisotropie $K_0(T)$ liée aux contributions volumiques et surfaciques :

$$K_0(T) = \frac{\mu_0 H_K M_S}{2} + \frac{\mu_0 M_S^2}{2} = K_0 \left(\frac{M_S}{M_0} \right)^\alpha \quad (151)$$

Où $\frac{\mu_0 M_S^2}{2}$ est la contribution du champ démagnétisant, H_K est le champ d'anisotropie et α le coefficient de dépendance de l'anisotropie par rapport à l'aimantation [116].

En calculant $\frac{\mu_0 H_K M_S}{2} + \frac{\mu_0 M_S^2}{2}$ on peut donc calculer la constante d'anisotropie pour chaque température. Celle-ci a ainsi été calculée dans deux cas (Figure 82). Pour

l'échantillon avec 10 Å de platine en utilisant la valeur d'aimantation mesurée et pour l'échantillon avec 30 Å de platine en supposant que l'aimantation est comparable à celle mesurée sur l'échantillon avec 10 Å de platine.

Les valeurs d'anisotropies mesurées sont comparables à ce qui a déjà été mesuré pour des couches perpendiculaires à base de cobalt [116].

5.3. Dépendance des SOTs avec la température

Les SOTs ont été mesurés par la technique à deux mesures à 90° et 0° et sont présentés Figure 84. (a) et (b) en fonction de $\sin^2(\theta)$ ¹⁵.

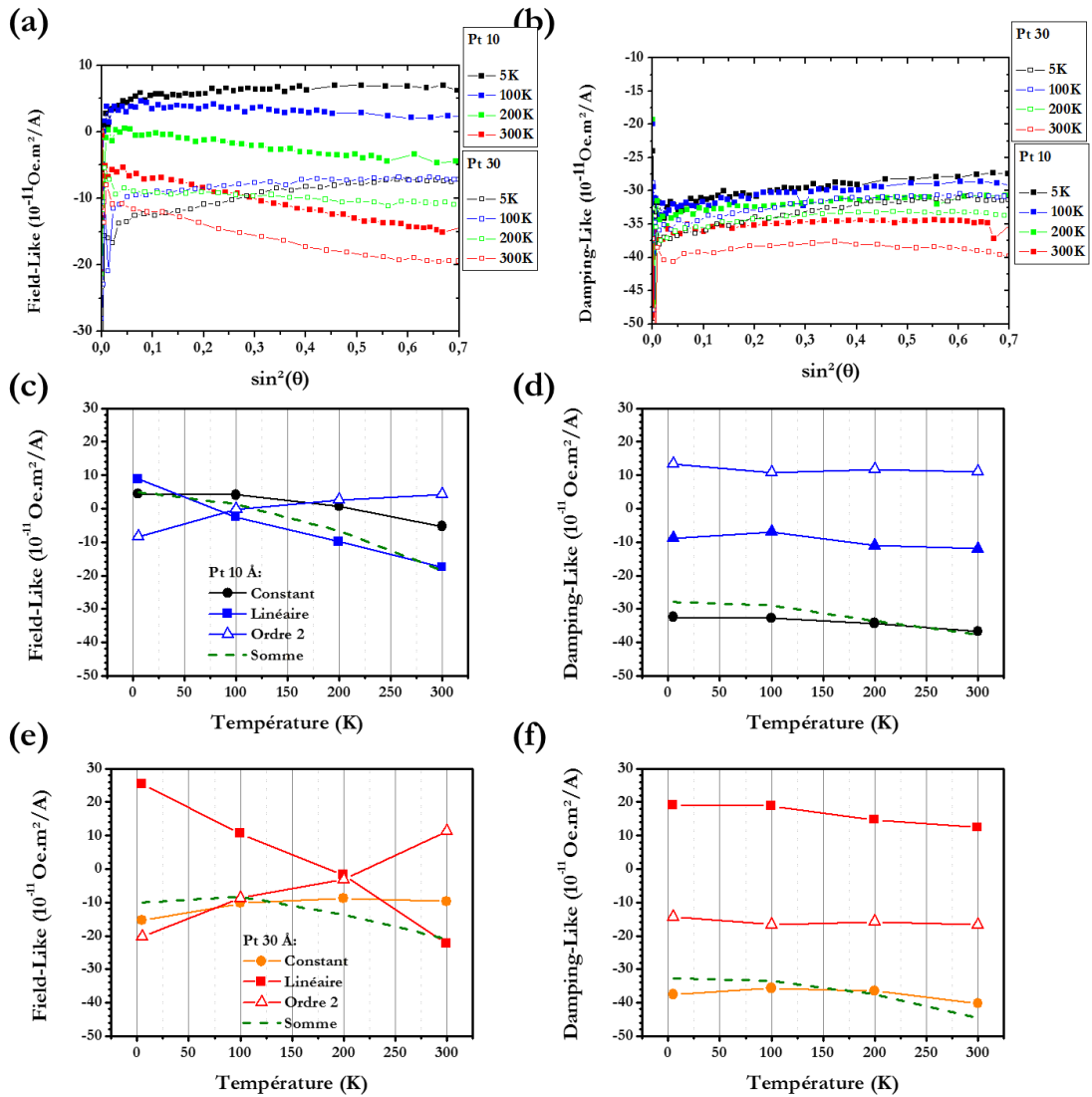


Figure 84 : (a) et (b) SOTs normalisés par la densité de courant pour les deux échantillons de platine 10Å et 30Å en fonction de $\sin^2(\theta)$ à différentes

¹⁵ La structure symétrique nécessaire des croix de Hall pour les mesures dans le cryostat modifie à la fois la répartition du courant et la façon dont la tension de Hall est sondée par rapport aux mesures à température ambiante. Il n'est donc pas anormal d'avoir des différences légères d'amplitude des SOTs entre les deux types de mesure.

températures. (c) et (d) Parties constantes, linéaires et d'ordre 2 des SOTs extraites par un ajustement polynomial des courbes en (a) et (b) pour un l'échantillon de platine 10Å. La ligne verte hachurée représente la somme de toutes les composantes. (e) et (f) Même chose pour l'échantillon de platine 30Å.

Les dépendances angulaires ont été ajustées par des polynômes d'ordre 2 et les composantes extraites sont présentées dans les graphiques (c), (d), (e) et (f). La composante « Damping-Like » a une partie constante à $\theta=0^\circ$ invariante en température et une composante à $\theta=90^\circ$, représentée par la somme des termes constant, linéaire et d'ordre 2, qui diminue avec la température. Ceci pour les deux échantillons.

Pour la composante « Field-Like », l'analyse est plus complexe. En effet, la composante constante à $\theta=0^\circ$ diminue légèrement en valeur absolue pour les deux échantillons. Elle change même de signe à basse température pour l'échantillon de platine 10 Å. Contrairement à la composante « Damping-Like », sa dépendance angulaire change de signe à une température critique qui diffère entre les deux échantillons. Environ 100K pour l'échantillon avec 10 Å de platine et 200K pour l'échantillon avec 30 Å de platine. La partie constante à $\theta=90^\circ$ augmente quant à elle en valeur absolue avec l'augmentation de la température. Cette augmentation est environ deux fois plus grande en valeur absolue que celle de la composante à $\theta=90^\circ$ de la composante « Damping-Like ».

5.4. Discussions

Les résultats sont comparables à ce qui a été obtenu par des mesures similaires sur des échantillons de Ta|CoFeB|MgO par Kim *et al.* [109] et présentés Figure 85 et Figure 86.

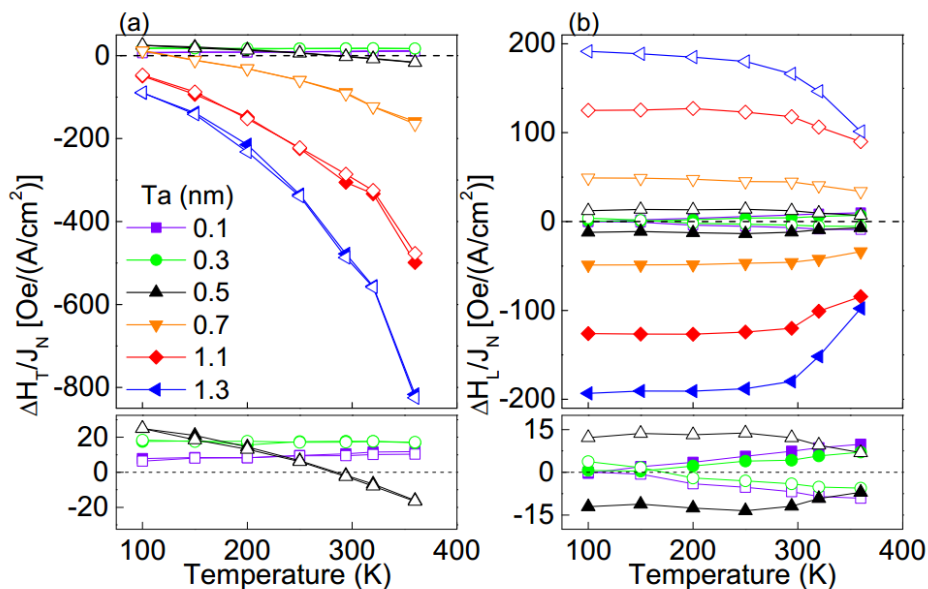


Figure 85 : Dépendance en température de la composante « Field-Like » (H_r) et de la composante « Damping-Like » (H_l) pour différentes couches de Ta|CoFeB|MgO. Les panneaux inférieurs montrent un zoom des

panneaux supérieurs. Les symboles pleins (vides) correspondent à l'aimantation pointant dans la direction $+z$ ($-z$). D'après [109].

Pour des épaisseurs de tantale inférieures à 1 nm, les SOTs mesurés sont constants tout comme le sont les SOTs mesurés pour nos échantillons avec des épaisseurs de platine inférieures à 6 nm. Les dépendances en température des échantillons dans ces conditions sont similaires. Une « diminution »¹⁶ de la composante Field-Like est observée avec la température et un changement de signe est observé dans les deux cas à partir d'une température critique pour les échantillons d'épaisseurs les plus faibles. Pour des températures inférieures à 300K, étudiée dans notre analyse, la composante « Damping-Like » est invariante en température pour les échantillons à base de tantale et ceux à base de platine.

Dans leur étude les auteurs interprètent leurs résultats avec un modèle qui considère des SOTs engendrés par l'effet Hall de spin dans le tantale avec une dépendance non-conventionnelle en température de la conductivité d'interface. Ils estiment néanmoins que la variation en température de la composante Field-Like peut aussi être expliquée soit par une contribution de l'interface Ta|CoFeB, une contribution des magnons, ou un effet de type Rashba intrinsèque.

La proximité entre les résultats obtenus sur les échantillons à base de platine et ceux à base de tantale suggère une origine similaire des SOTs.

Ainsi, les variations différentes en température des composantes « Field-Like » et « Damping-Like » sont cohérentes avec deux origines différentes de SOTs. Le second effet, affectant principalement la composante « Field-Like » serait alors de signe opposé.

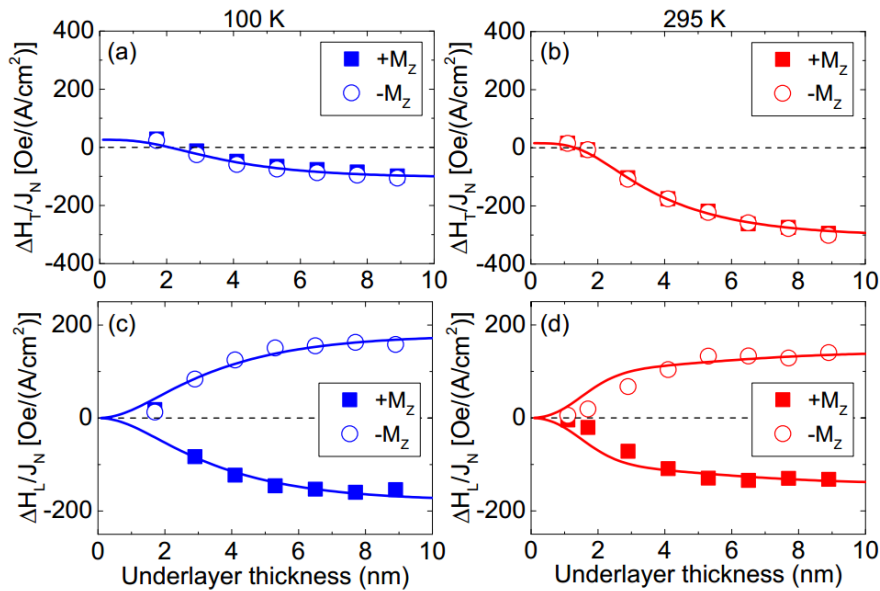


Fig. 3

¹⁶ Il s'agit plutôt d'une augmentation en valeur absolue.

Figure 86 : (a-d) Dépendance des composantes « Field-Like » et « Damping-Like » pour différentes épaisseurs de tantale et à deux températures différentes : (a,c) 100 K et (b,d) 295K. D'après [109].

6. Discussions des résultats et perspectives

Des cinq études menées, certaines conclusions peuvent être tirées, certaines concordances semblent apparaître et certaines questions restent complètement ouvertes. Nous allons discuter les sujets qui nous paraissent primordiaux dans les points qui suivent.

① Présence d'un alliage Co-Pt

Les faibles variations de résistivité observées par la création d'un alliage artificiel de cobalt-platine de quelques angström, la présence d'un effet Kondo important pour les échantillons avec 10Å de platine par rapport à ceux avec 30Å, la variation des propriétés magnétiques sur les deux premiers nanomètres de platine pour les échantillons de Ta|Au|Co|Pt et leurs variations lorsque le platine est séparé du cobalt par du cuivre sont autant d'indicateur qu'un alliage de cobalt et de platine se forme sur une épaisseur de 1 à 2 nm. Ceci semble compatible avec les mesures réalisées sur des multicouches de cobalt-platine par sonde atomique tomographique.

La présence de cet alliage peut avoir une importance cruciale dans les mécanismes à l'origine des SOTs comme semble l'indiquer l'asymétrie des composantes « Field-Like » mesurées pour des couches de platine supérieure et inférieure dans des échantillons de Ta|Pt|Co|Pt. Quoiqu'il en soit, l'idée d'une interface parfaite entre cobalt et platine est à oublier et les effets d'une interface diffuse doivent être pris en compte dans les modèles visant à estimer les SOTs.

② Deux origines différentes pour les SOTs

Les différentes séries de mesure effectuées tendraient à montrer que deux mécanismes différents sont responsables des SOTs dans les échantillons Co|Pt. En effet, la réduction du rapport « Damping-Like » sur « Field-Like » avec l'insertion d'une couche de cuivre, les variations différentes de ces mêmes composantes avec la température ou avec l'ajout d'une couche de tantale sont autant de phénomènes cohérents avec cette hypothèse. Une partie de cet effet serait alors de signe opposé aux valeurs de SOTs mesurées.

Les échantillons de Ta|Au|Co|Pt montrent la présence de SOTs non nuls même en l'absence de platine supérieur. Ces SOTs, liés à la présence du platine, présentent alors une composante à $\theta=0^\circ$ constante entre 0 et 6 nm d'épaisseur. L'augmentation de cette composante, qui se produit entre 6 et 12 nm, est alors compensée par une augmentation des dépendances angulaires telle que les SOTs mesurés à $\theta=90^\circ$ restent constants. Cela semble cohérent avec des SOTs créés par deux effets différents, dont un effet volumique qui augmente avec l'épaisseur de platine déposée.

La comparaison des effets engendrés par des couches de platine inférieure et supérieure dans des échantillons de Ta|Pt|Co|Pt tendrait aussi à soutenir cette hypothèse. Il est alors possible qu'un des différents effets mesurés soit fortement

affecté par la présence d'un alliage Co-Pt comme discuté dans le paragraphe précédent.

Quoiqu'il en soit, il semblerait que pour expliquer les mécanismes impliqués dans la création des SOTs dans des échantillons Co|Pt il faille considérer des modèles plus complexes que des modèles simples d'effet Hall de spin ou de Rashba intrinsèque.

③ Importance de la structure cristalline

Parallèlement, il semble que plus la couche de platine est structurée $\langle 111 \rangle$, plus les SOTs mesurés sont importants. Il serait alors intéressant de mesurer des échantillons épitaxiés à base de Pt|Co.

④ Similarités entre Ta|CoFeB|MgO et Ta|Au|Co|Pt

Par ailleurs, le comportement des échantillons Ta|Au|Co|Pt est très similaire à ce qui a été mesuré précédemment sur Ta|CoFeB|MgO. Les SOTs à $\theta=0^\circ$ augmentent à partir d'une épaisseur critique et les dépendances en température des composantes « Damping-Like » et « Field-Like » sont similaires. À savoir une diminution de la composante « Field-Like », qui peut même changer de signe dans certains cas, et une constance de la composante « Damping-Like » avec la température.

⑤ SOTs dans l'or négligeables devant ceux du platine

Il ressort parallèlement des mesures que les SOTs dans l'or sont faibles par rapport à ceux dans le platine malgré leur proximité dans le tableau périodique. Cela suggère une origine des SOTs mesurés dans le platine fortement liée à sa structure électronique ($[\text{Xe}] 4f^{14} 5d^9 6s^1$) par rapport à celle de l'or ($[\text{Xe}] 4f^{14} 5d^{10} 6s^1$) où la bande 5d est remplie. Des effets Hall orbitaux liés à des transitions inter-bandes s-d pourraient alors être impliqués. C'est d'autant plus intéressant que les SOTs mesurés entre tantale ($[\text{Xe}] 4f^{14} 5d^3 6s^2$) et platine, qui sont tous les deux des matériaux avec des bandes d partiellement remplies, semblent provenir d'une même origine physique.

Conclusion Générale

Durant cette thèse, les SOTs, phénomènes récemment mis en évidence et au cœur d'un nouveau concept de mémoires magnétiques, ont été étudiés dans les systèmes à base de cobalt-platine.

Il a été nécessaire de développer un système de mesure quasi-statique de ces SOTs basé sur la mesure des effets Hall extraordinaire et planaire avec un courant oscillant à basse fréquence. A la différence des méthodes similaires présentées dans la littérature, notre technique, légèrement améliorée, permet de caractériser l'intégralité des composantes des SOTs dans un échantillon ferromagnétique telles qu'elles sont prédites par des analyses de symétries. Une procédure précise d'alignement et d'analyse nécessaire à la réalisation d'une telle mesure est présentée dans ce manuscrit.

Ces mesures ont notamment permis de caractériser intégralement les dépendances angulaires d'échantillons à base de Pt|Co|AlO_x et de montrer leur similarité avec celles d'échantillons de Ta|Au|Co|Pt. Cela tend à montrer que le moteur physique à l'origine des SOTs est le même pour une couche de platine supérieure et une couche de platine inférieure. Il serait alors intéressant de l'appliquer à des échantillons de Ta|CoFeB|MgO afin d'étudier les différences qui peuvent exister (ou non) entre les deux systèmes.

Cette technique a par ailleurs pu être utilisée dans plusieurs séries d'expériences réalisées en parallèle et visant à déterminer l'origine physiques des SOTs dans les structures cobalt-platine. Nous nous sommes ainsi intéressés à :

- La modification de la structure d'une couche inférieure de platine par l'ajout d'une couche d'accroche de tantale afin de déterminer le lien entre les SOTs et la structure cristalline d'un échantillon de Pt₃₀|Co₆|AlO_x.
- La caractérisation de la force relative des effets volumiques et des effets d'interface en mesurant les SOTs dans des échantillons à base de cobalt avec différentes épaisseurs de platine.
- L'impact d'une modification de l'interface supérieure sur les effets mesurés du platine dans des échantillons de Ta₃₀|Au₂₀|Co₈|Pt en insérant un espaceur de cuivre entre la couche de cobalt et celle de platine.
- La déstructuration artificielle de l'interface platine-cobalt en utilisant un dépôt par pulvérisation cathodique convergent dans des échantillons « symétriques » de Ta|Pt|Co|Pt afin d'étudier l'importance de cette interface dans l'amplitude des SOTs mesurés.
- L'étude de la dépendance en température des SOTs dans les systèmes Ta₃₀|Au₂₀|Co₈|Pt entre 5K et 300K.

La prise en compte des différents résultats obtenus dans une vision globale des structures cobalt-platine permet de tirer quelques conclusions et de proposer quelques hypothèses vis-à-vis de la question posée originellement : quelle est l'origine des SOTs dans ces systèmes ?

Ainsi il est vraisemblable qu'un alliage de cobalt et de platine se forme sur une épaisseur de 1 à 2 nm, ce qui semble compatible avec les mesures réalisées sur des multicouches de cobalt-platine par sonde atomique tomographique. La présence de cet alliage pourrait alors avoir une importance cruciale dans les mécanismes à l'origine des SOTs et notamment de la composante « Field-Like ».

Les différentes séries de mesures effectuées tendraient à montrer que deux mécanismes différents sont responsables des SOTs dans les échantillons Co|Pt. Il semble donc qu'il faille considérer des modèles plus complexes que des modèles simples d'effet Hall de spin ou de Rashba intrinsèque.

Par ailleurs, l'évolution des SOTs dans des échantillons de Ta|Au|Co|Pt est très similaire à ce qui a été mesuré précédemment sur Ta|CoFeB|MgO laissant supposer une origine commune des SOTs dans les deux systèmes.

Il ressort aussi que les SOTs dans l'or sont faibles par rapport à ceux dans le platine malgré la proximité des deux éléments dans le tableau périodique. Cela suggère une origine des SOTs mesurés dans le platine fortement liée à sa structure électronique par rapport à celle de l'or où la bande 5d est remplie. Des effets Hall de spin orbitaux liés à des transitions inter-bandes s-d pourraient alors être impliqués.

Par ailleurs, il semble que plus la couche de platine est structurée $\langle 111 \rangle$, plus les SOTs mesurés sont importants. Un tel effet pourrait se confirmer par des mesures d'échantillons épitaxiés de Pt|Co. Ce résultat, s'il est confirmé, est très important, car il permettrait d'améliorer de futurs dispositifs à base de SOTs en diminuant notamment les courants nécessaires au retournement.

Même si aucune conclusion définitive ne peut être extraite des analyses effectuées, ces résultats peuvent servir de base de recherche pour les expériences à mener dans les prochaines années. Une utilisation minutieuse de la technique de mesure développée, basée sur les résultats préliminaires mis en évidence durant cette thèse, doit alors permettre d'apporter des réponses précises et quantitatives quant à l'origine des SOTs. Il sera alors sûrement nécessaire de confronter les résultats expérimentaux obtenus à des modèles théoriques complexes.

Bibliographie

- [1] «sisoftware,» 2013. [En ligne]. Available: http://www.sisoftware.co.uk/?d=qa&f=mem_hsw. [Accès le 26 Mars 2014].
- [2] R. van der Pas, «Memory Hierarchy in Cache-Based Systems,» Sun Blueprints, 2002.
- [3] Wiley, Nanoelectronics and Information Technology, R. Waser, Éd., Weinheim: Wiley-VCH, 2012.
- [4] E. Karl, Y. Wang, Y.-G. Ng, Z. Guo, F. Hamzaoglu, M. Meterelliyoz, J. Keane, U. Bhattacharya, K. Zhang, K. Mistry et M. Bohr, «A 4.6 GHz 162 Mb SRAM Design in 22 nm Tri-Gate CMOS Technology with Integrated Read And Write Assist Circuitry,» *IEEE Journal Of Solid-State Circuits*, vol. 48, n° 1, 2013.
- [5] International Technology Roadmap for Semiconductors, «Emerging Research Devices,» 2013.
- [6] International Technology Roadmap for Semiconductors, «Process Integration, Devices, And Structures,» 2013.
- [7] Samsung, [En ligne]. Available: http://www.samsung.com/global/business/semiconductor/file/media/DDR4_Brochure-o.pdf. [Accès le 04 Août 2014].
- [8] K.-T. e. a. Park, «Three-Dimensional 128 Gb MLC Vertical NAND Flash-Memory with 24-WL Stacked Layers and 50 MB/s High-Speed Programming,» chez *IEEE International Solid-State Circuits Conference*, 2014.
- [9] 2014. [En ligne]. Available: <http://electronicdesign.com/>. [Accès le 26 Mars 2014].
- [10] Micron Technology, Inc., «An introduction to Nand-Flash and How to Design It into your Next Product,» 2006.
- [11] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë, *Mécanique Quantique*, Hermann, 1986.
- [12] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, G. Creuzet, A. Friederich et J. Chazelas, «Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, n° 2472, 1988.
- [13] G. Binash, P. Grünberg, F. Saurenbach et W. Zinn, «Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange,» *Phys. Rev. B.*, vol. 39, n° 7, pp. 4828-4830, 1989.

- [14] M. A. Ruderman et C. Kittel, «Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons,» *Physical Review*, vol. 96, n° 99, 1954.
- [15] T. Kasuya, «A Theory of Metallic Ferro- and Antiferromagnetism on Zener's Model,» *Progress of Theoretical Physics*, vol. 16, pp. 45-57, 1956.
- [16] K. Yosida, «Magnetic Properties of Cu-Mn Alloys,» *Physical Review*, vol. 106, p. 893, 1957.
- [17] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. Metin, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, P. Baumgart et D. R. Wilhoit, «Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valve structure,» *J. Appl. Phys.*, vol. 69, n° 4774, 1991.
- [18] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong et R. Meservey, «Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions,» *Physical Review Letters*, vol. 74, n° 16, 1995.
- [19] M. Julliere, «Tunneling between ferromagnetic films,» *Physics Letters A*, vol. 54, n° 3, pp. 225-226, 1975.
- [20] I. L. Prejbeanu, M. Kereked, R. C. Sousa, H. Sibuet, O. Redon, B. Dieny et J. P. Nozières, «Thermally assisted MRAM,» *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 19, n° 165218, 2007.
- [21] J. M. Slaughter, N. D. Rizzo, F. B. Mancoff, R. Whig, K. Smith, S. Aggarwal et S. Tehrani, «Toggle and Spin-Torque MRAM: Status and Outlook,» *J. Magnetic Society of Japan*, vol. 5, p. 171, 2010.
- [22] J. C. Slonczewski, «Current-driven excitation of magnetic multilayers,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 159, n° 1, 1996.
- [23] L. Berger, «Emission of spin wave by a magnetic multilayer traversed by a current,» *Physical Review B*, vol. 54, p. 9353, 1996.
- [24] B. Dieny, R. C. Sousa, J. Herault, C. Papusoi, G. Prenat, U. Ebels, D. Houssameddine, B. Rodmacq, S. Auffret et L. D. Buda-Prejbeanu, «Spin-transfer effect and its use in spintronic components,» *International Journal of Nanotechnology*, vol. 7, n° 4, pp. 591-614, 2010.
- [25] Y. Huai, «Spin-Transfer Torque MRAM (STT-MRAM): Challenges and Prospects,» *AAPPS Bulletin*, vol. 18, n° 6, pp. 33-40, 2008.
- [26] M.-T. Chang, P. Rosenfeld, S.-L. Lu et B. Jacob, «Technology Comparison for Large Last-Level Caches (L3Cs): Low-leakage SRAM, Low Write-Energy STT-RAM and Refresh-Optimized eDRAM,» chez *High Performance Computer Architecture (HPCA2013)*, 2013.
- [27] R. Sbiaa, H. Meng et S. N. Piramanayagam, «Materials with perpendicular magnetic anisotropy for magnetic random access memory,» *Phys. Status Solidi RRL*, vol. 5, n° 12, pp. 413-419, 2011.
- [28] M. Cubukcu, O. Boule, M. Drouard, K. Garello, C. O. Avci, I. M. Miron, J. Langer, B. Ocker, P. Gambardella et G. Gaudin, «Spin-orbit torque magnetization

- switching of a three-terminal perpendicular magnetic tunnel junction,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, n° 042406, 2014.
- [29] R. Bishnoi, M. Ebrahimi, F. Oboril et M. B. Tahoori, «Architectural Aspects in Design and Analysis of SOT-based Memories,» 2014. [En ligne]. Available: <http://cdnc.itec.kit.edu/downloads/Papers/Bishnoi2014ASPDAC.pdf>. [Accès le 26 Mars 2014].
- [30] L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, «Spin-Torque Switching with the Giant Spin Hall Effect of Tantalum,» *Science*, vol. 336, n° 555, 2012.
- [31] C.-F. Pai, L. Liu, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, «Spin transfer torque devices utilizing the giant spin Hall effect of tungsten,» *Applied Physics Letters*, vol. 101, n° 124404, 2012.
- [32] G. Uhlenbeck et S. Goudsmit, *Naturwissenschaften*, vol. 13, n° 47, p. 953, 1925.
- [33] L. Thomas, «Motion of the spinning electron,» *Nature*, vol. 117, p. 514, 1926.
- [34] H. A. Kramers, *Proc. Amsterdam Acad.*, vol. 33, p. 959, 1930.
- [35] P. Gambardella et I. M. Miron, «Current-induced spin-orbit torques,» *Phil. Trans. R. Soc. A*, vol. 369, pp. 3175-3197, 2011.
- [36] G. Dresselhaus, «Spin-orbit coupling effects in Zinc Blende Structures,» *Physical Review*, vol. 100, n° 2, pp. 580-586, 1955.
- [37] Y. A. Bychkov et E. I. Rashba, «Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy,» *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 39, n° 2, pp. 66-69, 1983.
- [38] A. Manchon et S. Zhang, «Theory of nonequilibrium intrinsic spin torque in a single ferromagnet,» *Physical Review B*, vol. 78, n° 212405, 2008.
- [39] A. Manchon et S. Zhang, «Theory of spin torque due to spin-orbit coupling,» *Physical Review B*, vol. 79, n° 094422, 2009.
- [40] A. Matos-Abiague et R. L. Rodriguez-Suarez, «Spin-orbit coupling mediated spin torque in a single ferromagnetic layer,» *Physical Review B*, vol. 80, n° 094424, 2009.
- [41] S. Murakami, N. Nagaosa et S.-C. Zhang, «Dissipationless Quantum Spin Current at Room Temperature,» *Science*, vol. 301, n° 1348, 2003.
- [42] K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa et E. Saitoh, «Electric Manipulation of Spin Relaxation Using the Spin Hall Effect,» *Physical Review Letters*, vol. 101, n° 036601, 2008.
- [43] H. Kurebayashi, J. Sinova, D. Fang, A. C. Irvine, T. D. Skinner, J. Wunderlich, V. Novak, R. P. Campion, B. L. Gallagher, E. K. Vehstedt, L. P. Zárbo, K. Vyborny, A. J. Ferguson et T. Jungwirth, «An antidamping spin-orbit torque originating from the Berry curvature,» *Nature nanotechnology*, vol. 9, pp. 211-217, 2014.

- [44] J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N. A. Sinitsyn, T. Jungwirth et A. H. MacDonald, «Universal Intrinsic Spin Hall Effect,» *Physical Review Letters*, vol. 92, n° 12, 2004.
- [45] H.-A. Engel, E. I. Rashba et B. I. Halperin, «Out-of-plane spin polarization from in-plane electric and magnetic fields,» *Physical Review Letters*, vol. 98, n° 036602, 2007.
- [46] J.-I. Inoue, G. E. W. Bauer et L. W. Molenkamp, «Suppression of the persistent spin Hall current by defect scattering,» *Physical Review B*, vol. 70, n° 041303, 2004.
- [47] R. Karplus et J. M. Luttinger, «Hall Effect in Ferromagnetics,» *Physical Review*, vol. 95, n° 5, pp. 1154-1160, 1954.
- [48] H. Kontani, T. Tanaka, D. S. Hirashima, K. Yamada et J. Inoue, «Giant Orbital Hall Effect in Transition Metals: Origin of Large Spin and Anomalous Hall Effects,» *Physical Review Letters*, vol. 102, n° 016601, 2009.
- [49] H. Kontani, T. Tanaka, D. S. Hirashima, K. Yamada et J. Inoue, «Giant intrinsic Spin and Orbital Hall Effects in Sr₂MO₄ (M=Ru, Rh, Mo),» *Physical Review Letters*, vol. 100, n° 096601, 2008.
- [50] H. Kontani, M. Naito, D. S. Hirashima, K. Yamada et J.-i. Inoue, «Study of Intrinsic Spin and Orbital Hall Effects in Pt Based on a (6s, 6p, 5d) Tight-Binding Model,» *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 76, n° 10, p. 103702, 2007.
- [51] T. Tanaka, H. Kontani, M. Naito, T. Naito, D. S. Hirashima, K. Yamada et J. Inoue, «Intrinsic spin Hall effect and orbital Hall effect in 4d and 5d transition metals,» *Physical Review B*, vol. 77, n° 165117, 2008.
- [52] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald et N. P. Ong, «Anomalous Hall Effect,» *Reviews of Modern Physics*, vol. 82, n° 54, pp. 1539-1592, 2010.
- [53] N. F. Mott, «The Scattering of Fast Electrons by Atomic Nuclei,» *Proceedings of the royal society A*, vol. 124, pp. 425-442, 1929.
- [54] J. Smit, «The spontaneous Hall Effect In Ferromagnetics,» *Physica*, vol. 21, pp. 877-887, 1955.
- [55] L. Berger, «Side-Jump Mechanism for the Hall Effect of Ferromagnets,» *Physical Review B*, vol. 2, n° 11, pp. 4559-4566, 1970.
- [56] L. Liu, R. A. Buhrman et D. C. Ralph, «Review and Analysis of Measurements of the Spin Hall Effect in Platinum,» *arxiv*, vol. 1111.3702, 2011.
- [57] G. Y. Guo, S. Murakami, T.-W. Chen et N. Nagaosa, «Intrinsic Spin Hall Effect in Platinum: First-Principles Calculation,» *Physical Review Letters*, vol. 100, n° 096401, 2008.
- [58] J. Slonczewski, «Current-driven excitation of magnetic multilayers,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 159, 1996.

- [59] L. Berger, «Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current,» *Physical Review B*, vol. 54, n° 13, 1996.
- [60] D. C. Ralph et M. D. Stiles, «Spin transfer torques,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 320, pp. 1190-1216, 2008.
- [61] M. D. Stiles et A. Zangwill, «Anatomy of spin-transfer torque,» *Physical Review B*, vol. 66, n° 014407, 2002.
- [62] S. Zhang, P. M. Levy et A. Fert, «Mechanisms of Spin-Polarized Current-Driven Magnetization Switching,» *Physical Review Letters*, vol. 88, n° 23, 2002.
- [63] S. Zhang et Z. Li, «Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets,» *Physical Review Letters*, vol. 93, n° 12, 2004.
- [64] P. M. Haney, H.-W. Lee, K.-J. Lee, A. Manchon et M. D. Stiles, «Current induced torques and interfacial spin-orbit coupling: Semiclassical modeling,» *Physical Review B*, vol. 87, n° 174411, 2013.
- [65] A. Brataas, V. Y. Nazarov et G. E. W. Bauer, «Finite-Element Theory of Transport in Ferromagnet-Normal Metal Systems,» *Physical Review Letters*, vol. 84, n° 2481, 2000.
- [66] K. Garello, I. M. Miron, C. O. Avci, F. Freimuth, Y. Mokrousov, S. Blügel, S. Auffret, O. Boulle, G. Gaudin et P. Gambardella, «Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures,» *Nature Nanotechnology*, vol. 8, pp. 587-593, 2013.
- [67] J. Bass et W. J. Pratt, «Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces: an experimentalist's critical review,» *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 19, n° 183201, 2007.
- [68] T. Valet et A. Fert, «Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers,» *Physical Review B*, vol. 48, n° 7099, 1993.
- [69] J. Fabian et S. Das Sarma, «Spin relaxation of conduction electrons,» *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 17, n° 4, p. 1708, 1999.
- [70] C. Hahn, G. de Loubens, O. Klein, M. Viret, V. V. Naletov et J. Ben Youssef, «Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta,» *Physical Review B*, vol. 87, n° 17, p. 174417, 2013.
- [71] O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader et A. Hoffmann, «Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers,» *Physical Review B*, vol. 82, n° 21, p. 214403, 2010.
- [72] V. Vlaminck, J. E. Pearson, S. D. Bader et A. Hoffmann, «Dependence of spin-pumping spin Hall effect measurements on layer thicknesses and stacking order,» *Physical Review B*, vol. 88, n° 6, p. 064414, 2013.

- [73] Y. Niimi, M. Morota, D. H. Wei, C. Deranlot, M. Basletic, A. Hamzic, A. Fert et Y. Otani, «Extrinsic Spin Hall Effect Induced by Iridium Impurities in Copper,» *Physical Review Letters*, vol. 106, n° 12, p. 126601, 2011.
- [74] Y. Niimi, Y. Kawanishi, D. H. Wei, C. Deranlot, H. X. Yang, M. Chshiev, T. Valet, A. Fert et Y. Otani, «Giant Spin Hall Effect Induced by Skew Scattering from Bismuth Impurities inside Thin Film CuBi alloys,» *Physical Review Letters*, vol. 109, n° 156602, 2012.
- [75] P. Laczkowski, J.-C. Rojas-Sanchez, W. Savero-Torres, H. Jaffrès, N. Reyren, C. Deranlot, L. Notin, C. Beigné, A. Marty, J.-P. Attané, L. Vila, J.-M. George et A. Fert, «Experimental evidence of a large extrinsic spin Hall effect in AuW alloy,» *Applied Physics Letters*, vol. 104, n° 14, p. 142403, 2014.
- [76] Y. Tserkovnyak et A. Brataas, «Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films,» *Physical Review Letters*, vol. 88, n° 11, 2002.
- [77] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima et G. Tatara, «Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect,» *Applied Physics Letters*, vol. 88, n° 182509, 2006.
- [78] O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader et A. Hoffmann, «Quantifying Spin Hall Angles from Spin Pumping: Experiments and Theory,» *Physical Review Letters*, vol. 104, n° 046601, 2010.
- [79] A. Azevedo, L. H. Vilela-Leao, R. L. Rodriguez-Suarez, A. F. Lacerda Santos et S. M. Rezende, «Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment,» *Physical Review B*, vol. 83, n° 144402, 2011.
- [80] M. Harder, Z. X. Cao, Y. S. Gui, X. L. Fan et C.-M. Hu, «Analysis of the line shape of electrically detected ferromagnetic resonance,» *Physical Review B*, vol. 84, n° 054423, 2011.
- [81] L. Liu, T. Moriyama, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, «Spin-Torque Ferromagnetic Resonance Induced by the Spin Hall Effect,» *Physical Review Letters*, vol. 106, n° 036601, 2011.
- [82] Y. Niimi, H. Suzuki, Y. Kawanishi, Y. Omori, T. Valet, A. Fert et Y. Otani, «Extrinsic spin Hall effect measured with lateral spin valve structures,» *Physical Review B*, vol. 89, p. 054401, 2014.
- [83] T. Kimura, J. Hamrle et Y. Otani, «Estimation of spin-diffusion length from the magnitude of spin-current absorption: Multiterminal ferromagnetic/non ferromagnetic hybrid structures,» *Physical Review B*, vol. 72, n° 014461, 2005.
- [84] L. Vila, T. Kimura et Y. Otani, «Evolution of the Spin Hall Effect in Pt Nanowires: Size and Temperature Effects,» *Physical Review Letters*, vol. 99, n° 22, p. 226604, 2007.
- [85] H. Nakayama, M. Althammer, Y.-T. Chen, K. Uchida, Y. Kajiwara, D. Kikuchi, T. Ohtani, S. Geprägs, M. Opel, S. Takahashi, R. Gross, G. E. W. Bauer, S. T. B. Goennenwein et E. Saitoh, «Spin Hall Magnetoresistance Induced by a

- Nonequilibrium Proximity Effect,» *Physical Review Letters*, vol. 110, n° 20, p. 206601, 2013.
- [86] N. Vlietstra, J. Shan, V. Castel, B. J. van Wees et J. Ben Youssef, «Spin-Hall magnetoresistance in platinum on yttrium iron garnet: dependence on platinum thickness and in-plane/out-plane magnetization,» *Physical Review B*, vol. 87, n° 18, p. 184421, 2013.
- [87] K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, Y. Kajiwara, H. Nakayama, T. Yoshino, K. Harii, Y. Fujikawa, M. Matsuo, S. Maekawa et E. Saitoh, «Inverse spin-Hall effect induced by spin-pumping in metallic system,» *Journal of applied physics*, vol. 109, n° 103913, 2011.
- [88] Z. Feng, J. Hu, L. Sun, B. You, D. Wu, J. Du, W. Zhang, A. Hu, Y. Yang, D. M. Tang, B. S. Zhang et H. F. Ding, «Spin Hall angle quantification from spin pumping and microwave photoresistance,» *Physical Review B*, vol. 85, n° 21, p. 214423, 2012.
- [89] L. Bai, P. Hyde, Y. S. Gui et C.-M. Hu, «Universal Method for Separating Spin Pumping from Spin rectification Voltage of Ferromagnetic Resonance,» *Physical Review Letters*, vol. 111, n° 21, p. 217602, 2013.
- [90] V. Castel, N. Vlietstra, J. Ben Youssef et B. J. van Wees, «Platinum thickness dependence of the inverse spin-Hall voltage from spin pumping in a hybrid yttrium iron garnet/platinum system,» *Applied Physics Letters*, vol. 101, n° 13, p. 132414, 2012.
- [91] J.-C. Rojas-Sanchez, N. Reyren, P. Laczkowski, W. Savero, J.-P. Attané, C. Deranlot, M. Jamet, J.-M. George, L. Vila et H. Jaffrès, «Spin Pumping and Inverse Spin Hall Effect in Platinum: The essential Role of Spin-Memory Loss at Metallic interfaces,» *Physical Review Letters*, vol. 112, n° 10, p. 106602, 2014.
- [92] N. Vlietstra, J. Shan, V. Castel, J. Ben Youssef, G. E. W. Bauer et B. J. van Wees, «Exchange magnetic field torques in YIG/Pt bilayers observed by the spin-Hall magnetoresistance,» *Applied Physics Letters*, vol. 103, n° 3, p. 032401, 2013.
- [93] T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi et S. Maekawa, «Room-Temperature Reversible Spin Hall Effect,» *Physical Review Letters*, vol. 98, n° 15, p. 156601, 2007.
- [94] M. Morota, Y. Niimi, K. Ohnishi, D. H. Wei, T. Tanaka, H. Kontani, T. Kimura et Y. Otani, «Indication of intrinsic spin Hall effect in 4d and 5d transition metals,» *Physical Review B*, vol. 83, n° 174405, p. 17, 2011.
- [95] K. Kondou, H. Sukegawa, S. Mitani, K. Tsukagoshi et S. Kasai, «Evaluation of spin Hall angle and Spin diffusion length by using spin current-induced ferromagnetic resonance,» *Applied Physics Express*, vol. 5, n° 073002, 2012.
- [96] F. Letellier, «Influence d'un traitement thermique sur la nanostructure et les propriétés magnétiques de multicouches à anisotropie d'échange [Pt/Co]IrMn et Cu/Co/IrMn,» Rouen, 2014.

- [97] R. Lavrijsen, P. P. J. Haazen, E. Murè, J. H. Franken, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten et B. Koopmans, «Asymmetric Pt/Co/Pt-stack induced sign-control of current-induced magnetic domain-wall creep,» *Applied Physics Letters*, vol. 100, n° 26, p. 262408, 2012.
- [98] I. M. Miron, G. Gaudin, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Pizzini, J. Vogel et P. Gambardella, «Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer,» *Nature Materials*, vol. 9, n° 230, 2010.
- [99] U. H. Pi, K. W. Kim, J. Y. Bae, S. C. Lee, Y. J. Cho., K. S. Kim et S. Seo, «Tilting of the spin orientation induced by Rashba effect in ferromagnetic metal layer,» *Applied Physics Letters*, vol. 97, n° 162507, 2010.
- [100] T. Suzuki, S. Fukami, N. Ishiwata, M. Yamanouchi, S. Ikeda, S. Kasai, N. Kasai et H. Ohno, «Current-induced effective field in perpendicularly magnetized Ta/CoFeB/MgO wire,» *Applied Physics Letters*, vol. 98, n° 14, p. 142405, 2011.
- [101] J. Kim, J. Sinha, M. Hayashi, M. Yamanouchi, S. Fukami, T. Suzuki, S. Mitani et H. Ohno, «Layer thickness dependence of the current-induced effective field vector in Ta/CoFeB/MgO,» *Nature Materials*, vol. 12, pp. 240-245, 2012.
- [102] S. Emori, D. C. Bono et G. S. D. Beach, «Interfacial current-induced torques in Pt/Co/GdOx,» *Applied Physics Letters*, vol. 101, n° 4, p. 042405, 2012.
- [103] I. M. Miron, T. Moore, H. Szabolcs, L. D. Buda-Prejbeanu, S. Auffret, B. Rodmacq, S. Pizzini, J. Vogel, M. Bonfim, A. Schuhl et G. Gaudin, «Fast current-induced domain-wall motion controlled by the Rashba effect,» *Nature Materials*, n° 419, p. 10, 2011.
- [104] I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.-J. Zermatten, M. V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl et P. Gambardella, «Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection,» *Nature*, vol. 476, n° 189, 2011.
- [105] L. Liu, O. J. Lee, T. J. Gudmunsen, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, «Current-Induced Switching of Perpendicularly Magnetized Magnetic Layers Using Spin Torque from the Spin Hall Effect,» *Physical Review Letters*, vol. 109, n° 096602, 2012.
- [106] L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, «Spin-Torque Switching with the Giant Spin Hall Effect of Tantalum,» *Science*, vol. 336, n° 6081, pp. 555-558, 2012.
- [107] C.-F. Pai, L. Liu, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph et R. A. Buhrman, «Spin transfer torque devices utilizing the giant spin Hall effect of tungsten,» *Applied Physics Letters*, vol. 101, n° 12, p. 124404, 2012.
- [108] J. Kim, J. Sinha, M. Hayashi, M. Yamanouchi, S. Fukami, T. Suzuki, S. Mitani et H. Ohno, «Layer thickness dependence of the current-induced effective field vector in Ta/CoFeB/MgO,» *Nature Materials*, vol. 12, n° 240, 2012.
- [109] J. Kim, J. Sinha, S. Mitani, M. Hayashi, S. Takahashi, S. Maekawa, M. Yamanouchi et H. Ohno, «Anomalous temperature dependence of current-induced

- torques in CoFeB/MgO heterostructures with Ta-based underlayers,» *Physical Review B*, vol. 89, n° 174424, 2014.
- [110] M. Hayashi, «Analytical expression for the harmonic Hall voltages in evaluating spin-orbit torques,» *arxiv*, n° 1307.5603, 2013.
- [111] A. G. Roy et D. E. Laughlin, «Effect of seed layers in improving the crystallographic texture of CoCrPt perpendicular recording media,» *Journal of Applied Physics*, vol. 91, n° 10, p. 8076, 2002.
- [112] T. Swanson, *Natl. Bur. Stand. (U.S.)*, vol. Circ. 539 I, p. 31, 1953.
- [113] P. S. Prevéy, «The use of Pearson VII distribution functions in X-RAY diffraction residual stress measurement,» *Advances in X-RAY analysis*, vol. 29, p. 103, 1986.
- [114] T. R. McGuire et R. I. Potter, «Anisotropic Magnetoresistance in Ferromagnetic 3d alloys,» *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 11, n° 4, p. 1018, 1975.
- [115] S. Yakata, Y. Ando, T. Miyazaki et S. Mizukami, «Temperature dependence of spin-diffusion lengths of Cu and Ru layers,» *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 45, n° 5A, p. 3892, 2006.
- [116] S. Bandiera, «Jonctions tunnel magnétiques à anisotropie perpendiculaire et à écriture assistée thermiquement,» Grenoble, 2011.
- [117] J. Kondo, «Resistance Minimum in Dilute Magnetic Alloys,» *Progress of Theoretical Physics*, vol. 32, n° 1, pp. 37-49, 1964.

Résumé

Afin de réduire la consommation de puissance des futures générations de systèmes électroniques, une solution est d'intégrer de la non-volatilité au sein même des cellules mémoires. Dans cette optique, l'utilisation du retournement de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique comme support de l'information a été utilisée initialement dans un concept de mémoire, la MRAM. La dernière évolution de cette technologie, la SOT-RAM, utilise des phénomènes nouveaux appelés SOTs afin de contrôler la direction de l'aimantation. Par rapport aux générations précédentes (STT-MRAM notamment), elle devrait permettre d'améliorer la vitesse d'écriture en conservant une endurance adaptée pour des utilisations en mémoires cache où en mémoire centrale. Le terme SOTs est une dénomination générale désignant l'ensemble des effets, encore mal connus, liés au couplage spin-orbite et permettant le retournement de l'aimantation d'une cellule mémoire.

Ce travail de thèse a eu pour objectif d'étudier les SOTs via un système expérimental de mesure quasi-statique basé sur les effets Hall extraordinaires et planaires. Son implémentation et la méthode d'analyse associée, ainsi que les considérations théoriques nécessaires à l'interprétation des résultats sont détaillées dans ce manuscrit. Il a été montré que le retournement de l'aimantation dans des systèmes à aimantation perpendiculaire à base de cobalt-platine ne peut être expliqué par les modèles simples considérés jusqu'à présent dans la littérature. En effet, il a été mis en évidence qu'au moins deux effets simultanés doivent être pris en compte pour expliquer les phénomènes observés. Par ailleurs, ceux-ci présentent une sensibilité différente à la fois à une altération de la structure cristalline et à une variation de température.

Mots-clés : Electronique de spin, Spintronique, Mémoires magnétiques, MRAM, SOT, SOT-RAM, Spin-Orbit Torques, Effet Rashba, Effet Hall de spin, couplage/interaction spin-orbite.

Abstract

In order to reduce power consumption in next generations' electronic devices, one potential solution is to implement non-volatility in memory cells. In this goal, the magnetization switching of a ferromagnetic material has been used in a memory concept: the MRAM. The latest development of this technology, called SOT-RAM, is based on new phenomena called SOTs (Spin-Orbit Torques) in order to control magnetization direction. Contrary to precedent generations (STT-MRAM), it should achieve a higher operating speed and an endurance adapted for cache and main memories applications. SOTs is a generic term referring to all the effects, linked to the spin-orbit interaction, and that enable magnetization reversal. They are yet not perfectly understood.

The main objective of this Ph.D. was then to study these SOTs through a quasi-static experimental measurement setup based on anomalous and planar Hall effects. Its implementation and the associated analysis method, as well as the required theoretical considerations for data interpretation are detailed in this manuscript. It has been highlighted that magnetization switching in perpendicularly magnetization cobalt-platinum systems cannot be explained by the simple models considered thus far in the literature. As a matter of fact it has been evidenced that at least two effects have to be considered in order to explain observed phenomena. In addition, they present different susceptibility both to a modification of the crystal structure and to a temperature change.