



**HAL**  
open science

# Couples de spin-orbite dans une couche de métal ferromagnétique ultramince comprise entre deux oxydes : confinement quantique et effet Rashba

Alexandre Mouillon

► **To cite this version:**

Alexandre Mouillon. Couples de spin-orbite dans une couche de métal ferromagnétique ultramince comprise entre deux oxydes : confinement quantique et effet Rashba. Matière Condensée [cond-mat]. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT : 2019GREAY034 . tel-02475707

**HAL Id: tel-02475707**

**<https://theses.hal.science/tel-02475707>**

Submitted on 12 Feb 2020

**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 LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES**

Spécialité : **Physique de la Matière Condensée et du  
Rayonnement**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

**Alexandre MOUILLON**

Thèse dirigée par **Gilles GAUDIN**,  
et codirigée par **Ioan Mihai MIRON**  
préparée au sein du **Laboratoire SPINTEC**  
dans **l'École Doctorale de Physique**

### **Couples de spin-orbite dans une couche de métal ferromagnétique ultramince comprise entre deux oxydes : confinement quantique et effet Rashba**

Thèse soutenue publiquement le **9 juillet 2019**  
devant le jury composé de :

**Monsieur Olivier BOURGEOIS**

Directeur de Recherche, Institut Néel, Président

**Monsieur André THIAVILLE**

Directeur de Recherche, Laboratoire de physique des solides (UMR  
8502), Rapporteur

**Monsieur Aurélien MANCHON**

Associate Professor, King Abdullah University of Science and  
Technology, Rapporteur

**Monsieur Bertrand DUPE**

Interim Professor, Institute of Physics, Johannes Gutenberg-Universität  
Mainz, Examineur

**Monsieur Dafiné RAVELOSONA**

Directeur de Recherche, centre de Nanosciences et de  
Nanotechnologies (UMR 9001), Examineur

**Monsieur Gilles GAUDIN**

Directeur de recherche, SPINTEC (UMR 8191), Directeur de thèse

**Monsieur Ioan Mihai MIRON**

Chargé de Recherche, SPINTEC (UMR 8191), Co-directeur de thèse

**Madame Claudine LACROIX**

Directrice de Recherche, Institut Néel, Invitée











*À ma Maman.*



# Remerciements

Toutes les bonnes choses ont une fin et j'aurais eu beau tout faire pour repousser cette échéance, il est maintenant temps de clore cette aventure. Je tiens à remercier tout ceux qui ont contribué de près ou de loin à cette ~~extraordinaire~~ grande normale réussite.

Je tiens avant toute chose à remercier les membres du Jury qui ont accepté d'évaluer ces travaux de thèse. Merci à André Thiaville et Aurélien Manchon d'avoir pris le temps de relire ce manuscrit. Merci à Olivier Bourgeois d'avoir accepté de présider ce jury. Merci à Bertrand Dupé et Claudine Lacroix pour leurs questions et remarques sur le manuscrit et lors de la soutenance et merci également à Dafiné Ravelosona qui malgré son absence le jour de la soutenance a pu me faire parvenir ses questions et réflexions sur les travaux présentés dans ce manuscrit.

Merci à Stéphane pour les innombrables plaques qu'il a déposées et pour les non moins innombrables discussions que nous avons pu avoir. Merci à tous les membres de la PTA pour leur aide pour la fabrication des échantillons. Et plus généralement merci à l'ensemble des membres permanents ou non de SPINTEC que ce soit pour les discussions scientifiques très intéressantes ou pour les non moins intéressantes discussions à la cafèt'. Mention spéciale à Maïr le fan n°1 d'Elon Musk!

Je tiens également à remercier l'ensemble des membres de l'équipe "advanced concept". Même s'il faut l'avouer l'organisation de "group meeting" n'est pas la qualité première des membres de l'équipe, ça m'allait au final plutôt bien, nos discussions m'auront beaucoup apporté. Cela aura été un véritable plaisir de travailler avec vous. Et plus particulièrement un énorme merci à Gilles et à Mihai pour tout ce que vous avez pu m'apporter pendant ces 5 années et pas seulement sur le plan scientifique.

Merci également à l'ensemble des non permanents que j'ai pu croiser durant cette thèse. Merci pour la bonne humeur, merci pour les we spintec, pour les apéros,... Je voudrais particulièrement remercier Marc avec qui nous avons passé beaucoup de temps durant mon stage et qui y est pour beaucoup dans le fait que j'ai choisi de poursuivre l'aventure ici. Merci aussi à toi, Gros Sac, avec qui nous avons passé une super année. Et même si je t'ai abandonné, l'amour toussa tu sais, c'était vraiment un sacré bon moment. Merci aussi à mes cobureaux Léa, Claire, Kékile, Jay et Haozhe. J'avoue que

certaines matins la seule chose qui me motivait à venir c'était de vous voir. Énorme Merci Corinne et JB pour votre soutien indéfectible pendant ces 5 années. Il s'en est passé des choses depuis cette fameuse fondue en janvier 2014.

Merci également à ceux qui sont venu parfois de très loin pour assister à ma soutenance. J'ai été particulièrement touché que vous soyez là et heureux de partager ce moment avec vous. Merci à l'ensemble de ma famille qui me soutient depuis le tout début et qui a contribué à faire de moi celui que je suis aujourd'hui. Est-ce une réussite ? Je vous laisse seuls juges.

Enfin je voudrais remercier celle qui fut ma cobureau et avec qui j'ai depuis le bonheur de partager ma vie. Mélissa, merci pour ton soutien, merci pour ton amour. Si j'ai fini par soutenir c'est sans l'ombre d'un doute grâce à toi. Et puis bien sûr merci d'avoir fait de moi un homme comblé le jour de la naissance de notre fils.

Je vous souhaite une bonne lecture.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>1 Outils Théoriques</b>	<b>15</b>
1.1 Matériaux ferromagnétiques . . . . .	16
1.1.1 Les origines du magnétisme à l'échelle atomique . . . . .	16
1.1.2 Transport électronique dans les matériaux ferromagnétiques . . . . .	21
1.2 Interactions spin-orbite . . . . .	27
1.2.1 Conséquences de l'interaction spin-orbite sur l'anisotropie magnétique . . . . .	29
1.2.2 Effet de l'interaction spin-orbite sur le transport. . . . .	31
1.3 Couples sur l'aimantation . . . . .	42
1.3.1 Considérations de symétries . . . . .	42
1.3.2 Origines des couples de spin-orbite . . . . .	45
1.3.3 Les effets de l'oxydation . . . . .	50
1.3.4 Débat sur l'origine physique des couples de spin-orbite. . . . .	51
1.4 Objectifs de la thèse . . . . .	56
<b>2 Mesure quasi-statique par AHE</b>	<b>57</b>
2.1 Présentation générale . . . . .	58
2.2 Expression harmonique de la tension de Hall . . . . .	61
2.3 Analyse des données . . . . .	69
2.3.1 Champs effectifs induits par le courant . . . . .	69
2.3.2 Artéfacts et corrections . . . . .	74
2.3.3 Anisotropie magnétique . . . . .	79
2.4 Fabrication des échantillons . . . . .	83
2.4.1 Dépôts des couches minces . . . . .	83
2.4.2 Réalisation des motifs . . . . .	86
2.5 Conclusion . . . . .	87
<b>3 Résultats expérimentaux</b>	<b>89</b>
3.1 Terme fondamental de la mesure quasi-statique d'AHE . . . . .	90
3.1.1 Extraction de $\theta_M$ . . . . .	91
3.1.2 Extraction du champ d'anisotropie . . . . .	92

3.2	Mise en évidence des couples . . . . .	94
3.2.1	Composante FL . . . . .	94
3.2.2	Composante DL . . . . .	97
3.3	Variation de l'épaisseur de matériau FM . . . . .	99
3.3.1	Résultats expérimentaux . . . . .	99
3.3.2	Effet de confinement quantique . . . . .	105
3.3.3	Effets de la température . . . . .	120
3.4	Influence de la nature de l'interface supérieure . . . . .	123
3.4.1	Remplacement de la couche supérieure de $MgO$ par une couche d'alumine. . . . .	123
3.4.2	Variation de l'oxydation de la couche supérieure de $MgO$ . . . . .	130
3.5	Prise en compte de l'inhomogénéité des dépôts. . . . .	137
3.6	Mesures de résistivité 4 pointes . . . . .	139
3.7	Discussions . . . . .	142
	<b>Conclusion Générale</b>	<b>147</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>149</b>

# Introduction

Le laboratoire SPINTEC a mis en évidence, il y a une petite dizaine d'années, en collaboration avec l'Université de Barcelone, un nouveau mécanisme permettant de manipuler l'aimantation dans des multicouches magnétiques. Ces multicouches sont caractérisées par une structure asymétrique métal non-magnétique lourd à fort couplage spin-orbite/métal ferromagnétique/isolant, telles que  $Pt/Co/AlOx$  ou  $Ta/CoFeB/MgO$  dans laquelle l'épaisseur de la couche ferromagnétique est très fine, typiquement de l'ordre ou inférieur au nanomètre. Lors de l'injection d'un courant dans le plan des couches un couple dit de "spin-orbite" est exercé sur l'aimantation et peut, si la densité de courant injectée est suffisamment importante, permettre de la retourner dans un sens ou dans un autre suivant la polarité du courant. Ce mécanisme de retournement de l'aimantation nécessite, suivant la direction de l'aimantation, la présence d'un champ magnétique statique.

Ces résultats ouvrent un nouveau champ de recherche sur les propriétés de transport de spin en présence d'un fort couplage spin-orbite et sur la dynamique induite de l'aimantation. Ils offrent aussi des perspectives extrêmement prometteuses pour l'écriture d'un point mémoire dans des mémoires magnétiques de type MRAM (de l'anglais Magnetic Random Access Memory). En effet, ce nouvel effet permet un retournement très rapide (sub-ns) de l'aimantation tout en s'affranchissant des verrous technologiques majeurs des technologies MRAM actuelles, notamment au niveau de la fiabilité, du vieillissement des cellules élémentaires. Cela permettrait d'utiliser les MRAMs dans des applications rapides telles que le remplacement des e-SRAM. Enfin, les premiers résultats montrent une consommation énergétique diminuée par rapport aux MRAM standards, et ceci en dépit d'une densité de courant critique encore élevée.

Les techniques d'écritures principalement utilisées aujourd'hui consistent soit en l'application d'un champs extérieur, soit dans l'injection d'un courant électrique à travers la structure perpendiculairement au plan des couches en utilisant les phénomènes de transfert de spin. Chacune de ces deux techniques peut être assistée par d'autres procédés permettant de réduire la hauteur de la barrière d'énergie à franchir pour permettre le retournement tels que l'utilisation d'une assistance thermique. Ces deux techniques présentent cependant des inconvénients majeurs. Dans le cadre de l'écriture par champ magnétique, deux problèmes principaux limitent la « scalabilité », la propriété qu'a une technologie de voir ses dimensions caractéristiques réduites sans impact sur son fonctionnement. Le premier tient de la difficulté d'obtenir un champ suffisamment localisé



pour ne pas écrire sur les cellules voisines et limite donc la densité des points mémoire. Ceci peut en partie être résolu en utilisant un maillage de lignes de courant orthogonales pour générer le champ magnétique. Lors de l'écriture un courant est injecté dans deux lignes perpendiculaires de sorte que seule la cellule présente à l'intersection de ces deux lignes soit soumise à un champ magnétique suffisant pour provoquer son retournement. Le second, encore plus impactant, tient au fait que le champ magnétique généré est proportionnel au courant injecté et non à la densité de courant. En diminuant la taille des points mémoire et, en conséquence, la largeur des pistes de courant, la densité de courant augmente jusqu'à des valeurs non soutenables par ces pistes (problème d'électromigration notamment). Dans le cadre de l'écriture par transfert de spin, il existe deux limitations majeures. La première tient du fait que pour obtenir des vitesses d'écritures élevées, les densités de courant qu'il est nécessaire d'injecter à travers la cellule peuvent provoquer un vieillissement prématuré de cette dernière. La seconde et la plus importante tient du fait que les chemins empruntés par les courants de lecture et d'écriture sont identiques. On ne peut ainsi pas les optimiser séparément. Or le courant de lecture doit être suffisamment élevé pour permettre une lecture rapide mais suffisamment faible pour ne pas provoquer d'écriture intempestive et le courant de lecture doit être suffisamment élevé pour permettre une écriture rapide mais suffisamment faible pour ne pas détériorer la cellule. L'utilisation des couples de spin-orbite pourrait permettre de répondre à ces problématiques en permettant de ne plus injecter le courant d'écriture à travers la cellule mémoire mais dans une piste de métal lourd située en dessous de cette dernière tout en découplant de fait les chemins d'écriture et de lecture.

Un des obstacles actuels à la réalisation de ces nouvelles mémoires est la compréhension encore très parcellaire de l'origine de ces couples de spin-orbite dans ce type d'empilement. Plusieurs études ont montré que les couples de spin-orbite dépendent fortement de la nature des matériaux utilisés et de la qualité des interfaces. Deux interprétations différentes ont été initialement évoquées pour expliquer la présence de couples de spin-orbite lors de leurs premières mises en évidence expérimentales : d'une part, une contribution dite "volumique" associée à l'effet Hall de spin induit par le courant circulant dans la couche non-magnétique (typiquement des matériaux à fort spin-orbite tels que Pt ou Ta) en contact avec la couche ferromagnétique, et, d'autre part, un effet interfacial de type Rashba. La contribution relative de ces deux effets a donné lieu à de nombreux débats dans la communauté spintronique et n'est toujours pas complètement comprise. Afin de tenter de distinguer les contributions interfaciale et volumique, de nombreuses études ont varié les matériaux et les épaisseurs des couches sans finalement réellement parvenir à les dissocier.

Au cours de cette thèse nous avons souhaité explorer une piste originale en s'affranchissant totalement de l'une des deux contributions. Pour ce faire, nous avons choisi de réaliser des échantillons ne présentant pas de couche de métal lourd. Ces échantillons sont ainsi uniquement constitués d'une couche ferromagnétique prise en sandwich entre deux couches d'oxyde.

Afin de caractériser ces couples, nous avons utilisé une méthode de mesure quasi-statique d'effet Hall anomal. Déjà utilisé dans de précédents travaux de thèse au sein

du laboratoire, le principal banc de mesure utilisé pour ces travaux a été amélioré afin de permettre la caractérisation d'échantillons présentant une anisotropie magnétique perpendiculaire très faible, tels que ceux étudiés au cours de cette thèse.

Ce manuscrit se décompose en trois chapitres. Dans le premier chapitre, nous revenons dans un premier temps sur les bases du magnétisme afin de permettre au lecteur non averti d'acquérir quelques notions qui nous semblent essentielles à la compréhension de la suite du manuscrit. Dans un second temps, nous y proposons une description de l'interaction spin-orbite, ses conséquences sur l'anisotropie magnétique ainsi que sur les phénomènes de transport. Enfin nous détaillons plus précisément les couples qu'elle permet d'exercer sur l'aimantation en nous efforçant de donner au lecteur une vision intuitive des phénomènes complexes mis en jeu.

Dans le second chapitre, nous présentons la méthode de mesure utilisée pour caractériser les couples de spin-orbite. On y développe dans un premier temps la partie mesure à proprement parler puis dans un second temps la méthode d'analyse des signaux obtenus. Enfin nous présentons les techniques utilisées pour la fabrication des échantillons.

Le troisième chapitre sera quant à lui consacré aux résultats expérimentaux obtenus dans des échantillons sans métal lourd. Nous vérifions dans un premier temps la présence de couples de spin-orbite dans de tels échantillons. Puis, en faisant varier différents paramètres tels que l'épaisseur de la couche ferromagnétique, la nature des oxydes ou encore la température de mesure, nous tentons de comprendre l'origine des signaux mesurés. Les résultats inattendus que nous avons obtenus nous ont conduit à proposer un nouveau modèle basé sur une combinaison d'un effet de confinement quantique et d'un effet interfacial de type Rashba. En partant d'un calcul basique de confinement quantique dans un puits de potentiel, nous pouvons, en complexifiant ce système et en intégrant la contribution de l'effet Rashba, obtenir un modèle cohérent avec l'ensemble de nos résultats expérimentaux. Enfin nous terminons ce manuscrit par une conclusion et des perspectives pour la poursuite de ces travaux.



# Chapitre 1

## Outils Théoriques

---

Les couples de spin-orbite mis en évidence expérimentalement au début des années 2010 dans des empilements composés d'un métal lourd, d'une couche de métal ferromagnétique et d'un oxyde permettent de manipuler l'aimantation de la couche ferromagnétique grâce à l'injection d'un courant dans le plan des couches. Ils pourraient permettre une avancée majeure dans les technologies MRAM. En effet, la technique d'écriture actuellement privilégiée consiste à injecter un courant à travers l'ensemble de l'empilement en exploitant les couples de transfert de spin. Les densités de courant permettant d'atteindre des vitesses d'écriture suffisamment élevées étant très importantes, elles peuvent provoquer un vieillissement prématuré des cellules mémoires. L'exploitation des couples de spin-orbite permet non seulement de limiter le vieillissement de la cellule en injectant le courant d'écriture en dessous du point mémoire mais également d'optimiser séparément les courants d'écriture et de lecture qui empruntent de fait des chemins différents. Si des dispositifs permettant de les exploiter ont très rapidement été proposés, la compréhension des phénomènes physiques impliqués reste parcellaire. Afin de donner au lecteur des clés pour la compréhension des résultats expérimentaux présentés plus tard, nous proposons dans ce chapitre quelques outils théoriques qui nous semblent indispensables. Nous commencerons ainsi par des rappels sur les propriétés des matériaux magnétiques avec dans un premier temps une présentation rapide des origines du magnétisme à l'échelle atomique, suivie d'une présentation plus détaillée des mécanismes à la base du domaine de la spintronique. Nous parlerons ensuite de l'interaction spin-orbite, de ses conséquences sur l'anisotropie magnétique puis sur le transport électronique. Enfin nous nous intéresserons aux couples qu'elle permet de créer sur l'aimantation, avec, dans un premier temps, une approche que nous voulons intuitive, suivie de considérations plus théoriques. Ce chapitre se terminera par une présentation du débat sur l'interprétation de ces phénomènes qui agite la communauté depuis quelques années, et nous présenterons en quoi une nouvelle approche nous a semblé nécessaire.

---

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Matériaux ferromagnétiques . . . . .</b>	<b>16</b>
1.1.1	Les origines du magnétisme à l'échelle atomique . . . . .	16
1.1.2	Transport électronique dans les matériaux ferromagnétiques . .	21
1.1.2.1	Conduction à deux courants . . . . .	21
1.1.2.2	Magnétorésistance Géante . . . . .	22
1.1.2.3	Accumulation de spin . . . . .	24
1.1.2.4	Magnétorésistance Tunnel . . . . .	25
<b>1.2</b>	<b>Interactions spin-orbite . . . . .</b>	<b>27</b>
1.2.1	Conséquences de l'interaction spin-orbite sur l'anisotropie ma- gnétique . . . . .	29
1.2.2	Effet de l'interaction spin-orbite sur le transport. . . . .	31
1.2.2.1	Effet Rashba-Edelstein . . . . .	31
1.2.2.2	Effet Hall de spin . . . . .	32
1.2.2.3	Effet Hall anomal . . . . .	41
<b>1.3</b>	<b>Couples sur l'aimantation . . . . .</b>	<b>42</b>
1.3.1	Considérations de symétries . . . . .	42
1.3.2	Origines des couples de spin-orbite . . . . .	45
1.3.2.1	Effet d'interface . . . . .	48
1.3.2.2	Description unifiée . . . . .	50
1.3.3	Les effets de l'oxydation . . . . .	50
1.3.3.1	Influence de l'oxydation sur l'anisotropie . . . . .	50
1.3.4	Débat sur l'origine physique des couples de spin-orbite. . . . .	51
1.3.4.1	Effet de l'oxydation sur les couples de spin-orbite . .	54
<b>1.4</b>	<b>Objectifs de la thèse . . . . .</b>	<b>56</b>

---

## 1.1 Matériaux ferromagnétiques

### 1.1.1 Les origines du magnétisme à l'échelle atomique

Depuis des millénaires, les hommes sont attirés et intrigués par les matériaux magnétiques. Quatre milliers d'années avant notre ère déjà, en Égypte pré-dynastique, on se faisait enterrer avec des objets fabriqués avec des matériaux magnétiques, notamment à base de fer. Cela n'est probablement pas un hasard, tant déjà ce type de matériaux, à la capacité mystérieuse d'attirer le fer ou autres matériaux magnétiques, a de quoi fasciner. Dans l'Égypte ancienne, on parlait même de "matière vivante". Il faudra attendre le XI<sup>ème</sup> siècle pour que ces propriétés magnétiques soient mises à profit par l'homme avec l'invention de la boussole que l'on attribue en général aux Chinois.

En 1922, Stern et Gerlach, sont les premiers à mettre en évidence expérimentalement l'existence d'une propriété magnétique de l'électron. Leur expérience a permis de mettre en évidence deux états magnétiques possibles pour les électrons. Par analogie avec un

modèle planétaire, non seulement l'électron orbiterait autour du noyau, ce qui lui donnerait un premier moment magnétique appelé moment orbital  $\vec{m}_L$ , mais il tournerait également sur lui-même, ce qui lui donnerait un second moment magnétique  $\vec{m}_S$  appelé spin (de l'anglais *to spin*, tourner). Ce spin est en fait une propriété purement quantique. Il peut prendre deux valeurs le long de l'axe de quantification  $\vec{z}$ , on parle de spin *up* et de spin *down*.

$$\vec{m}_S = \pm \mu_B \vec{z} \quad (1.1)$$

avec  $\mu_B = \frac{\hbar e}{m_e}$  le magnéton de Bohr.  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  étant la constante réduite de Planck,  $e$  le quantum de charge de l'électron et  $m_e$  la masse de l'électron. On notera que dans l'atome, les protons possèdent eux aussi un moment magnétique, mais ce dernier étant inversement proportionnelle à la masse et la masse du proton étant elle-même environ 2000 fois supérieure à celle de l'électron, ce moment magnétique est donc négligeable devant celui des électrons. Ainsi, les propriétés magnétiques des atomes viennent principalement de leur nuage électronique<sup>1</sup>. Le moment magnétique total d'un atome est la somme de ces moments orbital et de spin. Les règles de Hund permettent de déterminer l'orientation des différents spins lors du remplissage des différentes couches. Au final lorsqu'une sous-couche est totalement remplie, elle possède autant de spins *up* que de spins *down* et ne participe donc pas au moment magnétique total de l'atome. Seules les sous-couches partiellement remplies peuvent donc participer au magnétisme. D'autre part, dans la matière condensée, les sous-couches extérieures des atomes sont remplies par la formation de liaisons avec leurs voisins. Ainsi, pour qu'un élément soit magnétique, il faut qu'il possède des sous-couches internes partiellement remplies. C'est notamment le cas des métaux de transition  $3d$  ( $[Ar]3d^n4s^2$ ) tels que le fer, le manganèse, le cobalt ou le nickel, mais aussi des terres rares du groupe  $4f$ .

Dans un solide, les électrons n'ont plus accès uniquement à des niveaux d'énergie discrets comme dans le cas de l'atome isolé, mais peuvent prendre des valeurs continues dans des intervalles d'énergie donnés. Comme le montre la figure 1.1, dans le cas des métaux de

- 
1. Dans un atome, chaque électron peut être caractérisé par quatre nombres quantiques :
- $n$  : le nombre quantique principal. Il correspond à la couche dans laquelle se situe l'électron et peut prendre des valeurs entières strictement positives (1,2,3,...). Il correspond à un niveau d'énergie principal de l'électron. On lui associe parfois une lettre (K,L,M,N,O,P,...). On peut le voir comme donnant une indication sur la distance moyenne de l'électron avec le noyau.
  - $l$  : le nombre quantique secondaire. Il s'agit d'un nombre entier tel que  $0 \leq l < n$ . Il désigne la sous-couche et correspond au moment angulaire orbital de l'électron. On le retrouve également souvent associé à une lettre (s, p, d, f, g,...). Il donne une information sur la forme de l'orbitale considérée.
  - $m_l$  : le nombre quantique magnétique. C'est un entier tel que  $-l \leq m_l \leq l$ . Il correspond à l'orientation de l'orbitale.
  - $m_s$  : le nombre quantique magnétique de spin. Dans le cas de l'électron, il peut prendre deux valeurs :  $+\frac{1}{2}$  et  $-\frac{1}{2}$ . Il peut être vu comme étant la projection du moment angulaire intrinsèque de l'électron sur l'axe de quantification. Le principe de Pauli impose qu'au sein d'un même atome, deux électrons ne peuvent avoir les mêmes quatre nombres quantiques. Cela revient à dire que chacune des orbitales de l'atome, décrites par les trois premiers nombres quantiques, ne peut contenir que deux électrons : un premier portant un spin  $+\frac{1}{2}$  et un second portant un spin  $-\frac{1}{2}$ .

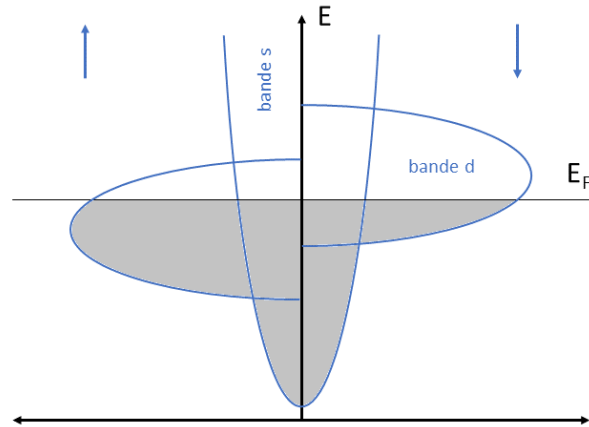


FIGURE 1.1 – Représentation schématique de la structure de bande d'un métal ferromagnétique  $3d$ .

transition, les bandes  $3d$  et  $4s$  se superposent sur une certaine gamme d'énergie. Dans cette gamme, elles se rempliront donc simultanément. On peut également remarquer que la bande  $3d$  est très étroite en énergie comparée à la bande  $4s$ . Cette étroitesse correspond à une énergie cinétique bien plus faible pour les électrons  $3d$  que pour les électrons  $4s$ . On pourra alors considérer que contrairement aux électrons  $4s$ , les électrons  $3d$  sont localisés. On pourra ainsi le cas échéant parler d'interaction entre les électrons  $3d$  appartenant à des atomes voisins. L'étroitesse de cette bande associée à une forte densité d'états a une seconde conséquence : si le niveau de Fermi est compris dans cette bande, le moindre décalage entre  $3d^\uparrow$  et  $3d^\downarrow$  entrainera une différence importante entre les populations d'électrons portant un spin  $\uparrow$  et ceux portant un spin  $\downarrow$ . Comme on le voit sur la figure 1.1 le matériau possède alors une polarisation spontanée.

A l'échelle macroscopique, un matériau constitué d'atomes magnétiques n'est pas pour autant forcément magnétique. En effet, rien n'impose *a priori* que l'ensemble des moments magnétiques des atomes le composant aient la même direction. Ces moments magnétiques peuvent être ordonnés (ferromagnétisme, antiferromagnétisme ou ferrimagnétisme) ou désordonnés (paramagnétisme).

Cet ordre à l'échelle atomique entre plus proches voisins est dû à une interaction électrostatique appelée échange. Cet échange provient du recouvrement des orbitales incomplètes à l'origine du moment magnétique ( $3d$  dans le cas des métaux). C'est donc un phénomène qui n'intervient que sur des très courtes distances. Si l'on considère deux électrons  $i$  et  $j$  appartenant à une sous-couche externe de deux atomes voisins, il peut exister une région dans laquelle on a recouvrement des fonctions d'onde associées. Les deux électrons peuvent ainsi passer dans cette zone et deviennent, d'après le principe d'incertitude d'Heisenberg, indiscernables. Il peuvent donc indifféremment permuter, d'où le terme d'échange.

L'énergie associée à cet échange entre plus proches voisins peut s'écrire sous la forme suivante :

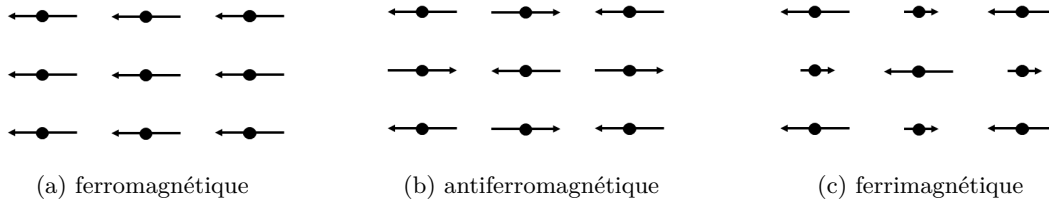


FIGURE 1.2 – Différents types de couplages magnétiques

$$E_{ij} = -J_{ij}\vec{m}_i\vec{m}_j \tag{1.2}$$

où  $J_{ij}$  la constante d'échange, peut-être négative ou positive. On distingue donc deux cas :

- $J_{ij} > 0$  Afin de minimiser l'énergie  $\vec{m}_i$  et  $\vec{m}_j$  doivent être parallèles. On obtient ainsi une configuration ferromagnétique (Figure 1.2 (a))
- $J_{ij} < 0$  Dans ce cas, pour minimiser l'énergie  $\vec{m}_i$  et  $\vec{m}_j$  doivent être antiparallèles. Si les deux moments magnétiques ont la même norme, on parle de configuration antiferromagnétique (Figure 1.2 (b)) et s'ils ont des normes différentes, on parle de configuration ferrimagnétique (Figure 1.2 (c))

Dans le cas de l'échange dit "direct" dont nous venons de parler, le signe de  $J_{ij}$  dépend du remplissage de la bande responsable du magnétisme. Dans le cas des métaux 3d par exemple, si la sous-couche 3d est presque vide (ou presque pleine) comme on le voit ci-dessous :

$m_l$	-2	-1	0	1	2
	↑	↑			

$m_l$	-2	-1	0	1	2
	↑	↑			

Le transfert d'un électron d'un atome vers l'autre est possible. La minimisation de l'énergie associée à l'interaction électrostatique favorise alors la configuration parallèle, associée à un  $J_{ij}$  positif.

Dans le cas de sous-couches à moitié remplies, On peut distinguer deux cas. Le premier pour lequel les spins associés aux électrons des 2 atomes sont *up* comme on le voit ci-dessous, le principe de Pauli interdit alors le transfert d'un électron d'un atome vers l'autre.

$m_l$	-2	-1	0	1	2
	↑	↑	↑	↑	↑

$m_l$	-2	-1	0	1	2
	↑	↑	↑	↑	↑

Le deuxième cas possible est celui d'un premier atome avec des spins *up* et d'un second avec des spins *down* comme on le voit ci-dessous. Dans ce cas, les électrons peuvent être échangés entre les deux atomes tout en respectant le principe d'exclusion de Pauli. La configuration antiparallèle associée à un  $J_{ij}$  négatif est donc privilégiée.

$m_l$	-2	-1	0	1	2
	↑	↑	↑	↑	↑

$m_l$	-2	-1	0	1	2
	↓	↓	↓	↓	↓

À l'échelle macroscopique, on définit une autre grandeur pour quantifier le magnétisme d'un échantillon, l'aimantation  $\vec{M}$ . Elle correspond au moment magnétique volu-



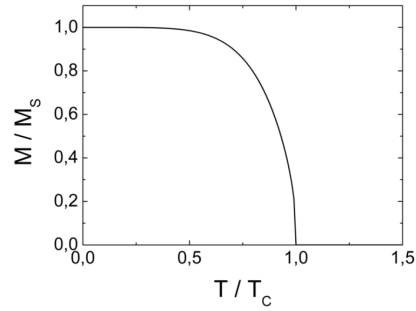


FIGURE 1.3 – Profil de la variation de l’aimantation en fonction de la température [AH10]

Matériau	$M_S$ (emu/cm <sup>3</sup> )	$T_C$ (K)
Fe	1735	1043
Co	1445	1394
Ni	509	631
CoFe	1400	1200
NiFe	800	600
CoFeB	1300	1300

FIGURE 1.4 – Valeurs de  $M_S$  et  $T_C$  pour des matériaux usuels [AH10]

mique de cet échantillon. Soit la somme sur tous les atomes des moments magnétiques  $\vec{m}_i$  divisée par le volume  $V$  de l’échantillon.

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{m}_i}{V} \quad (1.3)$$

Pour un champ magnétique appliqué suffisamment fort, il est possible d’aligner l’ensemble des moments magnétiques dans la même direction. La valeur que prend alors l’aimantation est appelée aimantation à saturation  $M_S$ . Cette grandeur est très pratique pour comparer différents matériaux puisqu’elle ne dépend *a priori* pas de l’échantillon mesuré (ce n’est plus le cas pour les très faibles épaisseurs).

Tout ce que nous venons de voir est valable pour des températures suffisamment faibles. En effet, au delà d’une certaine température, l’agitation thermique brise l’ordre magnétique. On se retrouve alors dans une configuration appelée paramagnétique dans laquelle les moments magnétiques ont des directions aléatoires. Dans le cas d’un matériau ferromagnétique, cette température est appelée température de Curie,  $T_C$ . Au-delà de  $T_C$ , l’aimantation à champ nul devient nulle (Figure 1.3).

On trouvera dans le tableau 1.4 quelques exemples de valeurs de  $M_S$  et  $T_C$  pour des matériaux usuels.

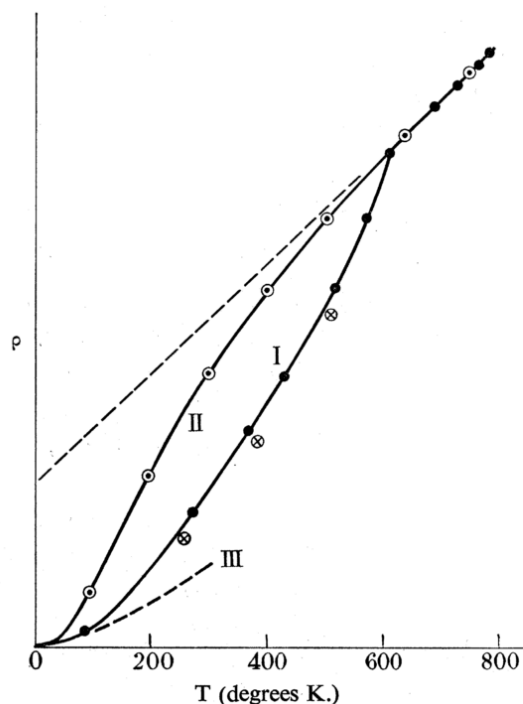


FIGURE 1.5 – Variation de la résistivité du nickel en fonction de la température. ● résultats expérimentaux ⊙ calcul ne tenant pas compte de l'aimantation ⊗ calcul tenant compte de l'aimantation. Figure issue de [Mot36]

## 1.1.2 Transport électronique dans les matériaux ferromagnétiques

### 1.1.2.1 Conduction à deux courants

Dans les métaux, le courant électrique est en général décrit comme un déplacement de charges négatives sans influence de leur spin. Le comportement de la résistivité avec la température doit suivre la loi de Matthiessen [MV64]. C'est Sir Nevill F. Mott qui en 1936 va le premier mettre en évidence un comportement différent de la résistivité des métaux ferromagnétiques en dessous de la température de Curie [Mot36]. Sur la Figure 1.5 il remarque que, pour des températures inférieures à  $T_C$ , la résistivité obtenue expérimentalement est inférieure à celle calculée sans tenir compte de l'aimantation du matériau. Il propose alors un modèle de transport à deux canaux (Figure 1.6). Ce modèle sera développé un peu plus tard par A. Fert et I.A. Campbell dans une étude consacrée à la conduction à deux courants dans le nickel [FC68]. Les électrons dont le spin est orienté suivant l'aimantation locale (électrons majoritaires) et ceux dont le spin est opposé à la direction de l'aimantation locale (électrons minoritaires), se propagent dans deux canaux parallèles. Ceci peut se comprendre facilement en regardant la densité d'état présentée Figure 1.1. Dans le modèle classique, la conductivité est proportionnelle à la population d'électrons présents dans la bande de conduction. D'après ce schéma, les électrons majoritaires seront donc associés à une résistivité plus faible.

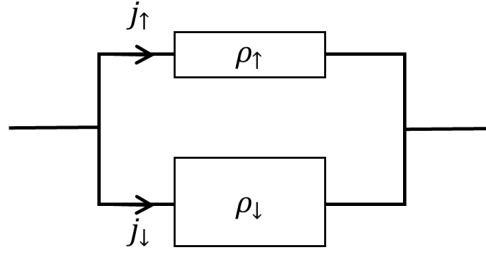


FIGURE 1.6 – Modèle de Mott à deux canaux

A basse température ( $T < T_C$ ), la résistivité d'un matériau ferromagnétique étant spin-dépendante, si l'on applique un champ électrique sur ce matériau, la proportion d'électrons portant un spin *up* sera plus importante que celle d'électrons portant un spin *down*. On dit alors que le courant est polarisé. Ce courant de moments magnétiques est appelé courant de spins. Il accompagne ici un courant de charges mais on verra plus tard que des courants de spins peuvent également exister sans courant de charge.

On peut définir la polarisation du courant dans un matériau magnétique en fonction des courants d'électrons de spin *up*  $j_\uparrow$  et *down*  $j_\downarrow$  de la façon suivante :

$$P = \frac{j_\uparrow - j_\downarrow}{j_\uparrow + j_\downarrow} \quad (1.4)$$

ou en fonction des résistivités :

$$P = \frac{\rho_\downarrow - \rho_\uparrow}{\rho_\uparrow + \rho_\downarrow} \quad (1.5)$$

### 1.1.2.2 Magnétorésistance Géante

La découverte majeure qui est à l'origine de l'engouement pour la spintronique (ou électronique de spin) est la magnétorésistance géante (en anglais Giant Magnetoresistance, GMR). Découverte à la fin des années 80 par Albert Fert [BBF<sup>+</sup>88] et Peter Grünberg [BGSZ89], elle leur a valu en 2007 le prix Nobel de physique. Ce phénomène peut-être décrit à l'aide du modèle à deux courants présenté précédemment. On considère une multicouche comme présentée sur la Figure 1.7 (a) composée d'une couche de métal non ferromagnétique (NM) prise en sandwich entre deux couches ferromagnétiques (FM1 et FM2)<sup>2</sup>. On considère de plus que les aimantations des deux couches ferromagnétiques sont saturées et, dans un premier temps, orientées dans la même direction. On parlera

2. Cette géométrie, appelée vanne de spin, a été développée au début des années 90 par IBM [DSP<sup>+</sup>91]. Il s'agit de la première application industrielle du phénomène de magnétorésistance géante. Cette dernière a en réalité été mise en évidence à l'origine dans des multicouches de fer et de chrome présentant un couplage antiferromagnétique. L'application d'un champ extérieur permet de passer de la configuration antiparallèle à parallèle.

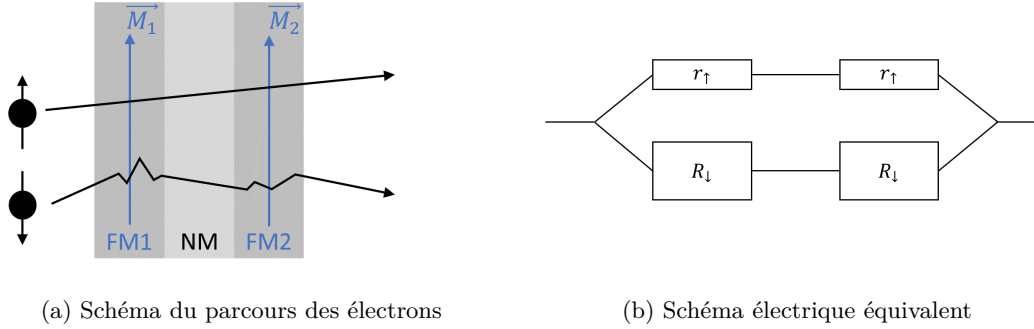


FIGURE 1.7 – Comportement des électrons d'un courant traversant une multicouche FM/NM/FM en configuration parallèle

de configuration parallèle (P). Comme nous l'avons vu précédemment, lorsqu'ils traversent une couche ferromagnétique, les électrons majoritaires et minoritaires ne voient pas la même résistance. Supposons que la résistance vue par les électrons majoritaires soit notée  $r_{\uparrow}$  et celle vue par les électrons minoritaires  $R_{\downarrow}$  avec  $r_{\uparrow} < R_{\downarrow}$ . Les électrons de spin  $\uparrow$  vont voir deux résistances faibles  $r_{\uparrow}$  lorsqu'ils vont traverser les deux couches FM tandis que les électrons de spin  $\downarrow$  verront deux résistances élevées  $R_{\downarrow}$ . On suppose ici que les électrons conservent leurs spins durant toute la traversée de la multicouche. La Figure 1.7 (b) présente le schéma électrique équivalent. On peut alors calculer la résistance de l'ensemble de la structure  $R_P = \frac{2r_{\uparrow}R_{\downarrow}}{r_{\uparrow}+R_{\downarrow}}$

Si maintenant les aimantations  $\vec{M}_1$  et  $\vec{M}_2$  sont de directions opposées, on parlera de configuration antiparallèle (AP) (Figure 1.8 (a)), les électrons de spin  $\uparrow$  verront toujours une résistance  $r_{\uparrow}$  faible lorsqu'ils traverseront la couche FM1. Par contre lorsqu'ils arriveront dans la couche FM2, ils se retrouveront alors à faire partie des électrons minoritaires et verront donc une résistance  $R_{\uparrow}$  élevée. Pour les électrons de spin  $\downarrow$  c'est l'inverse : ils continueront de voir une résistance élevée  $R_{\downarrow}$  en traversant FM1 mais emprunteront le canal des électrons majoritaires en traversant FM2 et verront ainsi une résistance  $r_{\downarrow}$  faible. La Figure 1.8 (b) présente le schéma équivalent à cette configuration. On peut alors calculer la résistance de l'ensemble de cette structure  $R_{AP} = \frac{(r_{\uparrow}+R_{\uparrow})(R_{\downarrow}+r_{\downarrow})}{r_{\uparrow}+R_{\uparrow}+R_{\downarrow}+r_{\downarrow}}$

Si on considère que les deux couches FM1 et FM2 sont identiques, alors  $R_{AP} = \frac{r+R}{2}$  est supérieure à  $R_P = \frac{2rR}{r+R}$ . On définit en général la magnétorésistance  $MR$ , que l'on exprime en pourcentage de la façon suivante  $MR = 100 \frac{R_{AP}-R_P}{R_P}$ . Dans leur article, Baibich *et al.* [BBF<sup>+</sup>88] ont obtenu une magnétorésistance de 80% mesurée à une température de 4,2K dans une multicouche à base de Fer et de Chrome. Cette très forte valeur lui a valu le nom de magnétorésistance géante (en anglais Giant MagnetoResistance, GMR). Très rapidement, des mesures à température ambiante ont été réalisées notamment par Dieny *et al.* [DSP<sup>+</sup>91] ouvrant la voie aux applications industrielles. Cette technologie a notamment permis d'améliorer de façon considérable les performances des têtes de lecture des disques durs. Elle permet également de voir apparaître un nouveau type de

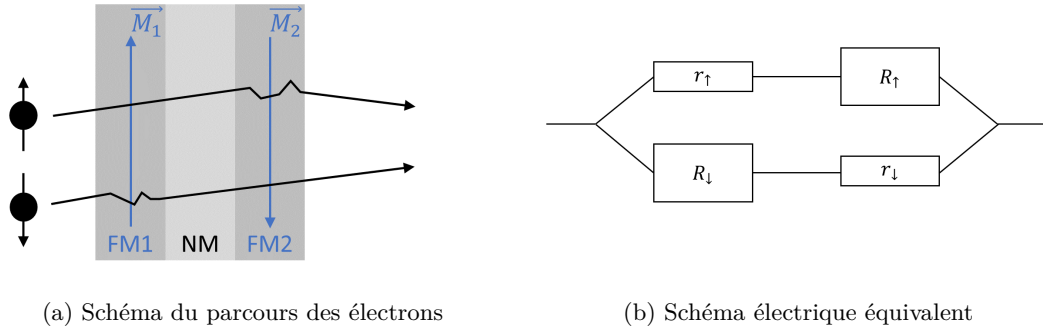


FIGURE 1.8 – Comportement des électrons d'un courant traversant une multicouche FM/NM/FM en configuration antiparallèle

mémoire. En effet, si les deux configurations (parallèle et anti-parallèle) sont stables dans un empilement de type FM/NM/FM, alors chacune de ces deux configurations peut être associée à une information binaire. Pour accéder à cette information, il suffit de lire la résistance de l'empilement.

### 1.1.2.3 Accumulation de spin

La théorie associée au phénomène de GMR a été développée par Valet et Fert en 1993 [VF93]. Ils décrivent dans cet article le transport électronique par une équation de Boltzmann incluant les potentiels chimiques dépendants du spin  $\mu_+$  et  $\mu_-$  respectivement associés aux spins  $\uparrow$  et  $\downarrow$  ainsi que le temps de retournement de spin  $\tau_{sf}$ . La différence des potentiels chimiques des spins  $\uparrow$  et  $\downarrow$  à l'interface entre un métal ferromagnétique (FM) et un métal non ferromagnétique (NM), est due à un phénomène appelé accumulation de spin. Si on injecte un courant à travers une telle interface (Figure 1.9 (a)), dans le matériau FM, loin de l'interface, le courant est polarisé. Le courant de spin  $\uparrow$  est plus important que celui de spin  $\downarrow$ . Inversement, loin de l'interface dans le métal NM, la conduction étant indifférente au spin des électrons, le courant est non polarisé. Ainsi, à l'interface, il arrive depuis le matériau FM plus d'électrons portant un spin  $\uparrow$  qu'il n'en repart vers le matériau NM. Il y a donc une accumulation de spin à l'interface qui se traduit par des potentiels chimiques différents pour les spins  $\uparrow$  et  $\downarrow$  (Figure 1.9 (b)). Nous avons fait plus tôt l'hypothèse que les électrons du courant conservaient leur spin durant toute la traversée de la multicouche. C'est évidemment une approximation qui nous a permis de comprendre qualitativement le phénomène de GMR. Cependant, en réalité, les électrons vont subir de nombreux effets, notamment des collisions qui vont modifier leur spin. Il apparaît ainsi à l'interface FM/NM, un phénomène de relaxation de spin qui va s'opposer au phénomène d'accumulation de spin, ces derniers ne pouvant pas s'accumuler indéfiniment. On atteint ainsi un état stationnaire lorsque cette relaxation compense l'injection de spin. On définit alors deux grandeurs, un temps  $\tau_{sf}$  et une longueur de diffusion de spin  $l_{sf}$  représentant la distance moyenne qu'un électron parcourt entre deux

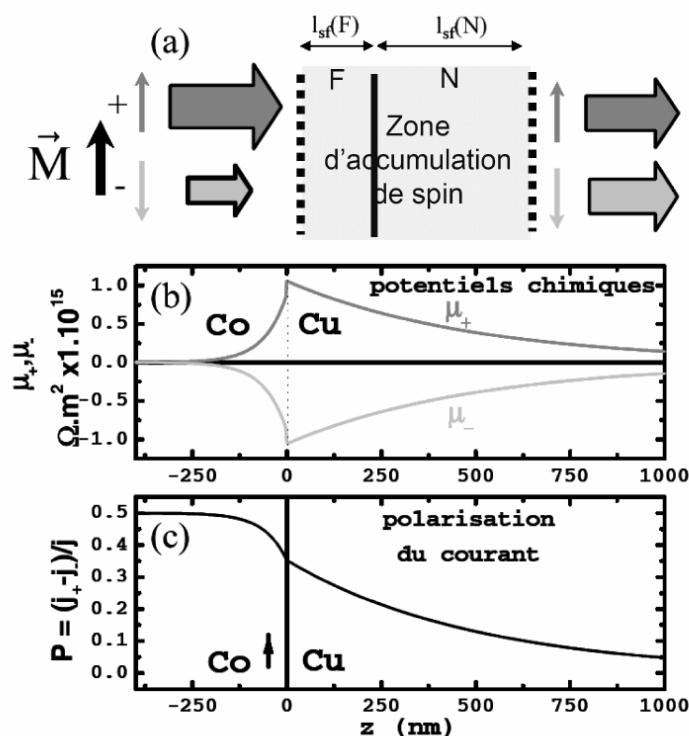


FIGURE 1.9 – (a) Illustration de l'effet d'accumulation de spin à une interface ferromagnétique/non magnétique, pour un courant d'électrons allant de la gauche vers la droite. (b) Potentiels chimiques de spin  $\uparrow$  ( $\mu_{+}$ ) et  $\downarrow$  ( $\mu_{-}$ ) par unité de densité de courant en fonction de la distance  $z$  à une interface Co/Cu, calculés par le modèle de Valet et Fert. (c) Polarisation en spin correspondante (Figure issue de la thèse d'Olivier Boule [Bou07])

collisions affectant son spin.

L'accumulation de spin diminue ainsi autour de l'interface sur une distance caractéristique égale à la valeur  $l_{sf}$  du matériau. Dans l'exemple de la Figure 1.9, cette longueur est typiquement pour le cuivre de 500 nm et de 60 nm dans le cobalt [YHL<sup>+</sup>94, JFV01, PDFB98]. Sur la Figure 1.9 (c), on voit la polarisation du courant autour de l'interface et l'effet de la relaxation de spin.  $\tau_{sf}$  et  $l_{sf}$  sont caractéristiques des matériaux utilisés. Un courant de diffusion de spin apparaît à l'interface permettant de réduire l'asymétrie en spin du courant dans le matériau FM. Cela a pour effet de diminuer le court circuit par le canal de spin  $\uparrow$  et donc d'augmenter la résistivité de cette zone [VF93].

#### 1.1.2.4 Magnéto-résistance Tunnel

Au milieu des années 90, le séparateur métallique NM entre les deux couches ferromagnétiques a été remplacé par une couche isolante dans des structures appelées jonctions tunnel magnétiques (MTJ de l'anglais Magnetic Tunnel Junction). Des travaux pion-

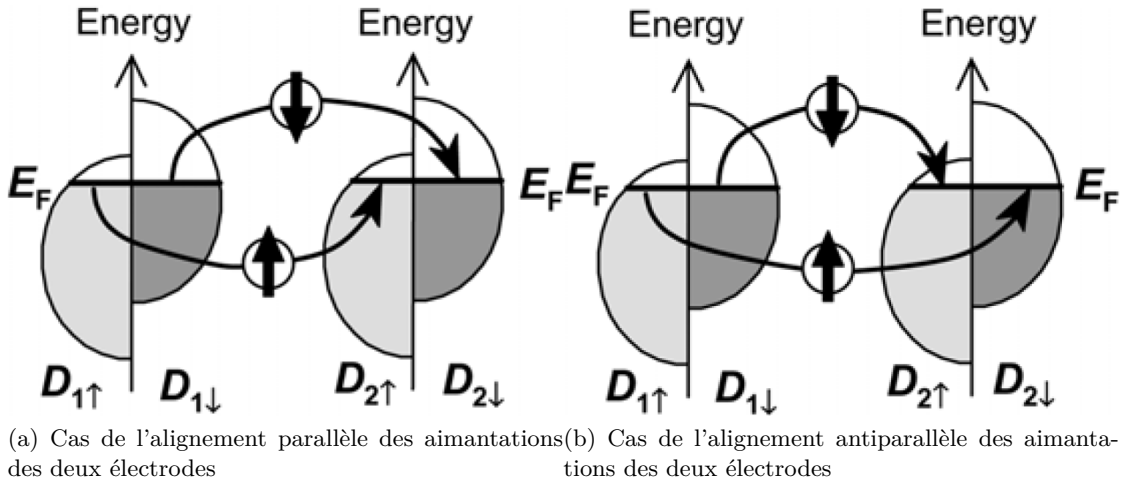


FIGURE 1.10 – Schéma de l'effet de magnétorésistance tunnel.  $D_1 \uparrow$  (resp.  $D_1 \downarrow$ ) représente la densité d'état au niveau de Fermi pour les électrons majoritaires (resp. minoritaires) dans l'électrode FM1 et  $D_2 \uparrow$  (resp.  $D_2 \downarrow$ ) représente la densité d'état au niveau de Fermi pour les électrons majoritaires (resp. minoritaires) dans l'électrode FM2. Figure tirée de l'article de Yuasa *et al.* de [YD07]

niers menés au milieu des années 70 par Jullière *et al.* [Jul75] avaient permis d'atteindre des valeurs de magnétorésistance tunnel (TMR) de l'ordre de 14% dans des structures Fe/GeO/Co. Malheureusement, ces résultats n'avaient pu être obtenus à l'époque qu'à basse température. La conduction se fait alors par effet tunnel. Les travaux sur la magnétoresistance tunnel de Moodera *et al.* [MKWM95] et Miyazaki *et al.* [MT95] à température ambiante ont permis d'améliorer très nettement les valeurs de magnétorésistance. Depuis une vingtaine d'années, de très nombreuses études ont porté sur l'augmentation de ce ratio qui a atteint des valeurs de plus de 1000% [LHI<sup>+</sup>07, HIL<sup>+</sup>06, IHA<sup>+</sup>08].

Les MTJs sont aujourd'hui présentes dans une très grande partie des dispositifs spintroniques. Elles constituent la brique de base des mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM) qui font l'objet de recherches intenses et sont un des candidats sérieux pour l'introduction de non volatilité au plus près des processeurs. Ainsi, plus l'écart de résistance entre les deux états, parallèle et antiparallèle, est important, plus le courant de lecture nécessaire à la lecture de l'état de la structure peut être faible, ce qui rend la lecture par TMR très intéressante.

L'effet tunnel pour un courant polarisé a été décrit en 1989 par Slonczewski [Slo89]. On considère un empilement magnétique composé d'une couche d'oxyde, Ox, entre deux couches métalliques ferromagnétiques, FM1 et FM2. On suppose que l'information de spin est conservée par les électrons lorsqu'ils franchissent la barrière tunnel et que leur probabilité de franchir cette barrière est proportionnelle aux densités d'états au niveau de Fermi des électrodes FM1 et FM2.

La Figure 1.10 représente schématiquement le mécanisme de conduction via les deux canaux ( $\uparrow$  et  $\downarrow$ ) à travers une jonction tunnel magnétique dans les deux configurations parallèle 1.10a et antiparallèle 1.10b. On voit que dans le cas de la configuration parallèle,

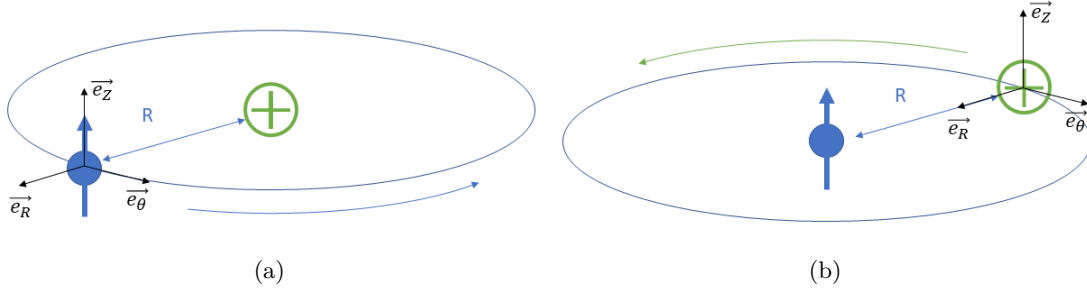


FIGURE 1.11 – Schéma d'un électron unique orbitant de façon circulaire autour d'un noyau ne comportant qu'un seul proton (a) et schéma équivalent dans le référentiel de l'électron (b)

les électrons majoritaires (resp. minoritaires) sont les mêmes dans les deux électrodes tandis que dans le cas antiparallèle, les électrons majoritaires (resp. minoritaires) dans la première électrode deviennent minoritaires (resp. majoritaire) dans la seconde. On a ainsi une différence de résistance de l'empilement en fonction de l'orientation respective des aimantations des couches et on peut définir la magnétorésistance tunnel,  $TMR = 100 \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}$ .

## 1.2 Interactions spin-orbite

Prenons le cas simple d'un électron orbitant circulairement autour d'un noyau ne contenant qu'un seul proton (Figure 1.11(a)). L'électron ressent lors de son déplacement le champ électrique dû à la charge positive du noyau. Dans le référentiel de l'électron, c'est le proton qui est en mouvement créant ainsi une boucle de courant (Figure 1.11(b)).

$$I = \frac{e\nu_+}{2\pi R} \quad (1.6)$$

Avec  $e$  la charge élémentaire,  $\nu_+$  la vitesse du proton et  $R$  le rayon de son orbite. On notera que  $\nu_+ = -\vec{\nu} = -\nu\vec{e}_\theta$ ,  $\vec{\nu}$  étant la vitesse de l'électron. En utilisant la loi de Biot-Savart, on peut alors calculer le champ magnétique créé par cette boucle de courant et ressenti par l'électron situé en son centre.

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{2R} \vec{e}_z = \frac{\mu_0 e \nu}{2\pi R^2} \vec{e}_z \quad (1.7)$$

avec  $\mu_0$  la perméabilité du vide. En se souvenant que cette dernière peut être écrite en fonction de la célérité de la lumière dans le vide et de la permittivité du vide ( $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$ ), on peut écrire :

$$\vec{B} = \frac{e\nu}{4\pi\epsilon_0 R^2 c^2} \vec{e}_z = \frac{E\nu}{c^2} \vec{e}_z \quad (1.8)$$

En introduisant  $\vec{E}$  le champ électrique produit par le proton et ressenti par l'électron au centre de la boucle de courant.



$$\vec{E} = E\vec{e}_R = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 R^2} e\vec{e}_R \quad (1.9)$$

On peut également écrire cette relation sous une forme vectorielle de la façon suivante :

$$\vec{B} = \frac{\vec{E} \times \vec{v}}{c^2} \quad (1.10)$$

Pour être précis, il conviendrait d'écrire

$$\vec{B} = \frac{\vec{E} \times \vec{v}}{c^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.11)$$

Considérant que  $c \gg v$  on peut dans notre cas se contenter de l'expression 1.10.

Une fois ce champ magnétique décrit, il est possible de déterminer l'hamiltonien associé à cette interaction que l'on notera  $\mathcal{H}_{SO}$  [GM11]. Rappelons que le moment magnétique de spin de l'électron peut s'écrire  $\vec{m} = -\frac{g_s \mu_B}{\hbar} \vec{s}$  avec  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$  le magnéton de Bohr.

$$\mathcal{H}_{SO} = -\frac{1}{2} \vec{m} \cdot \vec{B} \quad (1.12)$$

$$= \frac{g_s \mu_B}{2\hbar c^2} (\vec{E} \times \vec{v}) \cdot \vec{s} \quad (1.13)$$

$$= \frac{g_s \mu_B}{2m_e c^2} (\vec{E} \times \vec{k}) \cdot \vec{s} \quad (1.14)$$

L'expression de  $\vec{B}$  présentée juste au dessus est valable dans un référentiel inertiel est cependant trop grande d'un facteur 2 par rapport à ce qui était mesuré expérimentalement. La correction nécessaire de cette expression est appelée "correction de Thomas" et décrite en 1926 par L.H. Thomas.[THO26]. Elle est due au caractère non inertiel du référentiel lié à l'électron que l'équation 1.10 ne prend pas en compte. En effet, l'électron ayant une trajectoire circulaire autour du noyau, il subit en permanence une accélération non nulle [Blu01].

On voit ici le couplage, induit par l'interaction spin-orbite, entre le spin de l'électron  $\vec{s}$  et son mouvement, symbolisé par le vecteur d'onde  $\vec{k}$ . En remplaçant  $\vec{E}$  et en introduisant le moment orbital de l'électron  $\vec{l} = m_e \vec{r} \times \vec{v}$  où  $\vec{r} = R\vec{e}_R$ .

$$\mathcal{H}_{SO} = \frac{g_s \mu_B}{2\hbar c^2} \frac{e}{4\pi\epsilon_0 R^2} (\vec{e}_R \times \vec{v}) \cdot \vec{s} \quad (1.15)$$

$$= \frac{g_s \mu_B e}{8\pi\epsilon_0 m_e c^2 \hbar R^3} \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (1.16)$$

Ici nous retrouvons l'expression du couplage entre le moment magnétique de spin et son moment orbital. On retrouvera souvent le couplage spin-orbite exprimé de la façon suivante  $\mathcal{H}_{SO} = \lambda_{SO} \vec{l} \cdot \vec{s}$ .

De façon plus générale, dans le cas de multiples électrons, on a  $\mathcal{H}_{SO} = \frac{\Lambda_{SO}}{\hbar^2} \vec{L} \cdot \vec{S}$ . La constante  $\Lambda_{SO}$  dépend de l'état de l'électron au sein de l'atome. Il en résulte un décalage des niveaux d'énergie d'autant plus important que l'atome est lourd. Cette interaction qui couple le moment orbital au spin de l'électron est à l'origine de nombreux phénomènes tels que l'effet Hall anomal<sup>3</sup>, la magnétorésistance anisotrope ou encore l'anisotropie magnétocristaline [SS06] [du 99] [KP07].

### 1.2.1 Conséquences de l'interaction spin-orbite sur l'anisotropie magnétique

Nous venons de le voir, l'interaction spin-orbite couple le moment magnétique de spin d'un électron à son moment orbital. Nous avons vu précédemment le cas d'un atome isolé mais cette interaction a une conséquence très importante dans un cristal. En effet, le moment orbital des couches responsables du magnétisme ( $3d$  ou  $4f$ ) va être couplé via une interaction électrostatique au champ cristallin. Ce couplage va induire des directions préférentielles pour le moment cinétique orbital et donc pour le moment magnétique orbital. Les spins des électrons responsables du magnétisme étant eux mêmes couplés à ce dernier, il en résulte des directions préférentielles pour l'orientation de l'aimantation au sein du cristal. C'est ce que l'on appelle l'anisotropie magnétocristalline.

Pour comprendre un peu plus précisément ce qu'il se passe, considérons le cas d'un électron  $d$ . La Figure 1.12 présente la distribution spatiale des électrons  $d$ . Dans le cas de l'atome isolé, l'ensemble des cinq orbitales a la même probabilité d'occupation. On comprend assez bien que si on place maintenant deux ions négatifs de part et d'autre de l'atome suivant l'axe  $z$ , ces cinq orbitales ne seront plus équivalentes d'un point de vue énergétique à cause de l'interaction coulombienne. Les charges négatives des deux ions auront tendance à repousser les électrons  $d$  de notre atome. Ainsi, seules les deux orbitales dans le plan  $xy$  ( $d_{x^2-y^2}$  et  $d_{xy}$ ) seront toujours équivalentes et présenteront une énergie minimale. Si on introduit maintenant le couplage spin-orbite  $\mathcal{H}_{SO} = \lambda_{SO} \vec{l} \cdot \vec{s}$ , et qu'on calcule l'énergie de l'électron dans le cas d'un champ magnétique extérieur appliqué soit suivant  $z$  soit dans le plan  $xy$ , on s'aperçoit que le système présente deux minima d'énergie lorsque le champ extérieur est appliqué suivant la direction  $z$  ou  $-z$ . On parle alors d'anisotropie uniaxiale. L'axe suivant lequel l'énergie est la plus faible est appelé axe de facile aimantation. Par opposition, les axes présentant un maximum d'énergie sont appelés axes de difficile aimantation.

Dans le cas d'un matériau à anisotropie uniaxiale, on peut écrire la densité d'énergie d'anisotropie sous la forme suivante :

$$E_a = K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta \quad (1.17)$$

---

3. En anglais l'expression employée pour décrire ce phénomène est *anomalous Hall effect* ainsi, on emploiera volontiers l'abréviation AHE dans la suite de ce manuscrit. La traduction française n'est quant à elle pas constante. On retrouve dans la littérature trois expressions différentes : Effet Hall extraordinaire, anormal ou encore anomal. Nous préférons dans ce manuscrit le terme anomal.

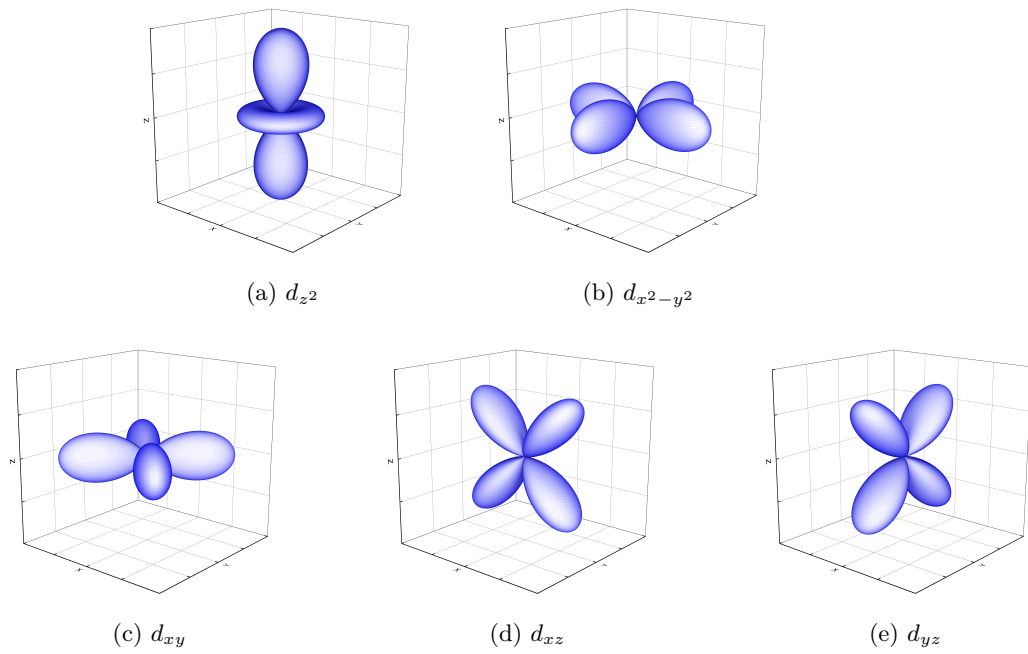


FIGURE 1.12 – Distribution angulaire des orbitales d.

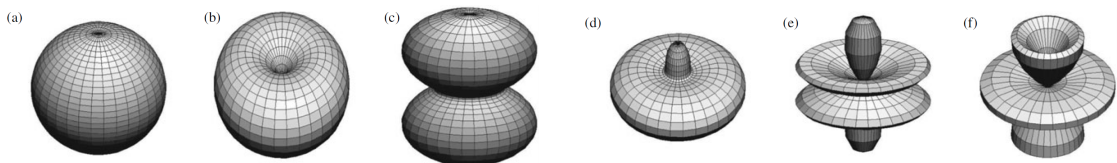


FIGURE 1.13 – Différentes formes obtenues pour des anisotropies uniaxiales. (a) cas isotrope, (b) cas d'un axe facile, (c) cas d'un plan facile, (d) cas d'un cône facile et (e-f) cas avec une anisotropie d'ordre 6 (figure issue de [Sko08])

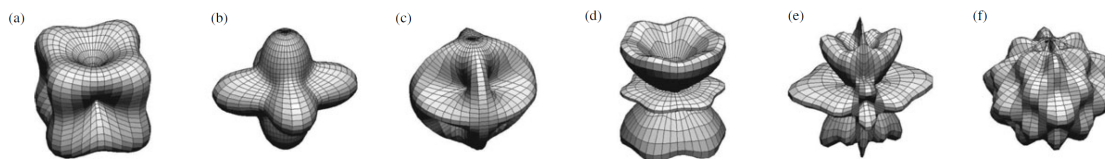


FIGURE 1.14 – Densité d'énergie pour des anisotropies d'ordre supérieur : (a-c) symétrie cubique et (d-f) matériaux avec des symétries plus faibles. (figure issue de [Sko08])

En fonction des différentes valeurs des constantes  $K_1$  et  $K_2$ , on obtient différents régimes, comme on peut le voir sur la Figure 1.13 issue de [Sko08].

Dans des cristaux ne présentant pas une simple symétrie uniaxiale, comme une symétrie cubique par exemple, voire plus complexe, on retrouvera des constantes d'anisotropie d'ordres plus élevés. Nous en retrouvons quelques exemples sur la Figure 1.14 issue de [Sko08].

Nous avons parlé ici du cas d'électrons 3d pour lesquels l'interaction avec le champ cristallin est bien plus importante que l'interaction spin-orbite (SOI de l'anglais Spin-Orbit interaction). Aussi la SOI a été traitée comme une perturbation levant la dégénérescence du doublet fondamental. Or, bien souvent dans ce type de matériaux, on observe une extinction du moment orbital due à l'interaction avec le champ cristallin. Le magnétisme provient alors quasi uniquement des spins ce qui induit une anisotropie très faible. Dans le cas  $4f$  des terres rares, l'interaction avec le champ cristallin est bien plus faible à cause du phénomène d'écrantage par les couches extérieures. Ainsi, le moment orbital reste quasiment maximal et l'interaction spin-orbite est alors bien plus importante que l'interaction avec le champ cristallin. On traite alors cette dernière comme une perturbation qui permet de lever la dégénérescence de l'état fondamental  $2J + 1$  conduisant ainsi à une anisotropie très forte et à un moment magnétique total bien plus élevé.

### 1.2.2 Effet de l'interaction spin-orbite sur le transport.

Comme nous l'avons déjà vu, l'interaction spin-orbite est à l'origine de nombreux phénomènes magnétiques. Nous allons maintenant voir comment elle peut induire la conversion d'un courant de charge en courant de spin et inversement.

#### 1.2.2.1 Effet Rashba-Edelstein

Dans le cas d'un empilement de couches minces, la géométrie de l'échantillon induit une brisure de symétrie d'inversion au niveau des interfaces. Cette rupture de symétrie d'inversion brise la continuité du champ cristallin et est à l'origine de la présence au niveau de l'interface d'un champ électrique que l'on considèrera ici uniforme. On considère ici un échantillon constitué d'une couche de métal ferromagnétique (FM) déposée sur une couche de métal lourd (HM) (Figure 1.15 (a)). Le champ électrique uniforme  $\vec{E}$  créé à l'interface est représenté par les flèches rouges. On injecte dans cet empilement un

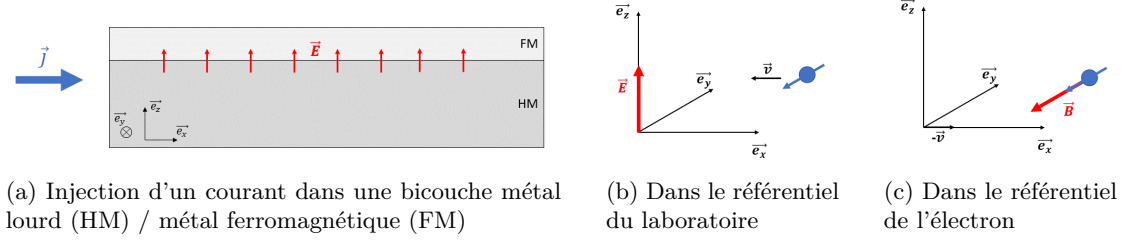


FIGURE 1.15 – Schémas de principe de l'effet Rashba

courant de charges suivant la direction  $\vec{e}_x$ . On représente sur la Figure 1.15 (b) un électron de ce courant se déplaçant en présence du champ électrique  $\vec{E}$ . Ce champ électrique est vu par l'électron dans son propre référentiel comme un champ magnétique  $\vec{B} \approx \frac{\vec{v} \times \vec{E}}{c^2}$  Figure 1.15 (c).

Ce champ modifie l'Hamiltonien de l'électron qui s'écrit alors [MGA<sup>+</sup>10] [MZ09] [MZ08][GM11] :

$$\mathcal{H} = \frac{\hbar k^2}{2m_e^*} + \alpha_R (\vec{k} \times \vec{e}_z) \cdot \vec{\sigma} \quad (1.18)$$

avec  $\alpha_R = \frac{g_s \mu_B E}{2mc^2}$ , qui caractérise la force de l'effet Rashba,  $E$  étant l'amplitude du champ électrique,  $m_e^*$  la masse effective de l'électron et  $\vec{\sigma}$  un vecteur dont les composantes sont les matrices de Pauli usuelles. En diagonalisant cet Hamiltonien, on obtient les valeurs propres suivantes :

$$\mathcal{E}_{\pm, k} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \pm \alpha_R |k| \quad (1.19)$$

Ainsi, la courbe de dispersion de l'énergie en fonction du vecteur d'onde n'est plus un parabololoïde de révolution comme dans le cas d'un électron libre mais devient une surface de révolution obtenue par la rotation des deux branches  $\mathcal{E}_{+, k>0}$  et  $\mathcal{E}_{-, k>0}$  comme on peut le voir sur la Figure 1.16 (a). En traçant les contours de Fermi pour les bandes + et - correspondantes, on s'aperçoit à l'équilibre que leurs rayons sont différents (Figure 1.16 (b)). L'application d'un champ électrique  $\vec{E}$  suivant la direction  $\vec{e}_x$  entraîne un décalage de ces cercles de Fermi dans la direction  $-k_x$  (Figure 1.16 (c)). Les rayons des cercles de Fermi étant différents, les spins de directions opposées ne se compensent plus et il en résulte une polarisation hors équilibre du courant. La direction de cette polarisation est parallèle au champ magnétique Rashba.

### 1.2.2.2 Effet Hall de spin

Terme introduit en 1999 par J. Hirsch [Hir99], par analogie avec l'effet Hall ordinaire, pour décrire l'apparition d'un courant de spin transverse lors de l'injection d'un courant de charge dans un métal paramagnétique. Ce phénomène a été découvert en 1971 par Dyakonov et Perel qui prédisent en même temps l'effet réciproque que l'on appellera

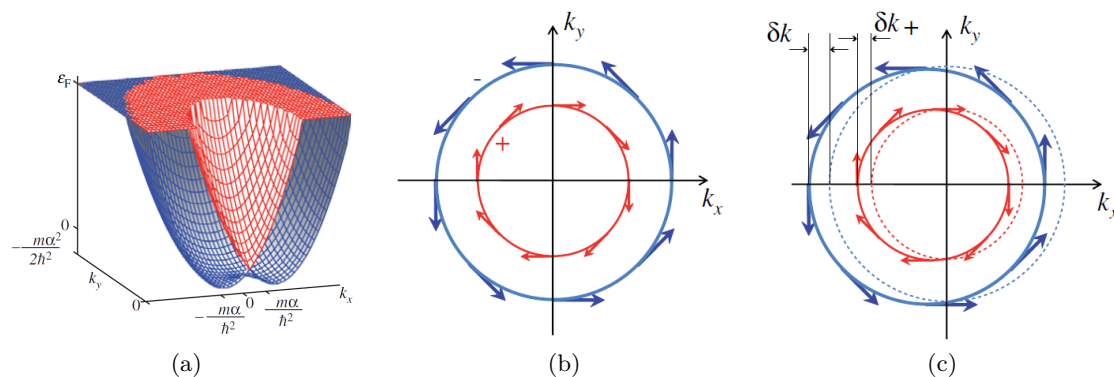


FIGURE 1.16 – (a) Dispersion d'énergie 2D  $\mathcal{E}_{\pm, k}$  d'un système Rashba calculée dans le cas d'un matériau non ferromagnétique. (b) Contour de Fermi et direction des spins pour les bandes décrites en (a) à l'équilibre, (c) en réponse à l'application d'un champ électrique suivant  $e_x^z$ . Figure issue de [GM11].

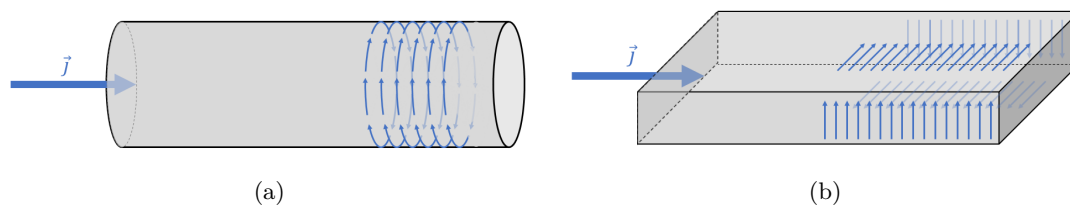


FIGURE 1.17 – Effet Hall de spin dans un cylindre (a) et dans un parallélépipède (b).

effet Hall de spin inverse (ISHE, de l'anglais Inverse Spin Hall Effect) [DP71a] [DP71b]. Ce dernier est observé expérimentalement pour la première fois en 1984 par Bakun *et al.* [BZR<sup>+</sup>84] [TZF86] tandis que les premières observations expérimentales de l'effet Hall de spin (SHE, de l'anglais Spin Hall Effect) datent seulement de 2004 et 2005 avec les travaux de Kato *et al.* [KMG04b] puis Wunderlich *et al.* [WKSJ05]. Tous ces travaux ont été réalisés dans des matériaux semi-conducteurs. Mais l'effet Hall de spin est également présent dans les métaux. La première mesure électrique directe de SHE dans un métal a été réalisée dans une piste d'aluminium par Valenzuela *et al.* [VT06].

Comme nous le voyons sur la Figure 1.17, lorsqu'un courant est injecté dans un conducteur non magnétique, on observe l'apparition d'un courant de spin proportionnel et transverse au courant de charge. Ce courant de spin engendre alors une accumulation de spin au niveau des interfaces de l'échantillon. Sur la Figure 1.17 (a) on représente schématiquement le cas d'un conducteur cylindrique et sur la Figure 1.17 (b) celui d'un conducteur parallélépipédique. Dans les deux cas, on observe que si on considère deux interfaces opposées, l'orientation des spins est elle aussi opposée. On comprend ici le choix du terme "effet Hall de spin" par analogie avec l'effet Hall ordinaire qui correspond à une accumulation de charge aux interfaces lors de l'injection d'un courant dans un conducteur en présence d'un champ magnétique extérieur. De façon schématique, lorsque

les électrons sont injectés dans l'échantillon, ils vont subir une diffusion dépendante de leur spin. Deux électrons portant des spins opposés sont déviés dans des directions opposées. Ceci donne naissance au courant de spin dont nous venons de parler. Dans la mesure où le courant injecté n'est pas polarisé, il y a autant d'électrons déviés dans une direction que dans la direction opposée. Le courant de spin ne s'accompagne donc pas d'un courant net de charge. Cette diffusion dépendante du spin est due à l'interaction spin-orbite.

Prenons comme point de départ l'équation de dérive-diffusion. On peut alors exprimer la densité de courant de charge,  $\vec{j}^c$ , de la façon suivante :

$$\frac{\vec{j}^c}{e} = \mu n \vec{E} + D \nabla n \quad (1.20)$$

Où  $\mu$  représente la mobilité des électrons,  $D$ , le coefficient de diffusion,  $n$  la densité volumique des électrons et  $\vec{E}$  le champ électrique.

En prenant  $j_{ij}^s$  un tenseur décrivant le courant de spin comme introduit par Dyakonov et Perrel [DP71b] dans lequel le premier indice indique la direction du flux et le second la composante de spin concernée, on peut écrire une équation similaire pour le courant de spin [Dya12] :

$$\frac{j_{ij}^s}{\hbar} = -\mu n E_i P_j + D \frac{\partial P_j}{\partial x_i} \quad (1.21)$$

Avec  $\vec{P}$  la polarisation de la densité de spin.

L'interaction spin-orbite couple ces équations. On peut alors écrire :

$$\frac{\vec{j}^c}{e} = \mu n \vec{E} + D \nabla n + \alpha_{SH} \mu (\vec{E} \times \vec{P}) + \alpha_{SH} D (\nabla \times \vec{P}) \quad (1.22)$$

$$\frac{j_{ij}^s}{\hbar} = -\mu n E_i P_j + D \frac{\partial P_j}{\partial x_i} - \epsilon_{ijk} (\alpha_{SH} \mu n E_k + \alpha_{SH} D \frac{\partial n}{\partial x_k}) \quad (1.23)$$

avec  $\epsilon_{ijk}$  le tenseur de Levi-Civita (tenseur unité antisymétrique). Le troisième terme de l'équation 1.23 décrit l'effet Hall de spin. On a création d'un courant de spin transverse en réponse à la présence d'un champ électrique. De même, le troisième terme de l'équation 1.22 correspond à l'apparition d'un courant de charge en présence d'un champ électrique et d'une polarisation nette du courant, c'est l'effet Hall anomal que nous verrons plus loin. Le dernier terme de cette même équation correspond lui à la création d'un courant de charge dû à la présence d'un rotationnel dans l'accumulation de spin, cela correspond à l'effet Hall de spin inverse. Le coefficient  $\alpha_{SH}$  est appelé angle de Hall. Il permet d'exprimer le rapport entre courant de spin et courant de charge. On peut l'exprimer en fonction des conductivité de charge  $\sigma_{xx}^c$  et de la conductivité de Hall de spin  $\sigma_{xy}^{SHE}$ .

$$\alpha_{SH} = \frac{\sigma_{xy}^{SHE}}{\sigma_{xx}^c} \frac{e}{\hbar} \quad (1.24)$$

Cet angle de Hall est une grandeur très utile qui permet de caractériser simplement la capacité d'un matériau à convertir un courant de charge en courant de spin, phénomène

essentiel pour des applications en spintronique telles que la manipulation de l'aimantation dans des cellules de mémoire magnétique ou encore l'entretien du mouvement de précession de l'aimantation dans le cas d'oscillateurs par exemple.

**Remarque :** Dans toute cette partie, nous n'avons pas pris en compte les gradients thermiques, qui peuvent également être à l'origine de courants de spin ou de charge et qui, s'ils sont présents, devraient être intégrés dans les équations 1.20 et 1.21. Nous avons également ignoré l'éventuelle dépendance de la mobilité avec la polarisation du courant que l'on suppose faible.

Intéressons nous maintenant aux mécanismes qui se cachent derrière l'effet Hall de spin. On distinguera deux cas : le cas d'un effet intrinsèque lié directement au conducteur et à sa structure de bande et le cas d'un effet extrinsèque lié à la présence d'impuretés dans le conducteur. Une manière assez naturelle de classer les différents mécanismes impliqués dans l'effet Hall de spin, parce que cohérente avec les études expérimentales et la théorie microscopique des métaux, est de les différencier en fonction de leur dépendance avec le temps de relaxation  $\tau$ . Ils peuvent aussi être différenciés en fonction de leur dépendance avec la conductivité longitudinale  $\sigma_{xx}$  que l'on peut dans un métal normal considérer comme étant proportionnelle à  $\tau$ . Il devient ainsi facile de différencier les contributions à la conductivité transverse de Hall  $\sigma_{xy}^{SHE}$  qui sont indépendantes ou proportionnelles à  $\tau$ . Une dernière façon courante de les différencier est d'exprimer non plus la conductivité de Hall mais la résistivité de Hall et d'étudier ses dépendances en  $\rho$  et  $\rho^2$ . Dans la composante en  $\tau$  de  $\sigma_{xy}^{SHE}$  on retrouve l'effet extrinsèque appelé mécanisme de skew-scattering, et dans la composante indépendante de  $\tau$  on retrouve l'effet intrinsèque mais également l'effet extrinsèque dit de side-jump. Il est possible d'extraire expérimentalement la partie due au mécanisme intrinsèque de la contribution indépendante de  $\tau$  de  $\sigma_{xy}^{SHE}$  [NSO<sup>+</sup>10] et on définit alors la composante due au mécanisme de side-jump de la façon suivante :

$$\sigma_{xy}^{SHE-SJ} = \sigma_{xy}^{SHE} - \sigma_{xy}^{SHE-int} - \sigma_{xy}^{SHE-skew} \quad (1.25)$$

Nous allons maintenant nous intéresser un peu plus précisément aux origines physiques de ces trois mécanismes.

### a) Effet intrinsèque

Des trois contributions à l'effet Hall de spin, il s'agit de celle qui a été la plus étudiée. L'effet Hall de spin intrinsèque est directement lié à la structure de bande et aux décalages des niveaux d'énergie induits par le couplage spin-orbite. Ainsi, contrairement à l'effet extrinsèque que nous allons détailler un peu plus loin, le courant de spin n'est pas généré lors des événements de diffusion mais entre ces événements. Ces effets intrinsèques ont dans un premier temps été étudiés dans le cadre de l'effet Hall anomal avec les travaux de Karplus et Luttinger [KL54]. Dans le cas de l'effet Hall de spin, il faut attendre les années 2000 pour voir apparaître les premières études sur l'effet intrinsèque et notamment les travaux de Murakami *et al.* [Mur05] et de Sinova *et al.* [SCN<sup>+</sup>04]. Ces phénomènes seront par la suite très étudiés dans des matériaux très variés, notamment par le groupe de Kontani [KNS<sup>+</sup>07, KTH<sup>+</sup>08, KTH<sup>+</sup>09, TKN<sup>+</sup>08].



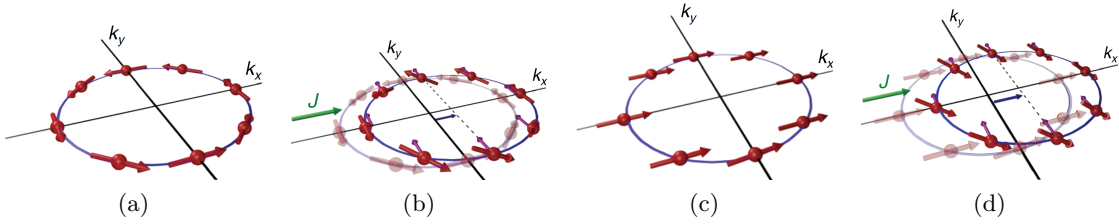


FIGURE 1.18 – (a) Modèle à l'équilibre d'une texture de spin dans un système 2D avec couplage spin-orbite de type Rashba avec les spins (flèches rouges) perpendiculaires au moment. (b) En présence d'un champ électrique dirigé suivant  $x$ , la surface de Fermi (cercle) est décalée dans la même direction. Lorsqu'il se déplace dans l'espace des moments, un électron ressent un champ magnétique supplémentaire orienté suivant l'axe  $y$  perpendiculairement à  $j$  et à la brisure de symétrie suivant  $z$ , dû à l'interaction spin-orbite (petites flèches). En réaction à ce champ induit par le courant, les spins tournent vers le haut pour  $k_y > 0$  et vers le bas pour  $k_y < 0$ , créant un courant de spin dans la direction  $y$  sans créer d'accumulation. (c) Modèle à l'équilibre d'une texture de spin dans un système 2D avec couplage spin-orbite de type Rashba en présence d'un champ d'échange supplémentaire brisant la symétrie par renversement du sens du temps d'amplitude largement supérieure au champ dû à l'interaction spin-orbite. A l'équilibre, tous les spins s'alignent avec la direction du champ d'échange. (d) En réaction à l'application du champ électrique, le même mécanisme qu'en (b) crée une polarisation en spin hors équilibre hors du plan et uniforme mais pas d'accumulation. Figure issue de [SVW<sup>+</sup>15]

De façon schématique, cet effet peut être vu comme la conséquence de la présence d'un champ Rashba lors de la phase d'accélération des électrons de Bloch par un champ électrique. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 1.18, on considère dans un premier temps deux systèmes à l'équilibre. En (a) un système 2D dans lequel les spins sont couplés, par une interaction spin-orbite de type Rashba. En (c), le même système avec en plus une brisure de symétrie par renversement du sens du temps induite par la présence d'un champ d'échange d'amplitude largement supérieure à celui dû au couplage spin-orbite. On applique alors à ces deux systèmes un champ électrique suivant  $x$ . Dans le premier cas, sur la Figure 1.18 (b), on voit que lorsque les électrons sont accélérés par ce champ électrique, ils ressentent un champ magnétique supplémentaire de type Rashba orienté suivant l'axe  $y$ , perpendiculairement à  $j$  et à la brisure de symétrie suivant  $z$  (flèches fines). Les spins de ces électrons commencent à précesser autour de ce champ magnétique et il en découle une rotation vers le haut pour  $k_y > 0$  et vers le bas pour  $k_y < 0$  créant ainsi un courant de spin dans la direction  $y$  de spins orientés suivant  $z$ . Dans le deuxième cas, en réaction au même champ magnétique supplémentaire que précédemment, les spins vont cette fois tous tourner vers le bas, créant ainsi une accumulation de spin hors du plan uniforme mais pas de courant de spin. Ce modèle considère un système hors équilibre. Pour atteindre un régime permanent il faudrait également considérer des phases de décélération pour compenser celles d'accélération des électrons. Il a été montré dans le cas de matériaux non-ferromagnétiques que ce courant de spin était alors supprimé à cause des événements de diffusion par des défauts ou impuretés [IBM04] [Dim05] [RSGV12]. Cette annulation de l'effet intrinsèque par des effets de diffusion par des impuretés, appelée correction vertex, a été l'objet de débats animés. Il a notamment été montré que la compensation exacte de ces effets n'avait en fait

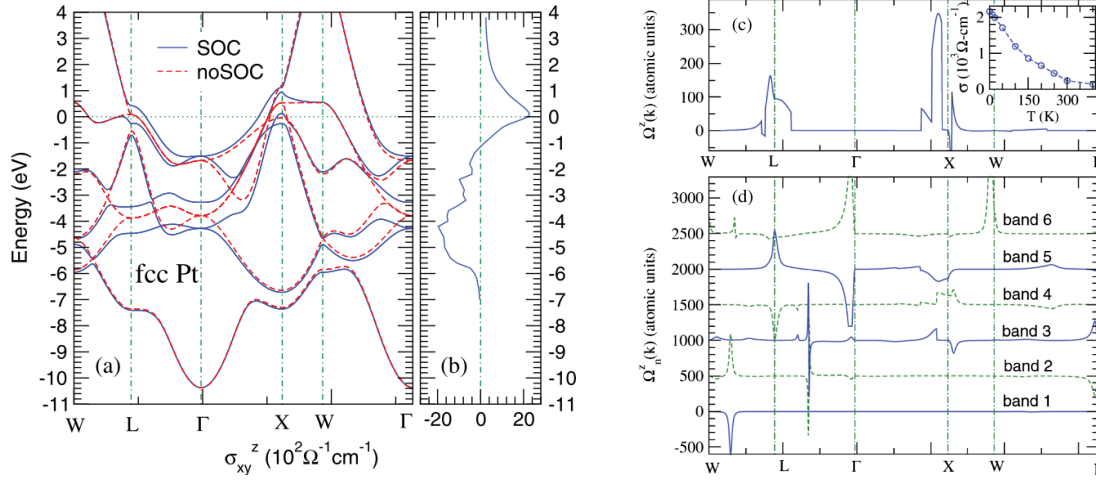


FIGURE 1.19 – (a) Structure de bande du platine fcc en présence du couplage spin-orbite (bleu) et en l’absence du couplage spin-orbite (rouge). Le zéro en énergie correspondant au niveau de Fermi. (b) Conductivité de Hall du Platine fcc (c) Courbure de Berry à  $T=0K$  le long des lignes de symétrie de la zone de Brillouin. (d) Décomposition de la courbure de Berry pour chacune des bandes le long des lignes de symétrie de la zone de Brillouin. Pour plus de lisibilité, chacune des bandes a été décalée de  $(n - 1) \times 500$ . L’insert en (c) montre la dépendance de la conductivité de Hall avec la température. Figure issue de [GMCN08]

lieu que dans le cas particulier d’un Hamiltonien Rashba linéaire 2D parabolique. Ce qui ne correspond la plupart du temps pas aux systèmes réels [SMEH06][SMSC06][RSGV12].

Cette contribution intrinsèque est plus généralement calculée dans une approche semi-classique qui montre qu’elle est directement liée aux propriétés topologiques des états de Bloch. Plus précisément, elle est proportionnelle à l’intégration sur la mer de Fermi de la courbure de Berry de chaque état occupé [SVW<sup>+</sup>15]. La contribution intrinsèque à la conductivité de Hall peut alors être évaluée par des calculs ab initio. Dans le cas de matériaux à fort couplage spin-orbite, la contribution intrinsèque semble être celle qui domine dans l’effet Hall de spin. On observe sur les figures 1.19 (a) et 1.19 (b) qu’un pic dans la conductivité de Hall apparaît au niveau de la double dégénérescence, proche du niveau de Fermi, aux points  $\Gamma$  et X (bandes 4 et 5 comptées de bas en haut). Un autre pic apparaît plus bas en énergie, à  $-4.2$  eV par rapport au niveau de Fermi, correspondant à la double dégénérescence aux points L (bandes 5 et 6) et  $\Gamma$ . À noter que ces dégénérescences sont levées par l’interaction spin-orbite. La figure 1.19 (c) représente la courbure de Berry. La courbure de Berry d’une bande augmente lorsqu’une autre bande arrive proche en énergie. C’est ce qu’il se passe proche d’une dégénérescence. On observe bien sur cette figure une valeur élevée de cette courbure à proximité des points L et X. Plus précisément, la figure 1.19 (d) représente la contribution à la courbure de Berry des différentes bandes. On observe que près du point X, les bandes 4 et 5 ont une contribution élevée mais de signes différents. Néanmoins, la bande 5 près du point X étant inoccupée, seule la contribution élevée de la bande 4 contribue à la conductivité

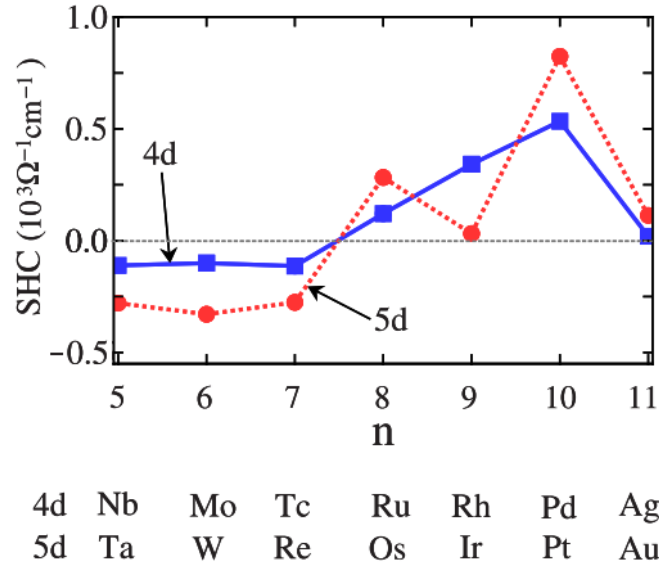


FIGURE 1.20 – Conductivité de Hall intrinsèque calculée pour différents métaux de transition  $4d$  et  $5d$ . Figure issue de [TKN<sup>+</sup>08]

de Hall. Pour résumer, la conductivité de Hall est principalement déterminée par les morceaux de la structure de bande dans lesquels le niveau de Fermi se retrouve dans le gap créé par le couplage spin-orbite à une dégénérescence de façon à ce que les deux courbures de Berry ne se compensent pas.

Comme nous l'évoquions plus haut, Kontani *et al.* ont calculé les valeurs de conductivité de Hall pour de très nombreux matériaux. On voit ainsi sur la Figure 1.20 les valeurs calculées des conductivités de Hall pour de nombreux métaux de transition. Ce qui est remarquable ici c'est l'amplitude particulièrement importante de la conductivité de Hall dans le cas du platine et du palladium. On remarque également que la valeur associée au tantale est particulièrement élevée mais de signe opposée à celles du platine et du palladium.

### b) Effet extrinsèque

Par opposition à l'effet Hall de spin intrinsèque dont nous venons de parler lié à la structure de bande du matériau, nous allons maintenant nous intéresser aux effets dits extrinsèques. Ces effets décrivent l'acquisition d'une composante de vitesse transverse des spins induite par le couplage spin-orbite lors des événements de diffusion des électrons. On notera que ce terme "extrinsèque" peut être source de confusion puisque les phénomènes dont nous allons parler ici ne se limitent pas aux cas d'impuretés ou de défauts mais bien à l'ensemble des événements de diffusion pouvant induire cette fameuse composante transverse à la vitesse des spins. On distinguera deux mécanismes : le mécanisme de diffusion asymétrique ou mécanisme de skew-scattering et le mécanisme de side-jump.

### b).1 Diffusion asymétrique ou skew-scattering.

Probablement le mécanisme le plus connu, basé sur la diffusion de Mott [Mot29, MM65], il s'agit d'une diffusion des électrons dépendante de leur spin lorsqu'ils sont soumis à un gradient de champ au moment de cet événement de diffusion. C'est le seul terme qui apparaît dans la théorie de transport semi-classique de Bloch-Boltzmann qui ne prend pas en compte les transitions interbandes. Comme on peut le voir sur la Figure 1.21 (a) issue de [Dya17], lorsque les électrons sont diffusés par une impureté qui porte une charge, ici négative, ils ressentent dans leur propre référentiel un champ magnétique perpendiculaire au plan défini par leur trajectoire. La direction de ce champ dépend de la direction dans laquelle sont déviés les électrons. Dans cet exemple, les électrons étant déviés vers la droite, voient un champ magnétique orienté vers le haut et ceux déviés vers la gauche, un champ magnétique orienté vers le bas. N'étant pas ici en présence d'un champ uniforme mais bien d'un gradient de champ électrique créé par la charge négative, et, par là, d'un gradient de champ magnétique, les spins des électrons vont au cours de la diffusion ressentir une force qui aura pour effet dans un cas d'augmenter la déviation de leur trajectoire et dans un autre de la diminuer. C'est ce que l'on peut voir sur la Figure 1.21 (b). Sur ce schéma, dans le cas d'une diffusion vers la droite, on voit que les électrons portant un spin vert sont moins déviés qu'ils ne le seraient en l'absence de couplage spin-orbite, tandis que les électrons portant un spin bleu sont eux plus déviés. Dans le cas d'une diffusion vers la gauche le phénomène est exactement inversé. Les bleus sont moins déviés que les verts. Ainsi, au fil des diffusions, les verts auront tendance à être déviés vers la gauche et les bleus vers la droite créant ainsi un courant de spin transverse au courant de charge.

### b).2 Side-jump

Le troisième et dernier mécanisme impliqué dans l'effet Hall de spin est le mécanisme de side-jump. Comme nous l'avons vu plus tôt, la conductivité de Hall transverse due au mécanisme de side-jump peut être définie de la façon suivante :

$$\sigma_{xy}^{SHE} = \sigma_{xy}^{SHE-int} + \sigma_{xy}^{SHE-skew} + \sigma_{xy}^{SHE-SJ} \quad (1.26)$$

$\sigma_{xy}^{SHE}$  étant la conductivité de Hall totale,  $\sigma_{xy}^{SHE-int}$  celle due aux mécanismes intrinsèques,  $\sigma_{xy}^{SHE-skew}$  celle due au mécanisme de skew-scattering et enfin  $\sigma_{xy}^{SHE-SJ}$  celle étant due au mécanisme side-jump.

Ce mécanisme a été introduit en 1970 dans le cadre de l'effet Hall anomal par Luc Berger [Ber70]. Il s'agit d'un décalage transverse du centre de masse des paquets d'ondes lors de leur diffusion par une impureté. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 1.22 issue de [NSO<sup>+</sup>10], les électrons de spins opposés subissent un décalage de leur trajectoire dans des directions opposées dû au gradient de champ électrique qu'ils subissent lorsqu'ils s'approchent puis s'éloignent de l'impureté.

Pour plus de détails sur l'effet Hall de spin, le lecteur pourra se reporter au chapitre 8 de [Dya17].

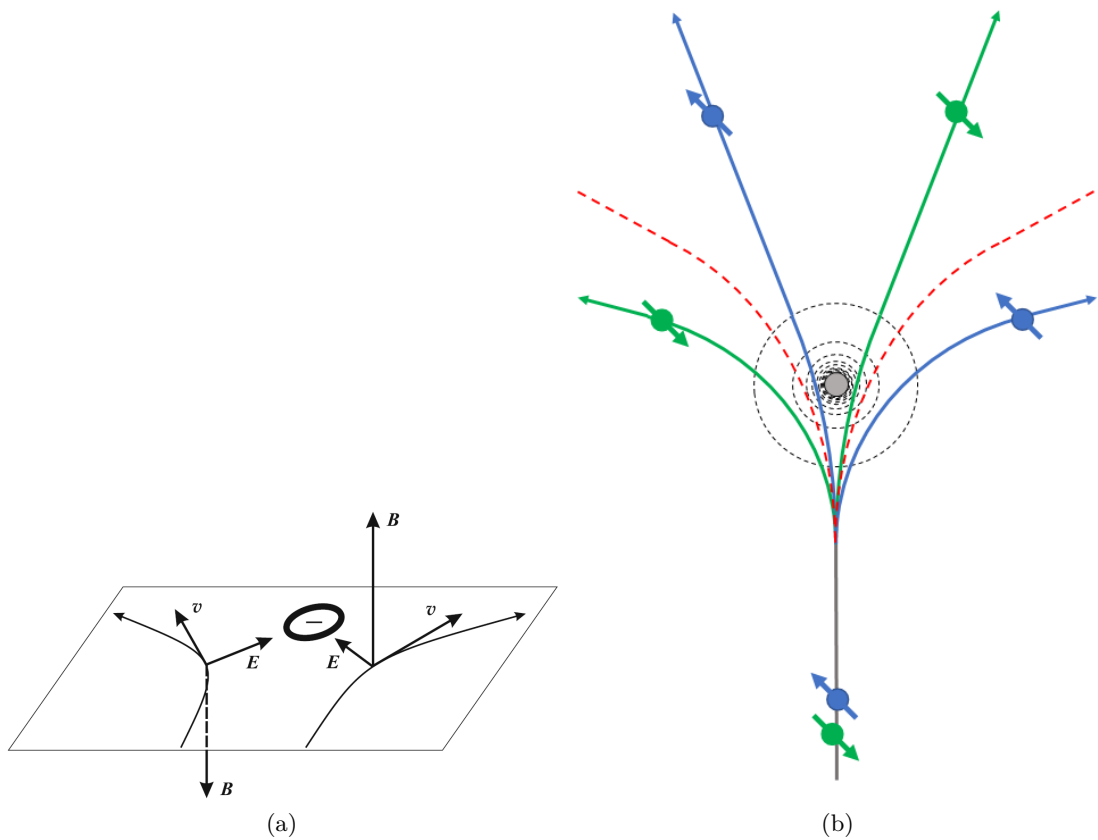


FIGURE 1.21 – Schémas de principe du mécanisme de skew-scattering. (a) Schéma d'un électron diffusé par une charge négative. Le spin de l'électron ressent un champ magnétique  $\vec{B} \sim \vec{v} \times \vec{E}$  perpendiculaire au plan défini par la trajectoire de l'électron. On note que le champ magnétique a une direction opposée pour les électrons déviés vers la droite et vers la gauche. Figure issue de [Dya17]. (b) Schéma de la diffusion asymétrique des électrons lors d'un événement de diffusion en présence d'un gradient de champ effectif induit par le couplage spin-orbite. Les pointillés rouges représentent les trajectoires empruntées par les électrons lors de la diffusion en l'absence de couplage spin-orbite.

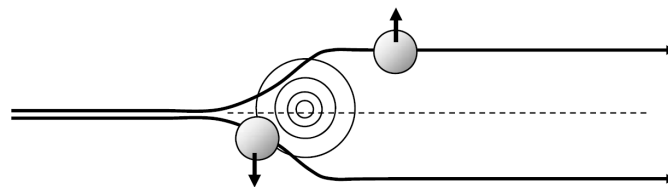


FIGURE 1.22 – Illustration schématique du mécanisme de side-jump. Figure issue de [NSO<sup>+</sup>10]

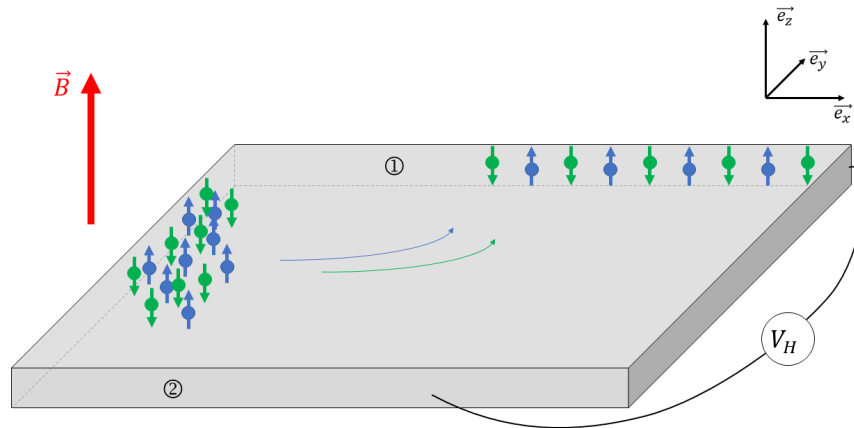


FIGURE 1.23 – Schéma de principe de l'effet Hall : apparition d'une tension transverse lors de l'injection d'un courant non polarisé en présence d'un champ magnétique extérieur.

### 1.2.2.3 Effet Hall anomal

Lorsqu'un courant circule dans un matériau conducteur en présence d'un champ magnétique extérieur  $\vec{B}$ , une tension  $V_{Hord}$  perpendiculaire à la direction du courant et du champ magnétique apparaît. Ce phénomène est appelé effet Hall ordinaire. Il a été mis en évidence pour la première fois en 1879 par Edwin H. Hall [Hal79]. Il ne s'agit ni plus ni moins que la manifestation de la force de Lorentz s'exerçant sur des électrons.

Sur la Figure 1.23, lorsque l'on injecte le courant dans le matériau conducteur en présence d'un champ extérieur, les électrons vont, en plus de leur trajectoire linéaire, commencer à décrire une rotation autour du champ magnétique  $\vec{B}$ . Les dimensions finies du matériau conducteur ne leur permettant pas d'effectuer un tour complet, on va voir apparaître une accumulation de charges au niveau des interfaces ① et ②. Cette accumulation de charges va ensuite être à l'origine d'un champ électrique suivant  $\vec{e}_y$  qui va s'opposer au déplacement des charges dans cette direction. On aura ainsi atteint un état stationnaire avec une tension de Hall perpendiculaire au courant et au champ magnétique.

Dans le cas d'un conducteur parallélépipédique, on a

$$V_{Hord} = \alpha_{Hord} \cdot \frac{I \cdot B}{t} \quad (1.27)$$

avec  $t$  l'épaisseur de la couche, et  $\alpha_{Hord} = -\frac{1}{ne}$ . Dans le cas d'un métal, dans lequel les électrons sont les porteurs majoritaires,  $n$  correspond à la densité volumique d'électrons.

Dans un métal ferromagnétique, d'autres phénomènes viennent s'ajouter à l'effet Hall ordinaire. Quelques années après sa première découverte, en 1881, Edwin H. Hall a également mis en évidence que dans le cas d'un matériau ferromagnétique (en l'occurrence dans du Nickel et du Cobalt), la tension transverse mesurée n'était pas uniquement proportionnelle au champ magnétique extérieur mais possédait une composante supplémentaire dépendante de l'aimantation du matériau en question [Hal81]. C'est ce que nous

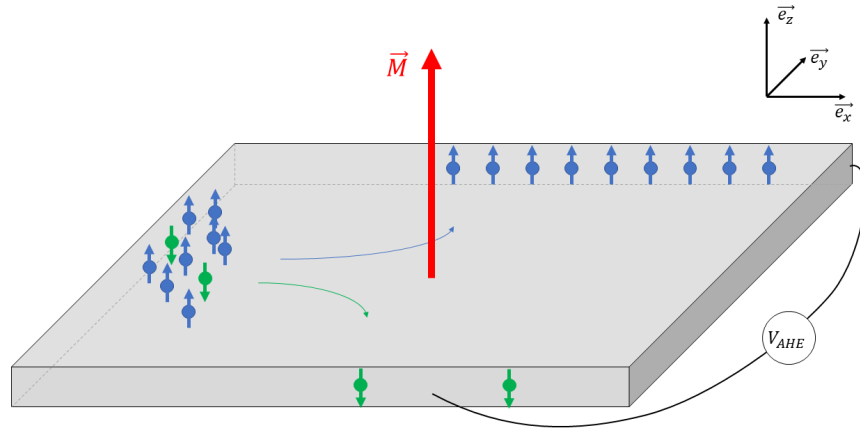


FIGURE 1.24 – Schéma de principe de l'effet Hall anomal : apparition d'une tension transverse lors de l'injection d'un courant dans un matériau ferromagnétique.

appelons l'effet Hall anomal ou encore effet Hall anormal. Comme nous l'avons vu plus haut, dans le cas de l'effet Hall de spin, le couplage spin-orbite entraîne une déviation transverse des électrons dans des directions opposées en fonction de l'orientation de leur spin. Dans le cas des matériaux ferromagnétiques, le courant électrique étant en général polarisé avec une polarisation dépendante de la direction de l'aimantation, la déviation des électrons de spin opposé ne se compense plus, ce qui engendre l'apparition d'une tension, comme nous pouvons le voir sur la Figure 1.24.

Malgré cette découverte très précoce de l'effet Hall anomal, il aura fallu attendre près de 70 ans et les travaux de Karplus et Luttinger [KL54] avant que ce phénomène soit associé au couplage spin-orbite. Le champ local dû à l'aimantation ne pouvant pas suffire à expliquer l'amplitude de ce phénomène. Par la suite, de nombreuses études continueront de tenter d'expliquer ce phénomène et le sujet restera controversé jusqu'à très récemment [NSO<sup>+</sup>10].

Les mécanismes en jeu ici sont les mêmes que ceux décrits précédemment dans le cas de l'effet Hall de spin et nous n'y reviendrons donc pas dans le détail. On se souviendra tout de même des trois principaux mécanismes en jeu que nous représentons schématiquement sur la Figure 1.25 issue de [Hof13]. Les mécanismes de skew-scattering Figure 1.25(a) et de side jump Figure 1.25 (b) sont des phénomènes dits extrinsèques puisqu'ils surviennent lors d'événements de diffusion. La Figure 1.25 (c) quant à elle, présente un phénomène intrinsèque correspondant à une transition interbande due au couplage spin-orbite et ayant lieu entre les collisions.

## 1.3 Couples sur l'aimantation

### 1.3.1 Considérations de symétries

Nous proposons tout d'abord d'étudier la possibilité de l'existence de couples induits par le courant agissant sur l'aimantation. Grâce à de simples considérations de symétrie,

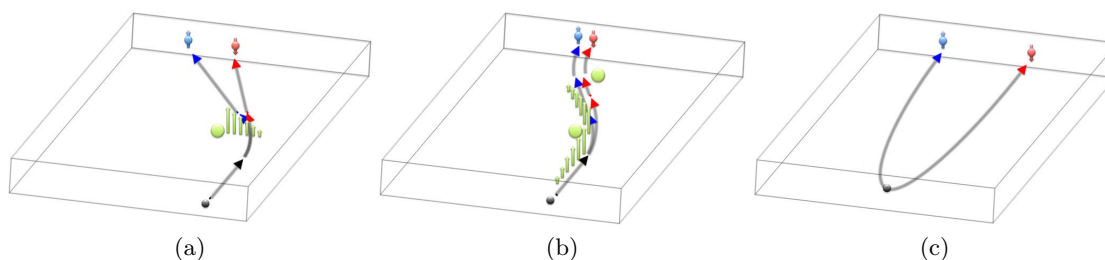


FIGURE 1.25 – Description schématique des différents phénomènes impliqués dans l'effet Hall anomal. (a) Skew scattering : le couplage spin-orbite donne naissance à un gradient de champ effectif orthogonal à la trajectoire des électrons. Ce gradient crée une force dépendante de l'orientation de spin sur ces derniers, ce qui entraîne une différence entre les angles de diffusion en fonction de la direction du spin. (b) Side Jump : le couplage spin-orbite donne naissance à un gradient de champ électrique longitudinal ressenti par les électrons lorsqu'ils s'approchent puis s'éloignent du centre de diffusion. Cela se traduit par un décalage transverse des trajectoires de ces électrons dépendant de l'orientation de leur spin. (c) Mécanisme intrinsèque : à travers des transitions interbandes, il existe une composante transverse de la vitesse dépendant de la direction du spin qui se développe durant les phases d'accélération entre les événements de diffusion. Figure issue de [Hof13]

nous allons tenter de mettre en évidence les conditions nécessaires à la présence de tels couples ainsi que leur direction/forme. Ces considérations permettent de définir les directions autorisées pour ces couples mais ne permettent pas de prédire leur présence dans un dispositif réel.

D'après le principe de Curie, *Lorsque certaines causes produisent certains effets, les éléments de symétrie des causes doivent se retrouver dans les effets produits* [Cur94]. Nous devrions ainsi, en étudiant les symétries du système, être capables de déterminer les directions autorisées pour les couples induits par le courant.

Rappelons d'abord qu'il est nécessaire de distinguer deux types de vecteurs. Les vecteurs polaires (position, champ électrique,...) conservent leurs composantes longitudinales tandis que leur composante normale est inversée lors d'une symétrie miroir (cf Figure 1.26). Inversement, les vecteurs axiaux (aimantation, champ magnétique,...) conservent leur composante normale tandis que leurs composantes longitudinales sont inversées.

On considère une piste métallique composée d'une couche mince ferromagnétique. Nous allons étudier les invariances de ce système vis-à-vis des transformations suivantes : rotation autour d'un axe et symétrie miroir. Dans un premier temps, si l'on considère la piste magnétique seule et son aimantation ici hors du plan, on voit que le système reste invariant que ce soit lors de la rotation ou de la symétrie miroir par rapport au plan de la piste (Figure 1.27 (a)).

Si maintenant on injecte un courant dans cette même piste (Figure 1.27 (b)), on constate que l'invariance vis-à-vis de la symétrie miroir est conservée, tandis que la rotation modifie notre système. Ainsi, si l'on suppose que le courant injecté dans la piste est à l'origine de couples agissant sur l'aimantation (à gauche sur la Figure 1.27 (c)), la transformation par symétrie miroir les transforme en leurs opposés. Or le système



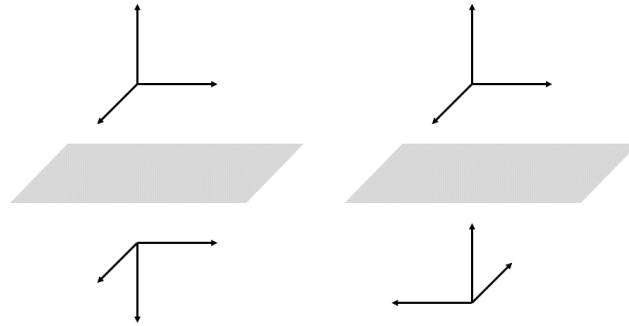


FIGURE 1.26 – Comportement des vecteurs polaires (à gauche) et axiaux (à droite) lors d'une opération de symétrie miroir.

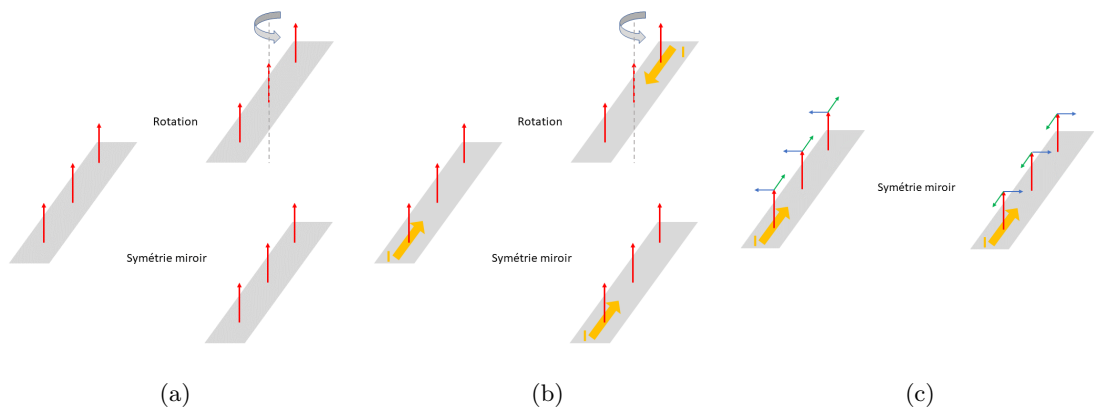


FIGURE 1.27 – Transformations par rotation et symétrie miroir d'une piste ferromagnétique à aimantation perpendiculaire. (a) Rotation et symétrie miroir d'une piste magnétique à aimantation perpendiculaire. (b) Rotation et symétrie miroir de la même piste en présence d'un courant. (c) Transformation par symétrie miroir avec les couples éventuels induits par le courant.

devant être invariant vis-à-vis de cette transformation, ces couples doivent donc exister en même temps que leurs opposés et leur résultante est donc nulle.

On comprend alors que pour obtenir un couple non-nul sur l'aimantation, nous avons besoin d'une brisure de cette symétrie miroir. Cette brisure peut par exemple être liée à la présence d'un champ électrique perpendiculaire à la piste (Figure 1.28 (a)). Ce champ électrique peut par exemple être dû à la rupture de symétrie structurale à la surface de la piste (cf la partie précédente sur l'effet Rashba-Edelstein). Dans ce cas, l'invariance du système vis-à-vis de la rotation est supprimée par la présence du courant tandis que celle vis-à-vis de la symétrie miroir est supprimée par la présence du champ électrique. Si on suppose alors que le courant, en présence du champ électrique  $\vec{E}$ , induit des couples sur l'aimantation tels que représentés sur la Figure 1.28 (b), alors ces derniers ne peuvent pas exister en même temps que leurs opposés. Ils sont donc autorisés à exister par les symétries du système et, si c'est le cas, ils exerceront donc une action sur l'aimantation.

Sur la Figure 1.29, nous répétons ces opérations de symétrie pour l'ensemble des directions de l'aimantation et représentons les champs effectifs associés aux couples présentés juste avant. Le choix de représenter les champs effectifs plutôt que les couples est fait ici pour être cohérent avec la technique de mesure que nous détaillerons plus tard et que nous avons utilisée pour ces travaux. Cette technique permet une mesure directe des champs effectifs en comparant leur action sur l'aimantation à celle d'un champ extérieur.

On remarque ici que ces deux champs effectifs ont des comportements différents lorsque l'aimantation change de direction. Le premier, en vert, conserve la même direction et la même amplitude quelque soit la direction de  $\vec{M}$ . Son action peut ainsi être comparée à celle d'un champ magnétique extérieur uniforme. C'est pourquoi on appellera par la suite cette composante, composante "Field-like" ou FL. Le second, en bleu, change de direction avec la direction de l'aimantation. Si on regarde le plan vertical, il reste perpendiculaire à l'aimantation. Aussi son action peut être comparée à celle d'un couple constant, ce qui lui vaut parfois le nom de "torque-like". On retrouve également l'appellation "Slonczewski-like" [Slo96] par analogie avec le couple de transfert de spin ou encore "Damping-like" ou DL. Cette dernière appellation vient de son orientation perpendiculaire à l'aimantation qui, si cette dernière est planaire et perpendiculaire à la direction du courant, s'oppose ou s'ajoute à l'amortissement (en anglais "damping") dans le cas de la précession de l'aimantation. Il peut d'ailleurs dans certains cas permettre de compenser exactement cet amortissement afin d'entretenir l'oscillation de l'aimantation dans le cadre par exemple d'oscillateurs magnétiques [DSY<sup>+</sup>14]. C'est cette dernière appellation que nous utiliserons dans la suite de ce manuscrit.

### 1.3.2 Origines des couples de spin-orbite

Dans cette partie, on considère une bicouche composée d'un matériaux ferromagnétique (FM) sur une couche de métal lourd (HM). L'aimantation de la couche ferromagnétique est perpendiculaire et on injecte un courant dans le plan des couches (figure 1.30).

#### a) Effet Hall de spin

Comme nous l'avons vu précédemment, il est possible de créer un courant de spin

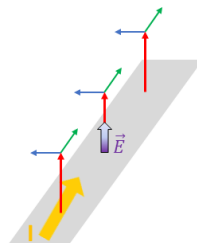
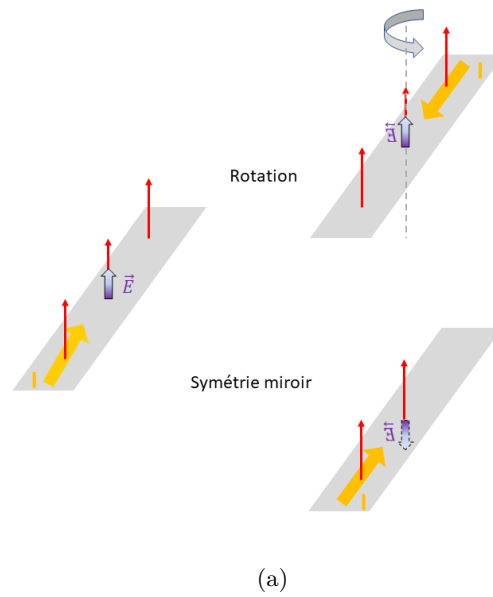


FIGURE 1.28 – Transformations par rotation et symétrie miroir d'une piste ferromagnétique à aimantation perpendiculaire en présence d'un champ électrique  $\vec{E}$  uniforme perpendiculaire à la piste. (a) Rotation et symétrie miroir d'une piste magnétique à aimantation perpendiculaire dans laquelle est injectée un courant planaire en présence d'un champ électrique perpendiculaire. (b) Cette même piste avec la représentation de couples éventuels induits par le courant.

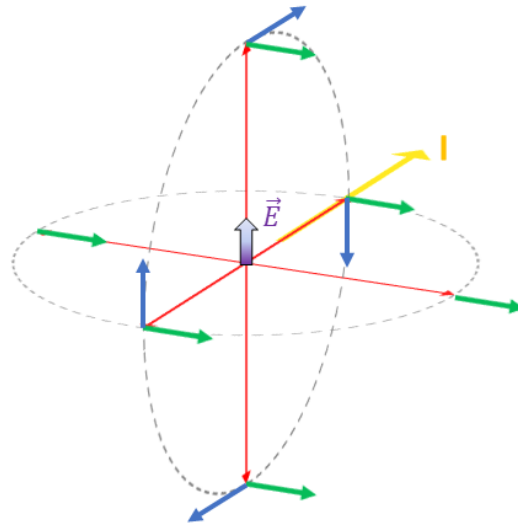


FIGURE 1.29 – Directions autorisées pour les champs effectifs associés aux couples sur l'aimantation induits par le courant via l'interaction spin-orbite.

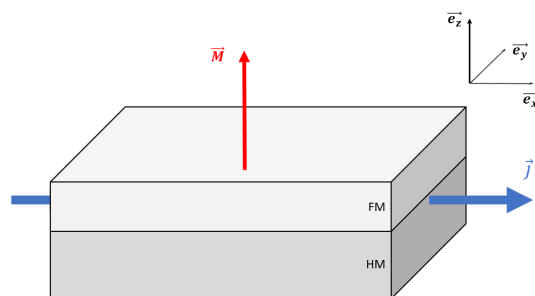


FIGURE 1.30 – Bicouche composée d'un matériau ferromagnétique (FM) à aimantation perpendiculaire déposé sur une couche de métal lourd (HM).

en injectant un courant dans un matériau à fort couplage spin-orbite. Intéressons nous maintenant à la façon dont ce courant de spin agit sur l'aimantation d'un matériau ferromagnétique mis en contact avec ce matériau à fort couplage spin-orbite. L'absorption d'un courant de spin par une couche ferromagnétique entraîne un phénomène connu sous le nom de couple de transfert de spin. Il a largement été étudié dans le cadre de structures de type vanne de spin dans laquelle l'une des deux couches est considérée comme fixe et polarise le courant qui va ensuite exercer un couple sur l'aimantation de la seconde couche, considérée elle comme étant libre. Dans notre cas, le courant de spin n'est pas le résultat de la polarisation du courant de charge par une première couche ferromagnétique, mais est obtenu grâce à l'effet Hall de spin dans une couche de métal à fort couplage spin-orbite. Comme nous l'avons vu plus haut, dans le cas de couches minces, on obtient un courant de spin dans la direction transverse à l'injection du courant avec une polarisation des spins suivant  $\vec{j} \times \vec{n}$  où  $\vec{j}$  représente la densité de courant et  $\vec{n}$  un vecteur unitaire normal à l'interface FM/HM.

Dans le cas de l'effet Hall de spin, le couple agissant sur l'aimantation peut s'écrire :

$$\vec{T} = \frac{\theta_H \hbar j_0}{2e\mu_0 M_S t_{FM}} (\tau_D \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{e}_y) + \tau_F \vec{M} \times \vec{e}_y) \quad (1.28)$$

avec  $\theta_H$  l'angle de Hall,  $j_0$  la densité de courant et  $t_{FM}$  l'épaisseur de la couche ferromagnétique. Les deux termes  $\tau_D$  et  $\tau_F$  s'expriment en fonction de la longueur de diffusion de spin  $l_{SF}$ , de la conductivité du matériau non magnétique  $\sigma_{NM}$  et de la "spin mixing conductance". La "spin mixing conductance"  $G^{\uparrow\downarrow}$  est un paramètre complexe introduit par Brataas *et al.* [BNB00] qui permet de décrire le transport de spin à l'interface. On notera que  $\tau_D$  et  $\tau_F$  sont indépendants de l'aimantation, de sorte que les directions des deux composantes du couple  $\vec{T}$  ne dépendent que des produits vectoriels. On peut finalement donner l'expression des deux composantes "Field-Like",  $T_{FL}^{\vec{}}$ , et "Damping-like",  $T_{DL}^{\vec{}}$  :

$$T_{FL}^{\vec{}} = \frac{\theta_H \hbar j_0}{2e\mu_0 M_S t_{FM}} \tau_F \vec{M} \times \vec{e}_y \quad (1.29)$$

$$T_{DL}^{\vec{}} = \frac{\theta_H \hbar j_0}{2e\mu_0 M_S t_{FM}} (\tau_D \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{e}_y)) \quad (1.30)$$

### 1.3.2.1 Effet d'interface

Dans un empilement de type HM/FM, la présence d'un champ électrique à l'interface entre les deux couches est à l'origine d'une réorientation des spin du courant lorsque celui-ci est injecté dans le plan des couches. Nous allons maintenant voir quels mécanismes permettent à cet effet Rashba de créer des couples sur l'aimantation.

**a) Couple Field-like** La composante Field-like dans le cas de l'effet Rashba est assez intuitive. Il suffit d'associer à la polarisation des électrons du courant l'effet de l'interaction d'échange entre ces électrons et les électrons localisés  $d$  du matériau ferromagnétique responsables de l'aimantation. En prenant en compte ces deux effets, l'Hamiltonien dans le cadre d'un gaz d'électrons en 2 dimensions peut s'écrire de la façon

suivante[GM11] :

$$\mathcal{H} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} + \alpha_R(\vec{k} \times \vec{e}_z)\vec{\sigma} - J\frac{\vec{M}}{M_S}\vec{\sigma} \quad (1.31)$$

avec  $M_S$ , l'aimantation à saturation,  $\frac{\vec{M}}{M_S}$  est ainsi un vecteur unitaire sans dimension dont la direction est celle de l'aimantation,  $\alpha_R$  le coefficient associé à la force de l'effet Rashba,  $\vec{\sigma}$  les matrices usuelles de Pauli et  $J$  la constante d'échange entre les spins des électrons de conduction et les moments locaux de FM. D'après Manchon & Zhang [MZ08][MZ09], on peut écrire le champ magnétique  $B_R$  associé à l'effet Rashba de la façon suivante :

$$\mathcal{H}_R = \alpha_R(\vec{k} \times \vec{e}_z) = \mu_B \vec{\sigma} \cdot \vec{B}_R \quad (1.32)$$

$$\vec{B}_R = J\frac{\langle \delta \vec{\sigma} \rangle}{M_S} = -\frac{m_e^* \alpha_R}{e\hbar M_S} P j(\vec{e}_z \times \vec{e}_x) \quad (1.33)$$

avec  $\vec{j} = j\vec{e}_x$  la densité de courant injectée,  $\langle \delta \vec{\sigma} \rangle$  la densité de spin hors équilibre,  $\alpha_R$  le coefficient Rashba,  $P$  la polarisation. On obtient ainsi un couple  $T_R$  par unité de volume agissant sur l'aimantation :

$$\vec{T}_R = \frac{\vec{M}}{M_S} \times J\langle \delta \vec{\sigma} \rangle = \frac{m_e^* \alpha_R}{e\hbar M_S} P j(\vec{M} \times \vec{e}_y) \quad (1.34)$$

Cette première approche naïve de l'effet Rashba montre que ce dernier peut-être à l'origine d'un couple de type "Field-like" sur l'aimantation.

### b) Couple Damping-like

La présence de la composante Damping-like associée à l'effet Rashba est elle bien moins évidente. Les deux théories les plus couramment retrouvées dans la littérature sont basées soit sur l'hypothèse d'une différence entre les temps de relaxation pour les spins *up* et *down* [KMGA04b] [ERH07] [MGG<sup>+</sup>11] [Sil04] [GIB<sup>+</sup>02] [GP03] [PM12] [OWCM13] soit sur l'hypothèse de l'influence du phénomène de relaxation de spin associé à la structure de bande et plus particulièrement en considérant les différences de populations des électrons majoritaires et minoritaires [WM12] [KSR<sup>+</sup>12] [PM12]. On retrouve également des théories basées sur la considération du système hors équilibre avec des phases successives d'accélération de l'électron par le champ électrique suivies d'événements de diffusion [SCN<sup>+</sup>04] [KSF<sup>+</sup>14] [Mur03]. La composante de couple additionnelle vient dans ce cas des phases d'accélération. Enfin, on retrouve plus récemment l'idée de l'influence des courbures de Berry [KSF<sup>+</sup>14]. Au final, le couple Rashba total agissant sur l'aimantation peut dans notre cas (aimantation suivant  $\vec{e}_z$ , courant injecté dans le plan de couches suivant  $\vec{e}_x$ ) s'écrire sous la forme suivante :

$$\vec{T} = \tau_{FL}\vec{M} \times \vec{e}_y + \tau_{DL}\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{e}_y) \quad (1.35)$$

Avec  $\tau_{FL}$  et  $\tau_{DL}$  indépendant de la direction de  $\vec{M}$ .

### 1.3.2.2 Description unifiée

En 2012, Aurélien Manchon a montré par une approche diffusive que les couples de spin-orbite induits par effet Rashba et effet Hall de spin pouvaient tous les deux s'écrire sous la forme [Man12] :

$$\vec{T} = T_{\parallel} \vec{m} \times \vec{e}_y + T_{\perp} \vec{m} \times (\vec{e}_y \times \vec{m}) \quad (1.36)$$

Soit comme la somme d'une composante de type Field-like ( $T_{\parallel}$ ) et d'une composante de type Damping-like ( $T_{\perp}$ ). L'importance relative de  $T_{\parallel}$  et  $T_{\perp}$  dépend très fortement de mécanismes comme le déphasage de spin et la relaxation de spin. Haney *et al.* [HLL<sup>+</sup>13] ont un peu plus tard proposé un modèle diffusif pour calculer ces deux composantes. En supposant que l'intégralité de la composante transverse du courant de spin est absorbée et en négligeant les phénomènes de spin-flip, on peut exprimer le couple total agissant sur l'aimantation de la façon suivante :

$$\vec{T} = \frac{\gamma}{\tau_{ex} M_S} \vec{M} \times \vec{s} + \frac{\gamma}{\tau_{dp} M_S^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{s}) \quad (1.37)$$

Avec  $\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar}$  le facteur gyromagnétique,  $M_s$  l'aimantation à saturation,  $\vec{M}$  l'aimantation et  $\vec{s}$  l'accumulation de spin,  $\tau_{ex}$  le temps de précession dans le champ d'échange et  $\tau_{dp}$  un temps caractéristique associé au phénomène de déphasage. Lorsque les spins arrivent en un point, ils peuvent avoir précessé de manière différente, ce qui peut engendrer un déphasage entre les différents spins. Il peut y avoir plusieurs origines comme une variation de la direction de la vitesse des électrons sur la surface de Fermi, ou un retard dû à des événements de diffusion. Ce phénomène de déphasage tend à réduire la composante de l'accumulation de spin transverse à l'aimantation. Le premier terme de l'équation 1.37 correspond au phénomène de précession dans le champ d'échange et le second terme au couple sur l'aimantation dû à la composante de l'accumulation de spin transverse à l'aimantation.

## 1.3.3 Les effets de l'oxydation

### 1.3.3.1 Influence de l'oxydation sur l'anisotropie

Nous avons vu plus haut comment l'action du champ cristallin alliée à l'action du couplage spin-orbite permettait d'obtenir une anisotropie de l'aimantation dans un matériau cristallin. Comme nous l'avons vu, l'anisotropie magnétocristalline est relativement faible dans les matériaux 3d dans lesquels le moment orbital joue un rôle limité. Cependant, il a été montré dans des multichouches associant notamment du cobalt à des matériaux lourds comme le platine, que ces échantillons présentaient une très forte anisotropie perpendiculaire au plan des couches [CMS85]. Cette anisotropie hors du plan montre la présence d'un terme d'anisotropie de surface très importante. On rappelle que l'énergie d'anisotropie d'un échantillon dépend de plusieurs termes qui peuvent être répartis en deux catégories : les termes de volume (magnétocristalline, champ démagnétisant) et les termes de surfaces. Ces observations ont été faites au milieu du  $XX^{\text{ème}}$

siècle [Née54] [Née56][GM68] sans qu'on ne soit capable à l'époque de réellement expliquer l'origine de l'anisotropie de surface. Ce n'est que bien plus tard dans des études associant des métaux de transitions  $3d$  et des métaux lourds que l'idée d'une hybridation des orbitales  $3d$  de la couche FM et  $5d$  du métal lourd associée à un fort couplage spin-orbite a été proposée [NKS<sup>+</sup>98][WWF93]. La présence d'une forte anisotropie perpendiculaire dans les échantillons de type Co/Pt,Pd,Au,W,Mo [BKDH89][YKK05] est principalement due à la présence à l'interface de métal lourd (avec un fort couplage spin-orbite). C'est pourquoi on a longtemps pensé que la présence de ce métal lourd était essentielle pour avoir une anisotropie magnétique perpendiculaire (PMA). Il a cependant été montré dans les années 2000 que des interfaces de type métal ferromagnétique/oxyde pouvaient également présenter une forte anisotropie magnétique perpendiculaire [MRA<sup>+</sup>02][RAD<sup>+</sup>03][RMD<sup>+</sup>09][NRAD09]. Cette PMA peut être d'amplitude comparable à celle obtenue dans le cas d'échantillons FM/HM [JBdBdV96]. Il a par la suite été montré, notamment par des calculs *ab initio* sur les interfaces Co/MgO et Fe/MgO, que la PMA montre une très forte dépendance avec les états d'oxydation [YCD<sup>+</sup>11]. Elle est la conséquence du faible couplage spin-orbite dans le matériau FM qui entraîne une levée de dégénérescence des orbitales  $3d$ , et d'une hybridation entre les orbitales  $3d$  du matériau ferromagnétique et  $2p$  de l'oxygène à l'interface entre l'oxyde et le matériau ferromagnétique [DC17]. Ces propriétés des oxydes, et plus particulièrement de la présence d'oxygène à l'interface avec le matériau FM, et leur impact sur l'anisotropie, nous ont poussés à étudier l'importance qu'ils pouvaient également avoir sur les couples de spin-orbite.

#### 1.3.4 Débat sur l'origine physique des couples de spin-orbite.

Nous venons de le voir, les effets d'interface et de volume sont tous deux capables de générer des couples de type "Field-like" et "Damping-like". Il est donc *a priori* assez difficile de les distinguer dans des empilements comme les tricouches métal lourd/métal ferromagnétique/oxyde (HM/FM/Ox) dans lesquels tous deux peuvent être présents. On comprend alors assez bien que lorsqu'il a été montré qu'il était possible de créer des couples sur l'aimantation de la couche ferromagnétique en injectant un courant dans le plan des couches, l'origine physique de ces couples a été l'objet de débat et source de très nombreuses publications. Ce débat a été initié par les travaux de Miron *et al* au début des années 2010. Ils ont montré dans des empilements Pt/Co/AlOx qu'il était possible de créer des couples sur l'aimantation de la couche de cobalt en injectant un courant dans le plan [MGA<sup>+</sup>10][MGG<sup>+</sup>11]. Ils attribuent alors ces couples principalement à l'action d'un effet Rashba à la fois à l'interface Pt/Co et Co/AlOx. Ils se basent notamment sur les travaux de Kato *et al*. [KMGA04a] et de Engel *et al*. [ERH07] qui ont montré, quelques années auparavant dans des échantillons à base de InGaAs, la possibilité d'obtenir une composante hors du plan de l'accumulation de spin dans le cas d'un effet Rashba. L'amplitude des champs effectifs mesurés ( $\approx 80 - 90 mT$  pour  $10^8 A.cm^2$ ) semble également renforcer cette idée. En effet, à l'époque, les valeurs reportées d'angle de Hall ( $0,004 < \theta_H < 0,076$ ) et de longueur de diffusion de spin ( $3nm < l_{SF} < 14nm$ ) dans le cas du platine [KOS<sup>+</sup>07] [MVP<sup>+</sup>10] [ATH<sup>+</sup>08] [VKO07] [LMRB11] ne permet-



taient pas d'expliquer un champ effectif induit par effet Hall de spin supérieur à  $16mT$  pour  $10^8 A.cm^2$ . Afin de confirmer l'importance de l'interface et notamment de l'interface Co/AlOx, ils ont réalisé des mesures sur un empilement présentant une variation d'épaisseur de la couche d'aluminium. En réalisant une oxydation uniforme sur l'ensemble de la plaque, ils obtiennent une variation de la concentration d'oxygène dans la couche d'alumine et donc à l'interface Co/AlOx. Il avait été montré un peu avant au sein du laboratoire SPINTEC que cette variation de concentration d'oxygène à l'interface FM/Ox jouait un rôle important dans le mécanisme d'anisotropie perpendiculaire de l'aimantation [MRA<sup>+</sup>02] [RMD<sup>+</sup>09] [NRAD09]. Ils ont alors observé que l'amplitude maximale des couples agissant sur l'aimantation était obtenue pour la zone du gradient d'épaisseur correspondant à la plus forte anisotropie magnétique perpendiculaire. Cette observation semblait confirmer l'origine interfaciale de ces couples puisque dans ce même temps la couche de platine, et donc son éventuelle contribution via l'effet Hall de spin, restait inchangée.

Peu après, à l'Université de Cornell, USA, le groupe de Robert Buhrman proposait des expériences similaires dans des empilements Pt/Co/AlOx et Ta/CoFeB/MgO mais leurs conclusions étaient bien différentes. En effet, dans leurs premières publications sur le sujet, ils présentent des mesures de couples de spin-orbite ne présentant qu'une seule composante, la composante "Damping-like" [LLG<sup>+</sup>12][LPL<sup>+</sup>12].

L'absence de couple "Field-like" les mène tout naturellement vers une explication basée uniquement sur l'effet Hall de spin dans le platine et le tantale. C'est ainsi qu'a commencé ce débat. Leur argument repose sur les explications données plus haut : si l'on considère que l'effet Rashba peut produire un champ effectif perpendiculaire au plan des couches suffisamment important pour provoquer le retournement de l'aimantation, la composante "Field-like" doit être encore plus importante. En l'absence de composante "Field-like" mesurable, on peut alors exclure la contribution de l'effet Rashba. L'absence de couple "Field-like" dans les empilements de type Ta/CoFeB/MgO ou Pt/Co/AlOx a depuis été contredite par les travaux de Hayashi *et al.* [KSH<sup>+</sup>13], par ceux de Marc Drouard durant sa thèse au laboratoire SPINTEC [Dro14], par des études menées au sein d'autres groupes [PKB<sup>+</sup>10] [MGA<sup>+</sup>10] [SFI<sup>+</sup>11] mais également plus récemment au sein du groupe de R. Buhrman [OPS<sup>+</sup>16]. Il faut enfin noter que toutes ces publications s'accordent à trouver dans le cas du Ta/CoFeB/MgO un FL presque 4 fois supérieur au DL. Une description de ces couples basée sur un effet unique, qu'il soit de volume ou d'interface, semblerait alors bien naïve et une combinaison des deux contributions permet de bien mieux décrire ces phénomènes. La question de l'importance relative des deux contributions reste elle non résolue. En 2013, Haney *et al.* [HLL<sup>+</sup>13] proposent une description unifiée des couples de spin-orbite dus à l'effet Hall de spin et aux effets interfaciaux basée sur l'équation de Boltzmann. Ils concluent notamment que si les effets de volume et d'interface peuvent être à l'origine des deux composantes de couple, ils n'y contribuent pas dans les mêmes proportions. On s'attend ainsi dans le cas d'un effet interfacial à obtenir une composante "Field-like" très supérieure à la composante "Damping-like". Tandis que dans le cas de l'effet de volume, on s'attend à obtenir une composante "Damping-like" bien supérieure à la composante "Field-like".

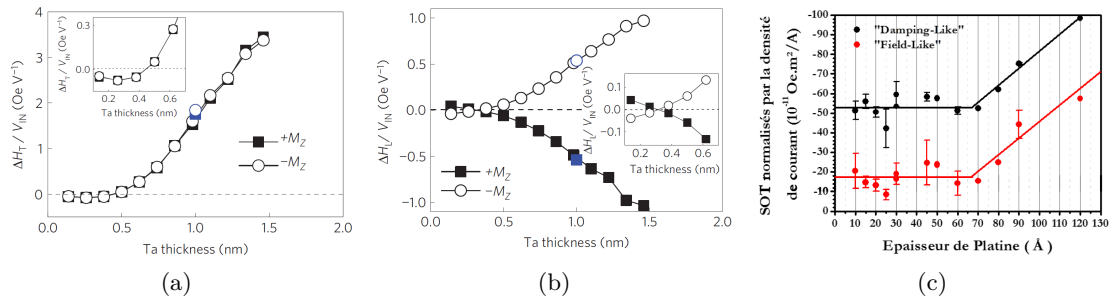


FIGURE 1.31 – Amplitude des champs effectifs associés aux couples de spin-orbite en fonction de l'épaisseur de métal lourd (a) et (b) dans des échantillons Ta/CoFeB/MgO (figures tirées de [KSH<sup>+</sup>13]) (c) dans des échantillons Pt/Co/AlOx (figure tirée de [Dro14]). (a) Amplitude du champ effectif associé au couple FL normalisée par la tension appliquée en fonction de l'épaisseur de tantale. En insert, zoom sur les mesures à faibles épaisseurs. (b) Amplitude du champ effectif associé au couple DL normalisée par la tension appliquée en fonction de l'épaisseur de tantale. En insert, zoom sur les mesures à faibles épaisseurs. (c) Amplitude des champs effectifs associés au couple FL (en rouge) et DL (en noir) normalisée par la densité de courant appliquée en fonction de l'épaisseur de platine.

Une des premières idées que l'on peut avoir lorsque l'on souhaite étudier l'importance relative des effets de volume et d'interface est de faire varier le rapport surface/volume en faisant varier l'épaisseur des couches. C'est avec cette idée que Kim *et al.* ont étudié les variations de l'amplitude des champs effectifs associés aux couples "Field-like" et "Damping-like" en fonction de l'épaisseur de la couche de tantale. Ces résultats sont présentés sur la figure 1.31 (a) pour la composante FL en fonction de l'épaisseur de tantale et sur la figure 1.31 (b) pour la composante DL. Ces mesures ont été réalisées dans des empilements Ta/CoFeB/MgO. Il y a deux choses très intéressantes à noter sur ces courbes. La première est que les deux composantes varient de façon similaire avec l'épaisseur de tantale. Lorsque l'épaisseur de tantale augmente, l'amplitude des deux champs effectifs FL et DL augmente. Ceci pourrait laisser penser que ces deux composantes sont issues du même phénomène lié au volume du tantale, puisque lorsque ce dernier augmente, l'effet mesuré augmente. La seconde est que dans les deux cas, pour les faibles épaisseurs (courbes en insert) on observe un changement de signe des champs effectifs lorsque l'épaisseur de tantale varie. Ce changement de signe dénote la compétition de deux effets et laisse penser qu'une description basée uniquement sur l'effet Hall de spin dans le tantale est incomplète. Dans les travaux de Marc Drouard, on retrouve une similitude entre les variations des champs effectifs FL et DL en fonction de l'épaisseur de métal lourd (figure 1.31 (c)). Si on n'observe pas de changement de signe, on observe deux régimes de variation de ces champs en fonction de l'épaisseur de platine. Ainsi, pour des épaisseurs de Ta inférieures à 7 nm, les champs effectifs semblent ne pas varier avec cette dernière, ce qui laisse supposer la prépondérance d'un effet d'interface. Il est intéressant de noter que ce régime n'est pas observé dans les résultats de Kim *et al.* ou alors pour des épaisseurs vraiment très faibles inférieures à 0,5 nm. On voit ensuite apparaître un second régime au delà de 7 nm qui voit les champs effectifs varier avec

l'épaisseur de platine. Ces résultats laissent penser que pour les faibles épaisseurs, un effet de type Rashba serait prédominant tandis que pour les épaisseurs plus importantes, ce serait l'effet Hall de spin qui dominerait. Ces deux effets produisant à la fois une composante FL et DL.

Une dernière chose intéressante à noter sur la figure 1.31 (c) est l'absence de saturation des champs effectifs sur la gamme d'épaisseur présentée ici. En effet, d'après la littérature, la longueur de diffusion de spin  $l_{SF}$  dans le platine est comprise entre 1 et 14 nm. On s'attend ainsi à voir apparaître une saturation des champs effectifs produit dans le platine par effet Hall de spin pour des valeurs d'épaisseur comprises dans cette gamme. On voit ainsi avec ces deux exemples, que si des variations d'épaisseur de la couche de métal lourd permettent d'observer des variations des champs effectifs avec différents régimes dans lesquels l'effet Rashba et l'effet Hall de spin sont successivement dominant, il semble difficile dans ce type de structure de s'affranchir de l'un ou l'autre. Les dépendances en température des couples de spin-orbite ont également été étudiées dans ce type de structures sans toutefois permettre d'apporter plus de certitudes quant à leur origine physique [KSM<sup>+</sup>14] [QDN<sup>+</sup>14] [OPS<sup>+</sup>16].

#### 1.3.4.1 Effet de l'oxydation sur les couples de spin-orbite

Ces dernières années, les études sur les couples de spin-orbite ne se limitent plus à la compréhension et à l'optimisation des couches ferromagnétiques et de métal lourd mais commencent également à s'intéresser à l'influence de la couche d'oxyde. À l'origine, la couche d'oxyde a été utilisée dans ces multicouches principalement pour deux raisons : la première étant de donner à la structure une rupture de symétrie structurelle, et la seconde étant de se rapprocher de la structure d'une demi jonction tunnel en vue de possibles applications pour l'écriture dans des cellules de mémoire magnétique par exemple. Il a été montré récemment qu'il était possible d'obtenir des couples sur l'aimantation en l'absence de métal lourd [DWYH14] [ENB<sup>+</sup>16], laissant ainsi supposer que la contribution de l'interface FM/Oxyde jouait également probablement un rôle dans les phénomènes de couples de spin-orbite.

Une autre étude réalisée par Yu *et al.* a montré qu'il était possible de se passer du champ magnétique extérieur pour obtenir le renversement de l'aimantation en introduisant une asymétrie latérale à l'empilement via un gradient d'oxydation [YUF<sup>+</sup>14]. Cette asymétrie permettrait d'obtenir une composante de champ magnétique effectif suivant la direction normale au plan des couches. Ce champ effectif est très sensible au degré d'oxydation au niveau de l'interface, comme le montre la Figure 1.32. Cette étude a été complétée par une comparaison de ce champ effectif supplémentaire dans des échantillons avec des couches d'oxyde de nature différente (TaOx et MgO) [YCA<sup>+</sup>14]. Les résultats obtenus suggèrent que la nature de l'oxyde n'est pas le paramètre le plus important, et que c'est l'asymétrie dans la concentration d'oxygène à l'interface qui semble être essentielle. L'influence de la couche d'oxyde a également été étudiée par Akyol *et al.* dans des échantillons de type  $Hf/CoFeB/Ox$  [AAY<sup>+</sup>15]. Ils ont pu montrer dans ce type de structure que la nature de la couche d'oxyde pouvait avoir une influence très importante

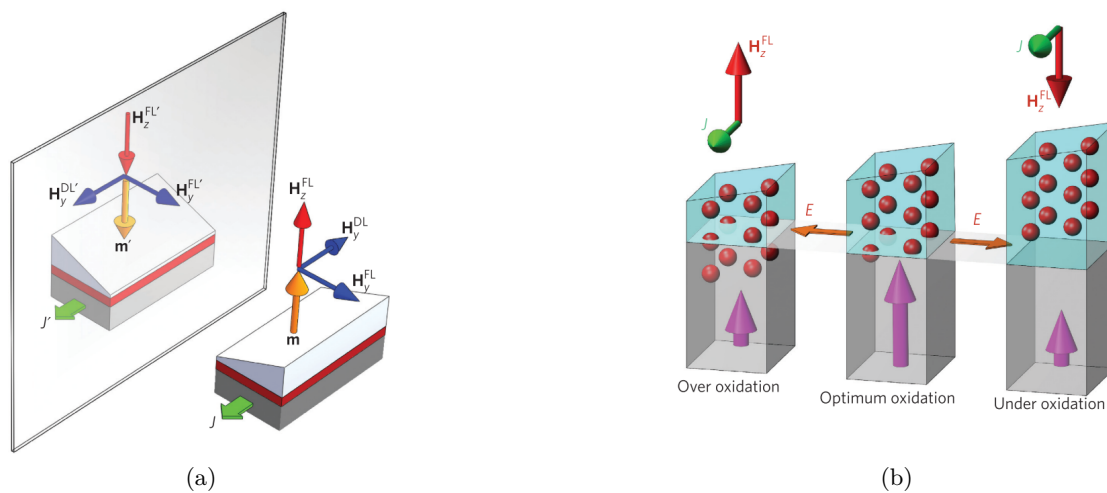


FIGURE 1.32 – (a) Le champ magnétique effectif perpendiculaire induit par l'asymétrie structurale latérale et son image miroir. La présence de ce nouveau champ effectif induit par la rupture de symétrie latérale permet de déterminer de façon unique la composante de l'aimantation suivant l'axe  $z$  pour une direction donnée du courant, permettant ainsi un renversement déterministe sans avoir à appliquer de champ magnétique externe. (b) Représentation schématique de l'interface FM/Oxyde illustrant la répartition non uniforme de l'oxygène. La répartition de charge qui en résulte serait à l'origine d'un champ électrique le long de l'interface, qui lui même serait vu par les électrons du courant comme une composante verticale de champ magnétique. Les sphères rouges représentent les atomes d'oxygène et les flèches roses correspondent à la PMA dans la couche FM. Issue de [YUF<sup>+</sup>14]

sur les deux composantes (HL et FL) des couples de spin-orbite suggérant que l'ensemble de la structure HM/FM/Ox devait être prise en compte lors de l'interprétation des mesures de couples de spin-orbite. [KCK<sup>+</sup>17]

## 1.4 Objectifs de la thèse

C'est dans ce contexte que nous avons décidé de proposer un nouveau type d'échantillon permettant d'étudier la seule contribution de l'interface métal ferromagnétique/oxyde. Afin de supprimer toute contribution de volume du métal lourd, nous avons décidé de supprimer cette couche en réalisant des échantillons constitués d'une couche de métal ferromagnétique prise en sandwich entre deux couches d'oxyde. Nous l'avons vu dans la section précédente, l'oxydation à l'interface FM/Ox joue un rôle important dans les mécanismes de couples de spin-orbite et d'anisotropie perpendiculaire magnétique. Nous avons pour objectif de savoir si des couples de spin orbite existent dans de tels empilements malgré l'absence de métal lourd et, si ils existent, d'étudier leur comportement en fonction de la nature de l'interface afin de mieux comprendre le rôle de cette dernière. Avant de présenter les résultats obtenus, nous allons présenter la technique de mesure que nous avons utilisée.

## Chapitre 2

# Mesure quasi-statique par effet Hall anomal

---

Afin de caractériser les couples de spin-orbite (SOT de l'anglais Spin-Orbit Torques) dont nous venons de parler, nous utilisons une technique quasi-statique basée sur l'effet Hall anomal (AHE, de l'anglais Anomalous Hall Effect). Elle permet une mesure directe des champs effectifs associés à ces couples, par la comparaison de leurs effets sur l'aimantation avec ceux dus à l'application d'un champ magnétique extérieur. L'effet Hall anomal nous permet en effet d'estimer la composante hors du plan de l'aimantation. Ainsi, en comparant l'action de la variation du champ extérieur sur cette dernière à l'amplitude des éventuelles oscillations induites par l'injection d'un courant sinusoïdal dans le plan des couches, on peut détecter la présence de champs effectifs et évaluer leur amplitude.

Avant de rentrer dans les détails des signaux mesurés et de la façon dont nous en extrayons les amplitudes des champs effectifs, nous proposons une présentation générale du système de mesure. La méthode jusqu'à présent utilisée au laboratoire pour faire varier la position d'équilibre de l'aimantation consistait à appliquer un champ extérieur proche du plan et à en faire varier l'amplitude. Cette méthode n'était pas adaptée à la caractérisation de nos échantillons puisqu'elle nécessite une anisotropie hors du plan relativement importante que nos échantillons n'ont pas. J'ai donc développé une nouvelle méthode qui consiste à appliquer un champ extérieur d'amplitude constante et à faire varier sa direction et modifier un banc de mesure existant pour l'utiliser.

Après avoir présenté ces deux méthodes de mesure, nous présentons la méthode d'analyse des signaux obtenus qui nous permet d'extraire les différents champs effectifs.

Puis, nous verrons les différents biais de mesures que l'on peut rencontrer et les corrections que nous avons effectuées pour les éliminer. Ce chapitre se terminera par une description rapide des différentes étapes de fabrication des échantillons.

---

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Présentation générale . . . . .</b>	<b>58</b>
<b>2.2</b>	<b>Expression harmonique de la tension de Hall . . . . .</b>	<b>61</b>
2.2.0.1	Variation de l'amplitude du champ extérieur : méthode "Fieldscan" . . . . .	62
2.2.0.2	Variation de la direction du champ extérieur : méthode "Anglescan" . . . . .	66
<b>2.3</b>	<b>Analyse des données . . . . .</b>	<b>69</b>
2.3.1	Champs effectifs induits par le courant . . . . .	69
2.3.1.1	Estimation de l'amplitude des champs effectifs "Field-like" et "Damping-like" . . . . .	69
2.3.1.2	Cas simple à deux mesures . . . . .	71
2.3.2	Artéfacts et corrections . . . . .	74
2.3.2.1	Effets thermoélectriques . . . . .	74
2.3.2.2	Effet électromagnétique . . . . .	78
2.3.3	Anisotropie magnétique . . . . .	79
2.3.3.1	Rappels sur l'anisotropie . . . . .	80
2.3.3.2	Estimation de la constante d'anisotropie à partir des mesures d'effet Hall anomal . . . . .	82
<b>2.4</b>	<b>Fabrication des échantillons . . . . .</b>	<b>83</b>
2.4.1	Dépôts des couches minces . . . . .	83
2.4.2	Réalisation des motifs . . . . .	86
<b>2.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>87</b>

---

## 2.1 Présentation générale

Nos échantillons se présentent sous la forme d'une croix comme nous pouvons le voir sur la figure 2.1. L'échantillon représenté ici est composé d'une couche de matériau ferromagnétique prise en sandwich entre deux couches d'oxyde. L'aimantation  $\vec{M}$  de la couche ferromagnétique est représentée en vert et est repérée par les angles  $\varphi_M$  et  $\theta_M$  définis de la façon suivante :  $\theta_M$  est l'angle formé par l'aimantation avec la normale au plan des couches  $\vec{e}_z$  et  $\varphi_M$  est l'angle formé par la projection de  $\vec{M}$  dans le plan des couches ( $\vec{e}_x, \vec{e}_y$ ) et l'axe  $\vec{e}_x$ . La direction d'équilibre de l'aimantation est définie par la somme vectorielle de l'ensemble des champs magnétiques qu'elle subit. Ces champs magnétiques peuvent soit être des champs magnétiques extérieurs que l'on applique, comme ici le champ  $\vec{H}$ , soit des champs effectifs comme le champ d'anisotropie que l'on notera  $\vec{H}_k$  ou encore des champs effectifs dus aux couples de spin-orbite  $H_{SOT}$ . On a ainsi :

$$\vec{M} \parallel H_{eff}^{\vec{}} \quad (2.1)$$

avec

$$H_{eff}^{\vec{}} = \vec{H}_k + \vec{H} + H_{SOT}^{\vec{}}$$

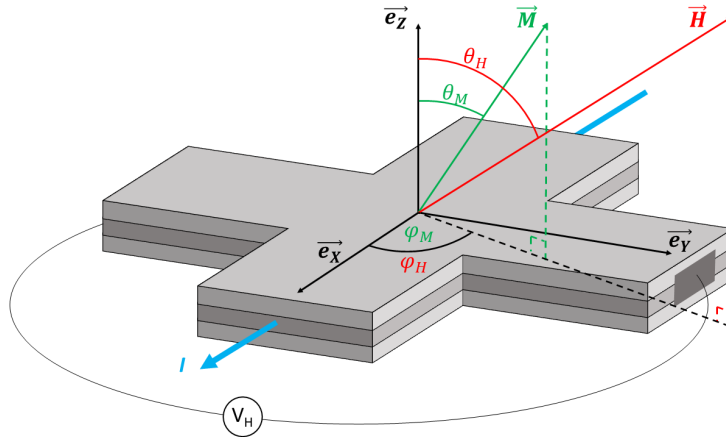


FIGURE 2.1 – Géométrie de la mesure d'effet Hall dans un matériau ferromagnétique

Dans notre cas on considère une anisotropie uniaxiale suivant  $\vec{e}_z$  ainsi si on ne considère que l'action du champ extérieur et de l'anisotropie, l'angle  $\varphi_M$  est égal à  $\varphi_H$ . Par la suite, en l'absence de précision, la notation  $\varphi$  sera utilisée lorsque  $\varphi = \varphi_M = \varphi_H$ .

Lorsqu'on injecte un courant dans un matériau ferromagnétique, comme présenté ici par la flèche bleue sur la figure 2.1, une tension transverse notée  $V_H$  apparaît. Cette tension est principalement due à trois phénomènes : l'effet Hall ordinaire, l'effet Hall anomal et l'effet Hall planaire. Pour rappel, l'effet Hall ordinaire correspond à la manifestation de la force de Lorentz créée par le champ extérieur sur les électrons du courant, et l'effet Hall anomal est lié à des phénomènes plus complexes que nous avons détaillés plus tôt. La tension associée à l'effet Hall anomal est proportionnelle à la composante hors du plan de l'aimantation, tandis que la tension associée à l'effet Hall ordinaire est proportionnelle à la composante perpendiculaire au plan des couches du champ magnétique extérieur. Enfin l'effet Hall planaire correspond à la composante transverse de la magnétorésistance anisotrope [YC71]. Il s'agit d'une variation de la résistance du matériau qui dépend de l'angle formé par la projection de l'aimantation dans le plan des couches et la direction du courant. La tension  $V_H$  peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$V_H = -\frac{\mu_0 H \cos(\theta_H)}{nt_{FM}e} I + R_{AHE} \cos(\theta_M) I + R_{PHE} \sin^2(\theta_M) \sin(2\varphi) I = R_H I \quad (2.2)$$

avec  $n$  le nombre d'électrons par unité de volume,  $e$  la charge élémentaire,  $t_{FM}$  l'épaisseur de la couche FM,  $H$  l'amplitude du champ magnétique extérieur,  $R_{AHE}$  le coefficient associé à l'effet Hall anomal et  $R_{PHE}$  celui associé à l'effet Hall planaire. En général, dans les métaux ferromagnétiques, la contribution associée à l'effet Hall ordinaire est négligeable devant celles associées aux effets Hall anomal et planaire. Comme on peut le voir dans l'expression 2.2 de la tension de Hall, cette dernière dépend à la fois de  $\theta_M$  et  $\varphi$ . Ainsi, une variation de la position d'équilibre de l'aimantation pourra être détectée par une mesure de la tension de Hall. Ces variations de la position d'équilibre peuvent être induites par exemple par un changement de l'amplitude ou de la direction



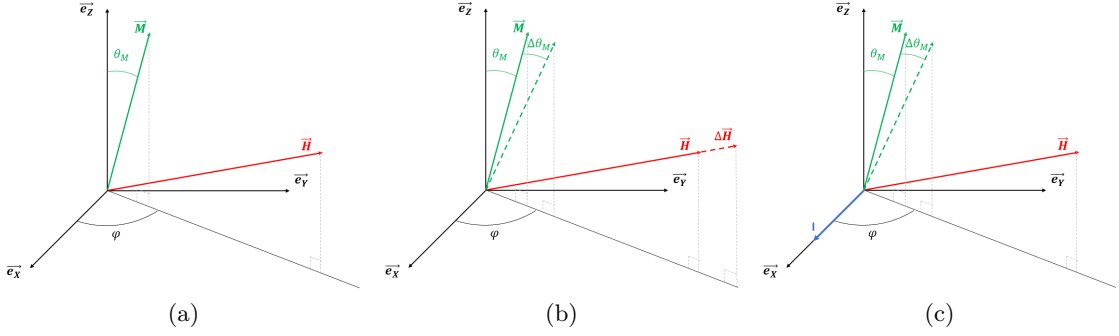


FIGURE 2.2 – Représentation schématique (a) de la position d'équilibre de l'aimantation définie par l'anisotropie et le champ magnétique extérieur. Modification de cette position d'équilibre (b) par une modification de l'amplitude du champ extérieur et (c) par l'action de couples de spin-orbite.

du champ magnétique extérieur ou par la présence de couples induits par le courant via l'interaction spin-orbite.

Afin de caractériser les champs effectifs induits par le courant via l'interaction spin-orbite, on peut comparer la modification de position d'équilibre de l'aimantation qu'ils entraînent à celle due à une modification du champ extérieur. Dans le cas d'un échantillon présentant une anisotropie magnétique uniaxiale perpendiculaire au plan des couches, la position d'équilibre de l'aimantation est déterminée par le champ d'anisotropie et le champ magnétique extérieur  $\vec{H}$  (Figure 2.2 (a)). Une modification de l'amplitude du champ magnétique extérieur  $\Delta\vec{H}$  entraîne une modification de la position d'équilibre de l'aimantation et ici plus particulièrement de l'angle  $\theta_M$ ,  $\Delta\theta_M$  (Figure 2.2 (b)). Lors de l'application d'un courant, la présence de couples de spin-orbite entraîne également la modification de la position d'équilibre  $\Delta\theta_{M_{sot}}$ . La comparaison de  $\Delta\theta_M$  et  $\Delta\theta_{M_{sot}}$  peut alors permettre de connaître l'amplitude des couples de spin-orbite et plus précisément des champs effectifs qui leur sont associés. En utilisant la tension de Hall que nous avons vue précédemment, il est possible de quantifier ces champs effectifs en mesurant la variation de cette dernière due à une modification du champ extérieur et celle due à l'application du courant électrique. Dans la pratique, la mesure de la résistance de Hall se fait en injectant un courant suffisamment faible pour que les éventuels couples de spin-orbite induits par ce courant ne modifient pas la position d'équilibre de l'aimantation. Lorsque l'on souhaite quantifier les couples de spin-orbite, on applique un courant sinusoïdal qui a pour effet de faire osciller l'aimantation autour de sa position d'équilibre. La comparaison de l'amplitude de ces oscillations à la variation de la tension de Hall associée à  $\Delta H$  permet de remonter à l'amplitude des champs effectifs. Afin de caractériser les champs effectifs pour différentes positions de  $\vec{M}$ , on peut soit placer le champ extérieur proche du plan des couches et faire varier son amplitude, on appellera cette méthode la méthode "Fieldscan", soit fixer l'amplitude du champ extérieur et faire varier sa position, on appellera cette seconde méthode la méthode "Anglescan".

## 2.2 Expression harmonique de la tension de Hall

Comme nous venons de le voir, afin de caractériser l'amplitude des champs effectifs, nous injectons un courant sinusoïdal  $I = I_0 \sin(\omega t) = I_0 \sin(2\pi ft)$  avec en général une fréquence  $f = 10Hz$ . Ce courant sinusoïdal fait osciller, grâce à l'interaction spin-orbite, l'aimantation autour de sa position d'équilibre  $(\theta_{M0}, \varphi_0)$  fixée par le champ d'anisotropie magnétique  $\vec{H}_k$  de l'échantillon et le champ magnétique extérieur que nous appliquons  $\vec{H}$ . L'analyse harmonique de la tension de Hall nous permet alors de suivre l'évolution de l'aimantation [GMA<sup>+</sup>13]. On parle de mesure quasi-statique puisque la fréquence du courant est très faible devant la dynamique de l'aimantation. On peut ainsi considérer que les oscillations de cette dernière induites par les SOTs sont en phase avec le courant. Comme précédemment, on notera la tension de Hall  $V_H$  et on négligera l'effet Hall ordinaire qui, dans le cas des métaux ferromagnétiques, est généralement très faible, à cause de la forte densité de porteurs, en comparaison à l'effet Hall planaire et à l'effet Hall anomal. On a alors :

$$V_H = R_{AHE} \cos(\theta_M) I + R_{PHE} \sin^2(\theta_M) \sin(2\varphi) I = R_H I \quad (2.3)$$

Les oscillations de l'aimantation induites par le courant sinusoïdal font varier la résistance de Hall qui peut alors s'écrire comme la somme d'un terme constant associé à la position d'équilibre de  $\vec{M}$  et de deux termes variant en fonction du temps associé aux oscillations suivant  $e_{\vec{\theta}_M}$  et  $e_{\vec{\varphi}}$ .

$$R_H(t) = R_H(\theta_{M0}, \varphi_0) + \Delta\theta_M \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \theta_M} + \Delta\varphi \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \varphi} \quad (2.4)$$

Les oscillations de  $\vec{M}$  étant en phase avec le courant, on peut pour des oscillations de faible amplitude, écrire au premier ordre :

$$\Delta\theta_M = \Delta\theta_{M0} \sin(\omega t) \quad (2.5)$$

et

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 \sin(\omega t) \quad (2.6)$$

on a donc

$$\begin{aligned} R_H(t) &= R_H(\theta_{M0}, \varphi_0) \\ &+ \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \theta_M} \Delta\theta_{M0} \sin(\omega t) \\ &+ \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \varphi} \Delta\varphi_0 \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (2.7)$$

Si on remplace maintenant dans l'expression de la tension de Hall, on a :

$$\begin{aligned} V_H(t) &= I_0 \sin(\omega t) [R_H(\theta_{M0}, \varphi_0) \\ &+ \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \theta_M} \Delta\theta_{M0} \sin(\omega t) \\ &+ \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \varphi} \Delta\varphi_0 \sin(\omega t)] \end{aligned} \quad (2.8)$$

Soit

$$\begin{aligned}
V_H(t) = & I_0 \sin(\omega t) R_H(\theta_{M0}, \varphi_0) \\
& + \left( \frac{1 - \cos(2\omega t)}{2} \right) \left[ \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \theta_M} \Delta \theta_{M0} \right. \\
& \left. + \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \varphi} \Delta \varphi_0 \right] \quad (2.9)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_H(t) = & \frac{1}{2} I_0 \left[ \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \theta_M} \Delta \theta_{M0} + \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \varphi} \Delta \varphi_0 \right] \\
& + R_H(\theta_{M0}, \varphi_0) I_0 \sin(\omega t) \\
& - \frac{1}{2} I_0 \left[ \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \theta_M} \Delta \theta_{M0} + \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \varphi} \Delta \varphi_0 \right] \cos(2\omega t) \quad (2.10)
\end{aligned}$$

$$V_H = R^0 I_0 + R^f I_0 \sin(\omega t) + R^{2f} I_0 \cos(2\omega t) \quad (2.11)$$

Avec

$$R^0 = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \theta_M} \Delta \theta_{M0} + \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \varphi} \Delta \varphi_0 \right] \quad (2.12)$$

$$R^f = R_H(\theta_{M0}, \varphi_0) = R_{AHE} \cos(\theta_{M0}) + R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \sin(2\varphi_0) \quad (2.13)$$

$$R^{2f} = -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \theta_M} \Delta \theta_{M0} + \frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \varphi} \Delta \varphi_0 \right] \quad (2.14)$$

La tension de Hall peut être décomposée en trois termes : un terme constant, un terme ayant la même fréquence que le courant et en phase avec ce dernier et un terme ayant une fréquence deux fois plus élevée et déphasée de  $\frac{\pi}{2}$  par rapport au courant. L'extraction de  $R^f$  permet de connaître la position d'équilibre de l'aimantation tandis que  $R^{2f}$  nous permet de remonter à l'amplitude des oscillations de l'aimantation autour de sa position d'équilibre. Bien que contenant la même information que  $R^{2f}$ ,  $R^0$  n'est pas utilisée pour caractériser les SOTs puisqu'il est bien plus difficile d'extraire un terme constant qui sera noyé au milieu de nombreuses autres sources potentielles de terme constant. Il nous reste maintenant à extraire de  $R^{2f}$  l'amplitude des champs effectifs. Pour cela, comme nous l'avons déjà dit, nous devons être capables de comparer la variation de la tension de Hall induite par le courant à la variation de cette même tension induite par une variation de la position (méthode "Anglescan") ou de l'amplitude (méthode "Fieldscan") du champ extérieur. Commençons par la méthode "Fieldscan".

### 2.2.0.1 Variation de l'amplitude du champ extérieur : méthode "Fieldscan"

La méthode Fieldscan est la technique la plus simple à mettre en œuvre et donc la plus utilisée. Elle consiste à appliquer un champ magnétique proche du plan des couches grâce à un électroaimant, et à faire varier l'amplitude de ce champ afin de modifier la position d'équilibre de l'aimantation. Les échantillons mesurés par cette technique ont une

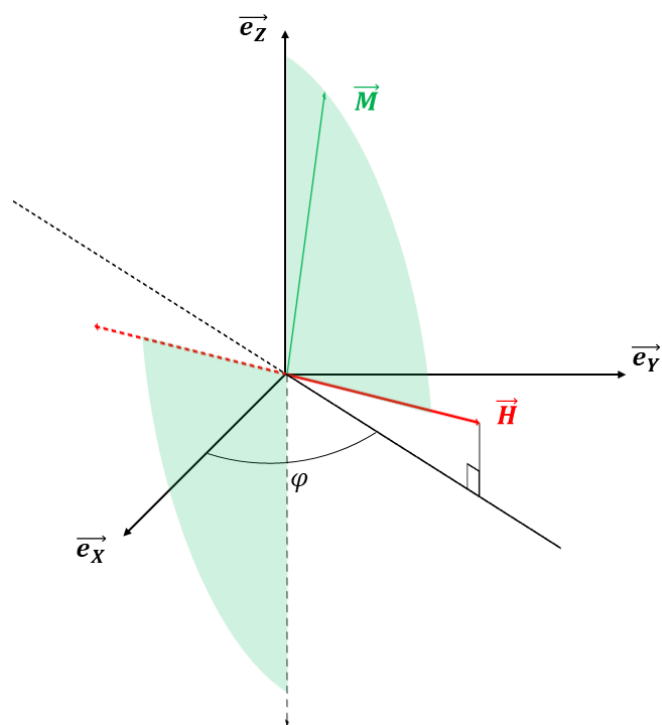


FIGURE 2.3 – Représentation schématique de la géométrie de mesure avec variation de l'amplitude du champ extérieur.

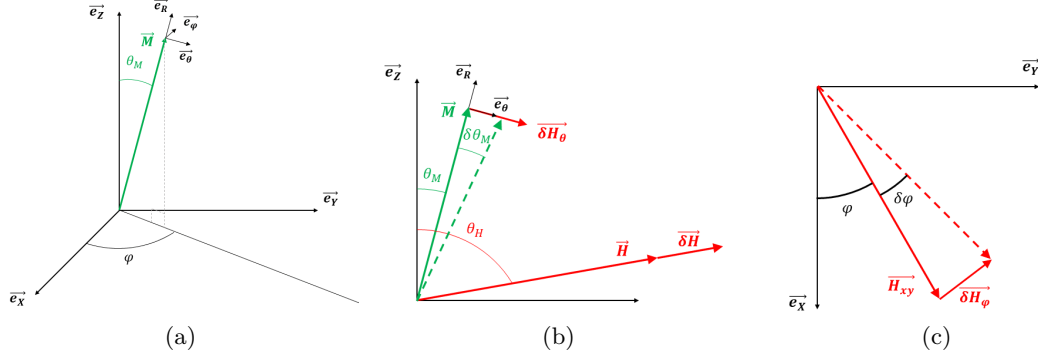


FIGURE 2.4 – Représentation schématique (a) du système de coordonnées polaires associées à l’aimantation, (b) de la variation  $\delta\theta_M$  de l’angle  $\theta_M$  due à une variation  $\delta\vec{H}$  du champ extérieur et (c) de la variation  $\delta\varphi$  de l’angle  $\varphi$  associée à une composante de champ extérieur supplémentaire orientée suivant  $\vec{e}_\varphi$ .

anisotropie perpendiculaire. Ainsi, si on est capable d’appliquer un champ magnétique suffisamment fort, on sera capable pour chaque valeur de  $\varphi$  de déplacer l’aimantation dans les zones vertes sur la figure 2.3. On fait alors varier l’amplitude du champ extérieur par petits pas et la valeur de  $\Delta\vec{H}$  que nous avons vue sur la figure 2.2 (b) est donnée pour le pas  $0 \leq n \leq N$  par  $\Delta\vec{H} = \frac{H_{n+1} - H_{n-1}}{2} \vec{e}_\theta$ .

La figure 2.4 (b), représente schématiquement la variation de l’angle  $\delta\theta_M$  de l’angle  $\theta_M$  due à la variation  $\delta\vec{H}$  du champ extérieur. On considère ici de petites variations de  $\theta_M$ . La projection  $\delta\vec{H}_\theta = \delta H \sin(\theta_H - \theta_M) \vec{e}_\theta$  de cette composante additionnelle sur  $\vec{e}_\theta$  est la seule responsable de la variation de  $\delta\theta_M$ . La projection de  $\delta\vec{H}$  sur  $\vec{e}_R$  ne participe pas à la variation de  $\theta_M$  puisqu’elle est colinéaire à  $\vec{M}$ . Enfin, la figure 2.4 (c) montre la déviation  $\delta\varphi$  de l’angle  $\varphi$  associée à une composante de champ extérieur supplémentaire orientée suivant  $\vec{e}_\varphi$ . On considère ici aussi que la variation de  $\varphi$  est très faible de sorte que  $\sin(\delta\varphi) \approx \delta\varphi$  (avec  $\delta\varphi$  exprimé en radian). Sur cette figure,  $\vec{H}_{xy}$  représente la projection de  $\vec{H}$  dans le plan  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$ . On a ainsi  $H_{xy} = H \sin(\theta_H)$ . Finalement on a

$$\delta H_\theta = \delta H \sin(\theta_H - \theta_M) \quad (2.15)$$

et

$$\delta H_\varphi = H \sin(\theta_H) \delta\varphi \quad (2.16)$$

Il reste alors à comparer l’action des composantes  $H_{I\theta}$  et  $H_{I\varphi}$  suivant  $\vec{e}_\theta$  et  $\vec{e}_\varphi$  des champs effectifs associés aux couples de spin-orbite, à l’action de  $\delta H_\theta$  et  $\delta H_\varphi$ . En notant respectivement  $\Delta\theta_M$  et  $\Delta\varphi$  les variations de  $\theta_M$  et  $\varphi$  dues à l’action de  $H_{I\theta}$  et  $H_{I\varphi}$ , on a :

$$\Delta\theta_M = \frac{\delta\theta_M}{\delta H_\theta} H_{I\theta} = \frac{\delta\theta_M}{\delta H} \frac{1}{\sin(\theta_H - \theta_M)} H_{I\theta} \quad (2.17)$$

et

$$\Delta\varphi = \frac{\delta\varphi}{\delta H_\varphi} H_{I\varphi} = \frac{1}{H \sin(\theta_H)} H_{I\varphi} \quad (2.18)$$

Si on reprend maintenant l'expression du second harmonique de la résistance de Hall, et en remarquant d'après 2.13 que :

$$\frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \theta_M} = \frac{\partial R^f}{\partial \theta_M} = \frac{\partial R^f}{\partial H} \frac{\partial H}{\partial \theta_M} \quad (2.19)$$

et que

$$\frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial \varphi} = \frac{\partial R^f}{\partial \varphi} \quad (2.20)$$

On peut alors écrire d'après 2.14

$$R^{2f} = -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{1}{\sin(\theta_H - \theta_{M0})} H_{I\theta} + \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(2\varphi_0)}{H \sin(\theta_H)} H_{I\varphi} \right] \quad (2.21)$$

Si maintenant on essaie de calculer le terme  $\frac{\partial R^f}{\partial H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0}$ , en remplaçant  $\sin^2(\theta_{M0})$  par  $1 - \cos^2(\theta_{M0})$  on a :

$$\begin{aligned} \frac{\partial R^f}{\partial H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} &= (R_{AHE} - 2R_{PHE} \cos(\theta_{M0}) \sin(2\varphi_0)) \frac{d \cos(\theta_M)}{dH} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \\ &\quad + R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \frac{d \sin(2\varphi)}{dH} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \end{aligned} \quad (2.22)$$

On peut alors remarquer que dans le cas où  $H$  ne présente pas de composante suivant  $\vec{e}_\varphi$  et dans le cas d'une anisotropie uniaxiale, comme ici, le terme  $\frac{d \cos(\theta_M)}{dH} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0}$  contient l'information relative à l'anisotropie de l'échantillon<sup>1</sup>. Il n'est cependant pas nécessaire de connaître ce terme puisque la dérivée  $\frac{\partial R^f}{\partial H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0}$  pourra être directement calculée à partir des données mesurées. En effet, si le pas de mesure choisi est suffisamment petit, on peut écrire pour chaque itération  $n$  :  $\frac{\partial R^f}{\partial H} = \frac{R_{n+1}^f - R_{n-1}^f}{H_{n+1} - H_{n-1}}$ . De plus, les angles  $\theta_H$  et  $\varphi$  associés à  $\vec{H}$ , sont connus puisqu'il sont fixés par l'expérimentateur. Ainsi, en réalisant ces mesures pour différents  $\varphi$  on pourra extraire  $\theta_{M0}$  de  $R^f$  et  $H_{I\theta}$  et  $H_{I\varphi}$  de  $R^{2f}$ .

Cette méthode présente plusieurs limitations. En effet, elle nécessite un échantillon avec une anisotropie perpendiculaire suffisamment forte pour qu'on puisse considérer que l'aimantation est saturée durant toute la mesure. Néanmoins une anisotropie perpendiculaire très forte nous oblige à appliquer un champ extérieur lui aussi très fort pour pouvoir faire varier  $\theta_M$ . Ce champ très fort peut rendre difficile la mesure des oscillations dues aux champs effectifs associés aux SOTs. Ceci est d'autant plus vrai qu'une forte anisotropie associée à la limitation de l'amplitude du champ applicable conduisent à une mesure

1. Dans le cadre d'une anisotropie uniaxiale, si on ne prend en compte que les termes d'anisotropie et d'énergie Zeeman pour déterminer la position d'équilibre de l'aimantation, on a  $\frac{d\xi}{d\theta_M} = \frac{d}{d\theta_M} (K_{eff} \sin(\theta_M) + H \sin(\theta_H - \theta_M)) = 0$  (avec  $\xi$  l'énergie totale du système). On peut alors exprimer  $\theta_M$  en fonction de  $H$  de la façon suivante :  $\theta_M = \arctan \left( \frac{K_{eff} - H \cos(\theta_H)}{H \sin(\theta_H)} \right)$ . On retrouvera ainsi dans l'expression de  $\frac{d \cos(\theta_M)}{dH}$  à la fois le champ extérieur que l'on connaît et la constante d'anisotropie  $K_{eff}$ .

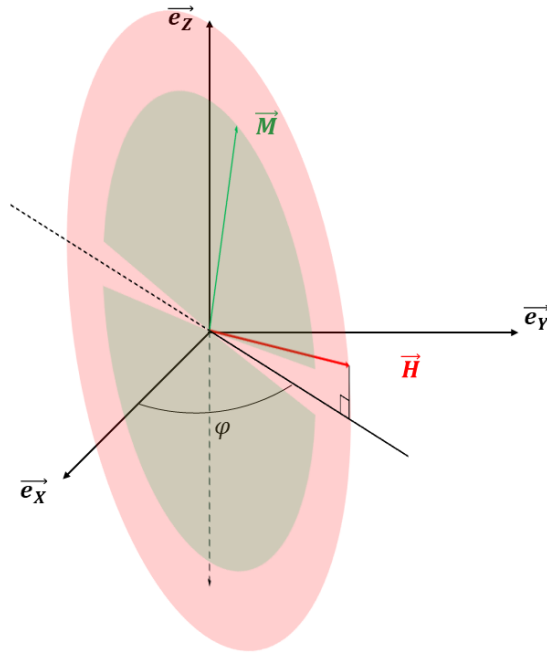


FIGURE 2.5 – Représentation schématique de la géométrie de mesure avec variation de la direction du champ extérieur.

avec de très faibles variations de  $\theta_M$  autour de  $\theta_M = 0$ . Or  $V_{AHE} = R_{AHE} \cos(\theta_M)I$ . On se retrouve donc à essayer de mesurer des variations de  $\theta_M$  induits par le courant très faibles à cause de la forte anisotropie et du fort champ extérieur et tout cela dans la zone où notre technique de mesure est la moins sensible (lorsque  $\theta_M$  est proche de 0,  $\cos(\theta_M)$  varie très peu).

Cette méthode ne permet pas non plus de caractériser des échantillons présentant une anisotropie perpendiculaire faible comme ceux mesurés dans cette thèse. En effet si les échantillons mesurés ne présentent pas de rémanence, ils ne seront pas saturés lorsque l'amplitude du champs appliqué sera faible. Limitant de fait la gamme de variation de  $\theta_M$  exploitable. Il a ainsi fallu adapter la technique de mesure.

### 2.2.0.2 Variation de la direction du champ extérieur : méthode "Anglescan"

Afin de réaliser des mesures sur des échantillons présentant une anisotropie perpendiculaire faible, il est nécessaire d'appliquer un champ extérieur suffisamment fort pour pouvoir saturer l'échantillon. Ceci est une limitation importante lorsque l'on veut faire varier la position d'équilibre de l'aimantation, puisque dès que le champ extérieur devient trop faible, l'aimantation de l'échantillon a tendance à se briser en domaines, rendant impossible l'exploitation des données obtenues. Afin de résoudre ce problème, nous avons décidé de ne plus faire varier l'amplitude du champ extérieur mais l'angle  $\theta_H$ . Pour ce faire, nous avons ajouté un moteur pas à pas pilotable par notre système de mesure sur le support de l'échantillon. Comme on peut le voir sur la figure 2.5, cette méthode de

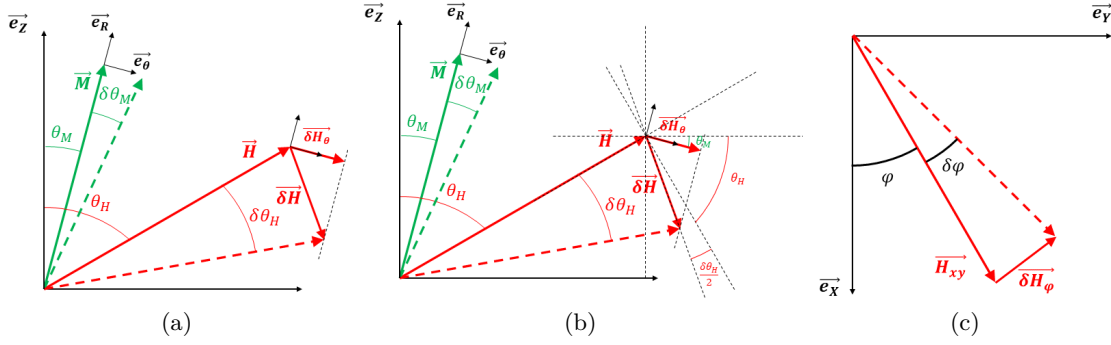


FIGURE 2.6 – Représentation schématique (a) de la variation  $\delta\theta_M$  de l'angle  $\theta_M$  due à une variation  $\delta\theta_H$  de l'angle  $\theta_H$  avec en (b) l'ensemble des traits de construction permettant de calculer la projection  $\delta\vec{H}_\theta$  sur  $\vec{e}_\theta$  de la composante additionnelle  $\delta\vec{H}$  associée à  $\delta\theta_H$ . (c) variation  $\delta\varphi$  de l'angle  $\varphi$  associé à une composante de champ extérieur supplémentaire orientée suivant  $\vec{e}_\varphi$ .  $H_{xy}$  correspond à la projection de  $\vec{H}$  dans le plan  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$ .

mesure permet pour un même angle  $\varphi$  d'atteindre plus de positions différentes pour  $\theta_M$  avec une limitation tout de même autour du plan des couches. En effet, lors du balayage en  $\theta_H$  par exemple de 0 à  $\pi$ , pour  $\theta_H \in [0; \frac{\pi}{2}]$ , l'aimantation  $\vec{M}$  sera "en retard" par rapport à  $\vec{H}$  du fait de l'anisotropie perpendiculaire, et dès que  $\theta_H$  aura passé  $\frac{\pi}{2}$ , l'aimantation passera directement de l'autre côté et se retrouvera "en avance" par rapport à  $\vec{H}$ . Ainsi, la zone qui n'est pas en vert autour du plan sur la figure 2.5 ne pourra pas être explorée. La taille de cette zone dépend à la fois de l'amplitude de  $\vec{H}$  et de l'anisotropie de l'échantillon. Ainsi, pour déterminer l'amplitude à appliquer pour  $\vec{H}$  il faudra tenir compte de plusieurs paramètres. Elle devra être suffisamment élevée, tout d'abord pour que l'échantillon soit saturé tout au long de la mesure et ensuite pour permettre d'avoir une amplitude en  $\theta_M$  importante. Mais en même temps elle devra être suffisamment faible pour ne pas masquer les oscillations dues aux couples de spin-orbite dont l'action est bien plus faible. En pratique, on fait varier l'angle  $\theta_H$  sur un intervalle donné par exemple  $[0; \pi]$ , et pour chaque pas  $0 < n < N$  on a  $\delta\theta_H = \frac{\theta_{Hn+1} - \theta_{Hn-1}}{2}$ . La figure 2.6 (a) présente la variation  $\delta\theta_M$  de l'angle  $\theta_M$  due à la variation  $\delta\theta_H$  de l'angle  $\theta_H$ . Elle fait apparaître la composante additionnelle de champ extérieur  $\delta\vec{H}$  qui équivaut à la variation  $\delta\theta_H$ . La projection  $\delta\vec{H}_\theta$  de  $\delta\vec{H}$  sur  $\vec{e}_\theta$  entraîne la déviation  $\delta\theta_M$  de l'aimantation. On retrouve sur la figure 2.6 (b) les traits de construction permettant d'exprimer  $\delta\theta_H$  et  $\delta\vec{H}_\theta$ . On a ainsi

$$\delta H = 2H \sin\left(\frac{\delta\theta_H}{2}\right) \quad (2.23)$$

et

$$\delta H_\theta = \delta H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right) \quad (2.24)$$

soit

$$\delta H_\theta = 2H \sin\left(\frac{\delta\theta_H}{2}\right) \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right) \quad (2.25)$$



Dans le cas où on prend un pas petit entre deux mesures, on peut écrire  $\sin\left(\frac{\delta\theta_H}{2}\right) \approx \frac{\delta\theta_H}{2}$  (ou  $\sin\left(\frac{\delta\theta_H}{2}\right) \approx \frac{\pi\delta\theta_H}{360}$  si les angles sont exprimés en degrés). On a alors

$$\delta H_\theta = H\delta\theta_H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right) \quad (2.26)$$

La figure 2.6 (c) est équivalente à la figure 2.4 (c) et montre le champ additionnel  $\delta\vec{H}_\varphi$  équivalent à une variation suivant  $\delta\varphi$  de l'angle  $\varphi$ . On peut ainsi écrire :

$$\delta H_\varphi = H \sin(\theta_H)\delta\varphi \quad (2.27)$$

De même que dans le cas de la méthode "Fieldscan", il reste alors à comparer l'action des composantes  $H_{I\theta}$  et  $H_{I\varphi}$  suivant  $\vec{e}_\theta$  et  $\vec{e}_\varphi$  des champs effectifs associés aux couples de spin-orbite à l'action de  $\delta H_\theta$  et  $\delta H_\varphi$ . En notant respectivement  $\Delta\theta_M$  et  $\Delta\varphi$  les variations de  $\theta$  et  $\varphi$  dues à l'action de  $H_{I\theta}$  et  $H_{I\varphi}$ , on a :

$$\Delta\theta_M = \frac{\delta\theta_M}{\delta H_\theta} H_{I\theta} = \frac{\delta\theta_M}{\delta\theta_H} \frac{1}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} H_{I\theta} \quad (2.28)$$

et

$$\Delta\varphi = \frac{\delta\varphi}{\delta H_\varphi} H_{I\varphi} = \frac{1}{H \sin(\theta_H)} H_{I\varphi} \quad (2.29)$$

Si on reprend maintenant l'expression du second harmonique de la résistance de Hall, et en remarquant d'après 2.13 que :

$$\frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial\theta_M} = \frac{\partial R^f}{\partial\theta_M} = \frac{\partial R^f}{\partial\theta_H} \frac{\partial\theta_H}{\partial\theta_M} \quad (2.30)$$

et que

$$\frac{\partial R_H(\theta_{M0}, \varphi_0)}{\partial\varphi} = \frac{\partial R^f}{\partial\varphi} \quad (2.31)$$

On peut alors écrire d'après 2.14

$$R^{2f} = -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial\theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{1}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} H_{I\theta} + \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(2\varphi_0)}{H \sin(\theta_H)} H_{I\varphi} \right] \quad (2.32)$$

On peut maintenant expliciter le terme  $\frac{\partial R^f}{\partial\theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0}$ . En remplaçant  $\sin^2(\theta_{M0})$  par  $1 - \cos^2(\theta_{M0})$  on a :

$$\frac{\partial R^f}{\partial\theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} = (R_{AHE} - 2R_{PHE} \cos(\theta_{M0}) \sin(2\varphi_0)) \frac{d \cos(\theta_M)}{d\theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \quad (2.33)$$

On peut alors remarquer que le terme  $\left. \frac{d \cos(\theta_M)}{d\theta_H} \right|_{\theta_{M0}, \varphi_0}$  contient l'information relative à l'anisotropie de l'échantillon<sup>2</sup>. Il n'est cependant pas nécessaire de connaître ce terme puisque la dérivée  $\left. \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \right|_{\theta_{M0}, \varphi_0}$  pourra être directement calculée à partir des données mesurées. En effet, si le pas de mesure choisi est suffisamment petit, on peut écrire pour chaque itération  $n$  :  $\left. \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \right|_{\theta_{M0}, \varphi_0} = \frac{R_{n+1}^f - R_{n-1}^f}{\theta_{Hn+1} - \theta_{Hn-1}}$ . De plus les angles  $\theta_H$  et  $\varphi$  ainsi que l'amplitude de  $\vec{H}$  sont connus puisqu'ils sont fixés par l'expérimentateur. Ainsi en réalisant ces mesures pour différents  $\varphi$  on pourra extraire  $\theta_{M0}$  de  $R^f$  et  $H_{I\theta}$  et  $H_{I\varphi}$  de  $R^{2f}$ .

Cette méthode est particulièrement adaptée à la caractérisation des échantillons que nous avons étudiés au cours de cette thèse et qui présentent une faible anisotropie perpendiculaire. Quand, pour des faibles valeurs de champ, l'aimantation de l'échantillon se brise en domaines lors de l'utilisation de la méthode "Fieldscan", limitant très fortement l'amplitude de  $\theta_M$  mesurable, la méthode "Anglescan" permet d'atteindre quasiment toutes les positions  $(\theta_M, \varphi)$  de l'espace.

Nous venons de voir avec deux méthodes différentes comment extraire les composantes suivant  $\vec{e}_\theta$  et  $\vec{e}_\varphi$  des champs effectifs  $\vec{H}_{DL}$  et  $\vec{H}_{FL}$  associés aux couples "Damping-like" et "Field-like". Il reste donc maintenant à exprimer  $H_{DL}$  et  $H_{FL}$  en fonction de  $H_{I\theta}$  et  $H_{I\varphi}$ .

## 2.3 Analyse des données

### 2.3.1 Champs effectifs induits par le courant

#### 2.3.1.1 Estimation de l'amplitude des champs effectifs "Field-like" et "Damping-like"

Nous allons maintenant tenter d'extraire l'amplitude des champs effectifs "Field-like" et "Damping-like" à partir du second harmonique de la résistance de Hall. Pour ce faire, on rappelle tout d'abord l'expression de ces champs effectifs :

$$\vec{H}_{FL} = H_{FL} \vec{e}_y \quad (2.34)$$

et

$$\vec{H}_{DL} = H_{DL} \vec{e}_y \times \vec{m} \quad (2.35)$$

où  $H_{FL}$  et  $H_{DL}$  sont respectivement les amplitudes des champs effectifs FL et DL et  $\vec{m}$  un vecteur unitaire orienté suivant la même direction que  $\vec{M}$ . On va maintenant projeter

---

2. De même que précédemment, dans le cadre d'une anisotropie uniaxiale, si on ne prend en compte que les termes d'anisotropie et d'énergie Zeeman pour déterminer la position d'équilibre de l'aimantation, on a  $\frac{d\xi}{d\theta_M} = \frac{d}{d\theta_M} (K_{eff} \sin(\theta_M) + H \sin(\theta_H - \theta_M)) = 0$ . On peut alors exprimer  $\theta_M$  en fonction de  $\theta_H$  de la façon suivante :  $\theta_M = \arctan\left(\frac{K_{eff} - H \cos(\theta_H)}{H \sin(\theta_H)}\right)$ . On retrouvera ainsi dans l'expression de  $\frac{d \cos(\theta_M)}{d\theta_H}$  à la fois le champ extérieur que l'on connaît et la constante d'anisotropie  $K_{eff}$ .

ces champs effectifs dans la base  $(\vec{e}_R, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi)$  définie sur la figure 2.4 (a). On a alors :

$$\vec{H}_{FL} = H_{FL} [\cos(\theta_M) \sin(\varphi) \vec{e}_\theta + \cos(\varphi) \vec{e}_\varphi + \sin(\theta_M) \sin(\varphi) \vec{e}_R] \quad (2.36)$$

et

$$\vec{H}_{DL} = H_{DL} [\cos(\varphi) \vec{e}_\theta - \cos(\theta_M) \sin(\varphi) \vec{e}_\varphi] \quad (2.37)$$

La composante suivant  $\vec{e}_R$  ne créant pas de couple sur l'aimantation, elle sera omise par la suite. En reprenant le formalisme utilisé précédemment, on peut maintenant exprimer  $H_{I\theta}$  et  $H_{I\varphi}$  en fonction de  $H_{DL}$  et  $H_{FL}$ . On a ainsi :

$$H_{I\theta} = H_{FL} \cos(\theta_M) \sin(\varphi) + H_{DL} \cos(\varphi) \quad (2.38)$$

et

$$H_{I\varphi} = H_{FL} \cos(\varphi) - H_{DL} \cos(\theta_M) \sin(\varphi) \quad (2.39)$$

Il ne reste plus qu'à remplacer  $H_{I\theta}$  et  $H_{I\varphi}$  dans l'expression de  $R^{2f}$ . En prenant le cas de la méthode "Anglescan", on rappelle que d'après l'équation 2.32

$$\begin{aligned} R^{2f} = & -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{1}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} H_{I\theta} \right. \\ & \left. + \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(2\varphi_0)}{H \sin(\theta_H)} H_{I\varphi} \right] \end{aligned} \quad (2.40)$$

qui devient alors

$$\begin{aligned} R^{2f} = & -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{1}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} (H_{FL} \cos(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0) + H_{DL} \cos(\varphi_0)) \right. \\ & \left. + \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(2\varphi_0)}{H \sin(\theta_H)} (H_{FL} \cos(\varphi_0) - H_{DL} \cos(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0)) \right] \end{aligned} \quad (2.41)$$

soit

$$\begin{aligned} R^{2f} = & -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{\cos(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0)}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right. \\ & \left. + \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(2\varphi_0) \cos(\varphi_0)}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{FL} \\ & -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{\cos(\varphi_0)}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right. \\ & \left. - \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(2\varphi_0) \cos(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0)}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{DL} \end{aligned} \quad (2.42)$$

### 2.3.1.2 Cas simple à deux mesures

Lorsque l'on regarde l'expression 2.42, on remarque qu'elle se simplifie de façon significative pour des valeurs particulières de  $\varphi$ . Si on prend par exemple le cas  $\varphi = 0$ ,  $R^{2f}$  devient :

$$R_{\varphi=0}^{2f} = -\frac{1}{2} \left[ \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0})}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{FL} \quad (2.43)$$

$$-\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{1}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right] H_{DL}$$

Et dans le cas  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ,  $R^{2f}$  devient :

$$R_{\varphi=90}^{2f} = -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{\cos(\theta_{M0})}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right] H_{FL}$$

$$-\frac{1}{2} \left[ \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(\theta_{M0})}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{DL} \quad (2.44)$$

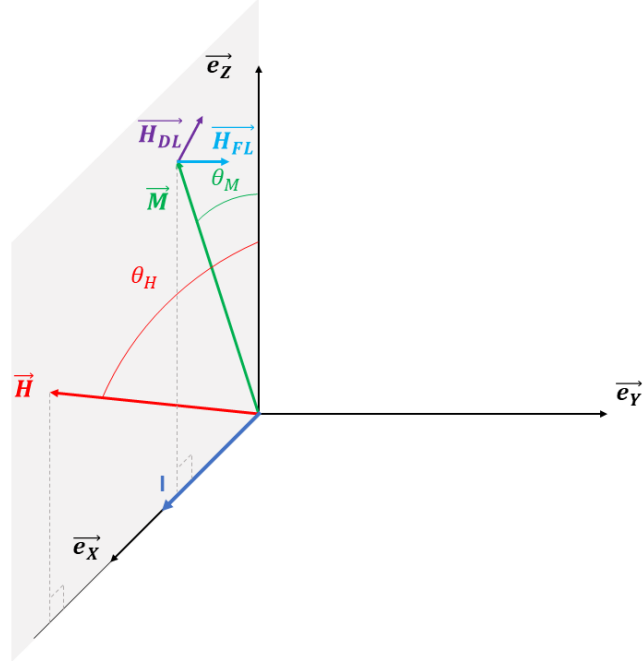
Dans les deux cas, on retrouve un terme lié à la composante FL et un terme lié à la composante DL. De plus, si on regarde les symétries de ces deux termes par rapport à  $\theta_H$ , dans le cas de  $R_{\varphi=0}^{2f}$ , on s'aperçoit que si  $\theta_H \in [0; \pi]$ , les deux termes  $\frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0})}{H \sin(\theta_H)}$  et  $\frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{1}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)}$  sont symétriques par rapport à  $\theta_H = \frac{\pi}{2}$ <sup>3</sup>. Il est ainsi impossible de séparer les composantes FL et DL par des opérations de symétrisation/antisymétrisation de  $R_{\varphi=0}^{2f}$ .

Dans le cas  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ , les deux termes  $\frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{\cos(\theta_{M0})}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)}$  et  $\frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(\theta_{M0})}{H \sin(\theta_H)}$

de  $R_{\varphi=90}^{2f}$  sont antisymétriques par rapport à  $\theta_H = \frac{\pi}{2}$  et on ne peut donc pas non plus séparer les contributions FL et DL par des opérations de symétrisation/antisymétrisation de  $R_{\varphi=90}^{2f}$ . On peut cependant remarquer que les seules inconnues de  $R_{\varphi=0}^{2f}$  et  $R_{\varphi=90}^{2f}$  sont  $R_{PHE}$ ,  $H_{DL}$  et  $H_{FL}$ . En effet pour  $\varphi = 0$  et  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ , on peut aisément extraire  $R_{AHE}$  et  $\theta_M$  de  $R^f$  puisque  $R_{\varphi=0}^f = R_{\varphi=90}^f = R_{AHE} \cos(\theta_M)$ . Il reste alors à trouver un moyen de connaître  $R_{PHE}$  et on pourra extraire  $H_{DL}$  et  $H_{FL}$  en combinant les mesures de  $R_{\varphi=0}^{2f}$  et  $R_{\varphi=90}^{2f}$ . Pour mesurer  $R_{PHE}$  on peut remarquer que  $R^f = R_{AHE} \cos(\theta_M) + 2R_{PHE} \sin^2(\theta_M) \sin(2\varphi)$  possède, pour une valeur de  $\varphi \neq 0 \left[ \frac{\pi}{2} \right]$  donnée, une composante

---

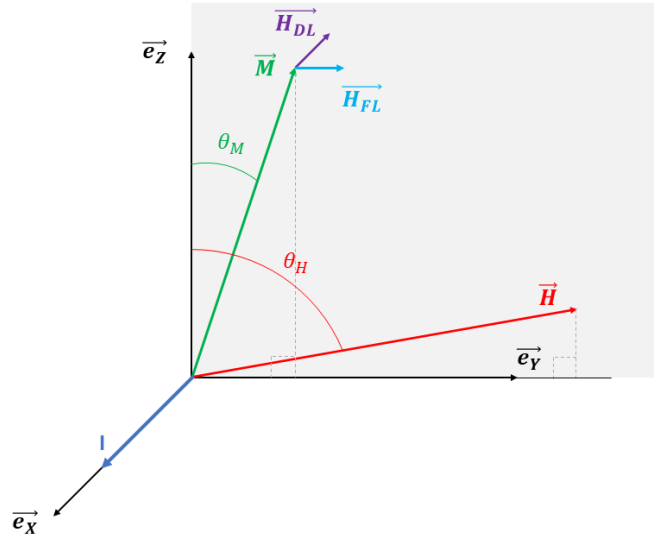
3. Nous sommes toujours dans le cas d'une anisotropie uniaxiale, on peut donc montrer que  $\cos(\theta_M)$  et  $\sin(\theta_M)$  présentent respectivement les mêmes symétries que  $\cos(\theta_H)$  et  $\sin(\theta_H)$ . De plus, en  $\varphi = 0$ ,  $\frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi=0} = R_{AHE} \frac{d \cos(\theta_M)}{d \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi=0}$ . Or  $\frac{d \cos(\theta_M)}{d \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi=0}$  est symétrique par rapport à  $\theta_H = \frac{\pi}{2}$ . De même,  $\cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right) = \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2}\right) \cos(\theta_{M0}) + \sin\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2}\right) \sin(\theta_{M0})$  est symétrique par rapport à  $\theta_H = \frac{\pi}{2}$ . Le produit de ces deux fonctions est donc également symétrique par rapport à  $\theta_H = \frac{\pi}{2}$ .

FIGURE 2.7 – Représentation schématique de la mesure dans la configuration  $\varphi = 0$ 

$R_{AHE} \cos(\theta_M)$  antisymétrique et une composante  $2R_{PHE} \sin^2(\theta_M) \sin(2\varphi)$  symétrique par rapport à  $\theta_M = \frac{\pi}{2}$ . En se plaçant à  $\varphi = \frac{\pi}{4}$  par exemple, on a  $R_{\varphi=45}^f = R^f = R_{AHE} \cos(\theta_M) + 2R_{PHE} \sin^2(\theta_M)$  si on réalise alors la mesure en faisant varier  $\theta_H$  de 0 à  $\pi$  et en extrayant l'amplitude de la partie symétrique de  $R_{\varphi=45}^f$ , on obtient directement la valeur de  $2R_{PHE}$ .

### a) Aimantation et courant coplanaire ( $\varphi = 0$ )

Comme nous venons de le voir, la mesure des champs effectifs nécessite *a priori* trois mesures. Une première avec  $\varphi = \frac{\pi}{4}$  afin d'extraire la valeur de l'effet Hall planaire, et deux mesures à  $\varphi = 0$  et  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  afin d'extraire les champs effectifs DL et FL. Cette technique peut encore être simplifiée dans le cas où l'amplitude de l'effet Hall planaire est très faible devant l'effet Hall anomal. Comme le montre la figure 2.7, lorsque  $\varphi = 0$ , le champ et l'aimantation sont dans le plan  $(\vec{e}_x, \vec{e}_z)$  (en gris sur la figure). On voit également sur cette figure que le champ effectif associé au couple "Damping-like" se trouve également dans le plan  $(\vec{e}_x, \vec{e}_z)$  tandis que le champ effectif associé au couple "Field-like" est lui orthogonal à ce plan. On comprend ainsi que dans cette configuration, les oscillations de l'aimantation dues au couple DL se feront dans le plan gris tandis que celles dues au couple FL se feront parallèlement au plan  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$ . Seul le couple DL sera capable de modifier la composante suivant  $\vec{e}_z$  de l'aimantation et donc de faire varier la tension de Hall dans le cas où seul l'effet Hall anomal est pris en compte. Ceci se retrouve dans l'expression de la tension de Hall pour  $\varphi = 0$  si on néglige l'effet Hall planaire 2.44

FIGURE 2.8 – Représentation schématique de la mesure dans la configuration  $\varphi = 90$ 

devient :

$$R_{\varphi=0}^{2f} = -\frac{1}{2} \left[ \frac{d \cos(\theta_M)}{d\theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi=0} \frac{R_{AHE}}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right] H_{DL} \quad (2.45)$$

Il suffit alors d'une seule mesure pour obtenir l'amplitude du champ effectif associé au couple "Damping-like"

### b) Aimantation et courant orthogonaux ( $\varphi = 90$ )

Dans le cas où  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ , l'aimantation et le champ extérieur se trouvent dans le plan  $(\vec{e}_y, \vec{e}_z)$  comme le montre la figure 2.8 (plan grisé). On remarque alors que la composante de champ effectif "Field-like" se trouve également dans ce plan tandis que la composante "Damping-like" est elle est orthogonale. On comprend alors que dans cette configuration, seules les oscillations dues à la composante "Field-like" pourront entraîner une variation de la composante suivant  $\vec{e}_z$  de l'aimantation et donc être détectées par une mesure d'effet Hall anomal. Dans le cas où l'effet Hall planaire est négligeable, l'expression 2.44 devient :

$$R_{\varphi=90}^{2f} = -\frac{1}{2} \left[ \frac{d \cos(\theta_M)}{d\theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi=90} \frac{R_{AHE} \cos(\theta_{M0})}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right] H_{FL} \quad (2.46)$$

Une seule mesure est alors suffisante pour extraire le champ effectif associé au couple "Field-like". Dans des échantillons dans lesquels l'effet Hall Planaire est très faible, seules deux mesures seront donc nécessaires pour connaître l'amplitude des champs effectifs FL et DL. Afin d'avoir une idée de l'importance relative des effets Hall planaire et anomal

dans nos échantillons, nous avons réalisé des mesures à  $\varphi = \frac{\pi}{4}$  dans un échantillon  $Ta_{20}/FeCoB_3/MgO_{14}/FeCoB_{32}/MgO_{13}$ <sup>4</sup>. On obtient les valeurs suivantes pour les résistances de Hall anomal et planaire :  $R_{AHE} \approx 11, 2\Omega$  et  $R_{PHE} \approx 0, 126\Omega$ . Il semble ainsi que dans cet échantillon, la contribution au signal de Hall de l'effet Hall planaire soit suffisamment faible devant celle de l'effet Hall anomal pour qu'elle puisse être négligée.

### 2.3.2 Artéfacts et corrections de la résistance transverse.

Nous avons jusqu'à présent considéré uniquement les tensions dues aux effets Hall ordinaire, planaire et anomal. Mais lors de mesures électriques, d'autres phénomènes peuvent être source d'une tension transverse. Une bonne partie de ces sources ne dépendent pas du courant et se retrouveront dans le terme constant de la tension transverse  $V_{\perp}$ . En choisissant d'exploiter le terme en  $2f$  plutôt que le terme constant de  $V_{\perp}$  on élimine une bonne partie de ces artéfacts. Il en existe cependant d'autres qui dépendent du courant et se retrouvent dans les différents harmoniques de la tension transverse. Les effets dont nous devons tenir compte lors de l'analyse de nos données peuvent être d'ordre électromagnétique, le champ d'Oersted créé par le courant peut lui aussi agir sur l'aimantation, ou thermoélectrique comme les effets Nernst (anomal et planaire) [Beh09][SBvW11] [BSvW12] [MOU<sup>+</sup>12] [KMM<sup>+</sup>15] [AGG<sup>+</sup>14] ou Seebeck de spin [AUSM13] [JYM<sup>+</sup>10].

#### 2.3.2.1 Effets thermoélectriques

Les densités de courant injectées lors des mesures de SOT dans les échantillons sont très importantes et le chauffage par effet Joule semble inévitable [FCF<sup>+</sup>11]. Il est alors naturel de se poser la question de la présence éventuelle d'effets thermoélectrique lors des mesures de SOT. Dans les premières études expérimentales portant sur les couples de spin-orbite, ces effets ont été considérés comme faibles [GMA<sup>+</sup>13][AGN<sup>+</sup>14] voire même complètement négligés. Depuis, plusieurs études ont montré que ces effets pouvaient avoir des effets bien plus importants et qu'il était nécessaire d'en tenir compte dans l'analyse des mesures de SOT. Avci *et al.* ont notamment montré que si l'effet Nernst anomal était faible dans des empilements de type Pt/Co, il pouvait être source de signal important dans le cas de mesures dans des empilements de types Ta/Co [AGG<sup>+</sup>14]. Il semble ainsi que ces phénomènes soient très dépendants du couple de matériaux utilisé et qu'il soit nécessaire de les étudier au cas par cas. Comme nous l'avons dit un peu plus tôt, les deux principaux effets thermoélectriques pouvant être présents dans nos mesures sont l'effet Nernst anomal et l'effet Seebeck de spin.

##### a) Effet Nernst anomal

Dans un matériau ferromagnétique, l'effet Nernst anomal correspond, en présence d'un gradient de température, à l'apparition d'un champ électrique  $E_{ANE}$  perpendiculaire à ce gradient et à l'aimantation. Lors de nos mesures de SOT, nous injectons un courant

---

4. Les nombres en indice correspondent aux épaisseurs de chaque couche exprimées en angströms. Nous reviendrons dans le prochain chapitre sur le rôle de chacune des couches.

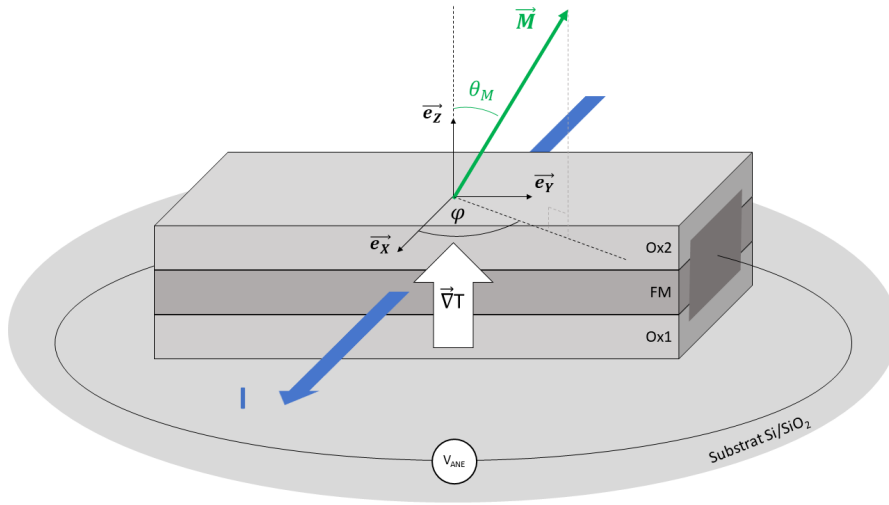


FIGURE 2.9 – Représentation schématique de l'effet Nernst anormal.

sinusoïdal  $I = I_0 \sin(\omega t)$ . Ce courant est responsable de l'apparition d'un gradient de température,  $\vec{\nabla}T$ , proportionnel à la puissance dissipée par effet Joule dans l'échantillon :

$$\vec{\nabla}T \propto I^2 R_S = I_0^2 \sin^2(\omega t) R_S = \frac{1}{2} I_0^2 [1 - \cos(2\omega t)] R_S \quad (2.47)$$

Avec  $R_S$  la résistance de l'échantillon. Comme le montre la figure 2.9, nos échantillons sont déposés sur des substrats de  $\text{SiO}_2$  dont la conductivité thermique est bien plus élevée que celle de l'air<sup>5</sup>. On peut ainsi considérer que le gradient thermique est dirigé vers le haut. Le champ électrique dû à l'effet Nernst anormal s'écrit :

$$E_{ANE}^{\vec{}} = -N \vec{\nabla}T \times \vec{m} \quad (2.48)$$

Avec  $\vec{m}$  un vecteur unitaire orienté suivant la direction de l'aimantation et  $N$  le coefficient Nernst anormal. Ainsi la tension  $V_{ANE}$  mesurée suivant  $\vec{e}_y$  s'écrit :

$$V_{ANE} \propto \frac{1}{2} I_0^2 [1 - \cos(2\omega t)] R_S \sin(\theta_{M0}) \cos(\varphi_0) \quad (2.49)$$

On aura ainsi un terme constant et un terme en  $2f$  qui viendront s'ajouter à la tension de Hall. Finalement, si on intègre ce terme dans  $R^{2f}$  (équation 2.42) on a dans le cas de

5.  $1,4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  dans le cas du substrat  $\text{SiO}_2$  contre  $0,024 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  pour l'air



la mesure "Anglescan" :

$$\begin{aligned}
R^{2f} = & -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{\cos(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0)}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right. \\
& \left. + \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(2\varphi_0) \cos(\varphi_0)}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{FL} \\
& -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{\cos(\varphi_0)}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right. \\
& \left. - \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(2\varphi_0) \cos(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0)}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{DL} \\
& + I_0 \alpha_z \sin(\theta_{M0}) \cos(\varphi_0)
\end{aligned} \tag{2.50}$$

Avec  $\alpha_z$  une constante qui dépend du coefficient Nernst anomal et de la résistivité de l'échantillon. Ainsi, dans le cas à deux mesures et avec un faible effet Hall planaire, on se rend compte en reprenant les expressions de  $R_{\varphi=0}^{2f}$  et  $R_{\varphi=90}^{2f}$ , que l'effet Nernst anomal peut conduire à une surestimation de l'amplitude de  $H_{DL}$ .

Nous avons ici considéré que le gradient de température était uniquement dirigé suivant  $\vec{e}_z$ . Ceci serait le cas dans des échantillons parfaits. Dans la pratique, des inhomogénéités des dépôts et/ou des défauts de géométrie des échantillons peuvent créer des gradients de température dans toutes les directions. Ainsi, si on considère l'ensemble des composantes de  $\vec{\nabla}T$ , on a :

$$\vec{E}_{ANE} = -N \vec{\nabla}T \times \vec{m} = -N \begin{pmatrix} \frac{\partial T}{\partial x} \\ \frac{\partial T}{\partial y} \\ \frac{\partial T}{\partial z} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \sin(\theta_{M0}) \cos(\varphi_0) \\ \sin(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0) \\ \cos(\theta_{M0}) \end{pmatrix} \tag{2.51}$$

$$\vec{E}_{ANE} = -N \begin{pmatrix} \frac{\partial T}{\partial y} \cos(\theta_{M0}) - \frac{\partial T}{\partial z} \sin(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0) \\ \frac{\partial T}{\partial z} \sin(\theta_{M0}) \cos(\varphi_0) - \frac{\partial T}{\partial x} \cos(\theta_{M0}) \\ \frac{\partial T}{\partial x} \sin(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0) - \frac{\partial T}{\partial y} \sin(\theta_{M0}) \cos(\varphi_0) \end{pmatrix} \tag{2.52}$$

Ainsi la tension  $V_{ANE}$  mesurée suivant  $\vec{e}_y$  s'écrit :

$$V_{ANE} = I_0^2 \alpha_z [1 - \cos(2\omega t)] \sin(\theta_{M0}) \cos(\varphi_0) - I_0^2 \alpha_x [1 - \cos(2\omega t)] \cos(\theta_{M0}) \tag{2.53}$$

Avec comme précédemment,  $\alpha_z$  et  $\alpha_x$ , deux constantes qui dépendent du coefficient Nernst anomal et de la résistivité de l'échantillon. On peut alors intégrer ce signal dans le second harmonique de la résistance transverse. Dans le cas de la mesure "Anglescan"

(equation 2.42) :

$$\begin{aligned}
R^{2f} = & -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{\cos(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0)}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right. \\
& \left. + \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(2\varphi_0) \cos(\varphi_0)}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{FL} \\
& -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{\cos(\varphi_0)}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right. \\
& \left. - \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(2\varphi_0) \cos(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0)}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{DL} \\
& + I_0 \alpha_z \sin(\theta_{M0}) \cos(\varphi_0) - I_0 \alpha_x \cos(\theta_{M0})
\end{aligned} \tag{2.54}$$

On retrouve alors le même terme que précédemment qui peut conduire à une surestimation du champ effectif "Damping-like" et un second terme en  $\cos(\theta_{M0})$  dont nous devons tenir compte dans toutes nos mesures.

### b) Effet Seebeck de spin

L'effet Seebeck de spin (SSE) quant à lui correspond à l'apparition d'une force électromotrice transverse dans un matériau paramagnétique en contact avec un matériau ferromagnétique. Un courant de spin est généré dans le matériau ferromagnétique en présence d'un courant thermique. Ce courant de spin est ensuite injecté dans le matériau paramagnétique et est converti en courant de charge par l'effet Hall de spin inverse (ISHE)<sup>6</sup>. Tout comme l'effet Hall de spin, l'ISHE est un effet de volume qui nécessite un matériau à fort couplage spin-orbite. Les échantillons étudiés au cours de cette thèse ne possèdent pas de couche de métal à fort couplage spin-orbite, la seule couche conductrice de nos échantillons étant la couche ferromagnétique. Nous ne tiendrons donc pas compte de cet effet lors de l'analyse de nos données. On peut cependant noter que dans le cas de mesures de SOT dans des empilements  $HM/FM$ , les deux effets peuvent cohabiter [UAO<sup>+</sup>10] mais l'amplitude du SSE devrait être plus faible que celle de l'ANE [HWL<sup>+</sup>11][SSM<sup>+</sup>13][APZ12]. De plus les symétries de ces deux effets étant les mêmes, lors de la correction de l'effet Nernst anomal, on corrigera également l'effet Seebeck de spin, on ne fera finalement qu'une erreur sur l'origine physique du signal thermoélectrique[AGG<sup>+</sup>14].

### c) Effet Seebeck ordinaire

L'effet Seebeck ordinaire, qui correspond à l'apparition d'une tension transverse due à un gradient de température présent dans un conducteur ou semi-conducteur, est lui

---

6. L'effet Hall de spin inverse (ISHE de l'anglais Inverse Spin Hall Effect) correspond à l'effet réciproque de l'effet Hall de spin dont nous avons parlé plus tôt. Il correspond à la conversion d'un courant de spin en un courant de charge transverse.

aussi à l'origine d'un signal présent dans nos mesures. La tension associée à cet effet est proportionnelle au gradient de température généré par effet Joule et varie donc en  $2f$ . Sa contribution à la tension transverse est cependant indépendante de l'aimantation. Elle apparaîtra donc comme un offset lorsque l'on tracera  $R^{2f}$  en fonction de  $\theta_M$ , ce qui nous permettra de l'identifier aisément dans nos mesures [GMA<sup>+</sup>13].

Finalement, le second harmonique de la tension transverse est la somme de toutes les contributions dont nous venons de parler. On a :

$$R_{\perp}^{2f} = R_{SOT}^{2f} + R_{ANE}^{2f} + R_{Seebeck}^{2f} \quad (2.55)$$

Avec  $R_{SOT}^{2f}$  la contribution des SOTs,  $R_{ANE}^{2f}$  celle de l'effet Nernst anomal et  $R_{Seebeck}^{2f}$  celle de l'effet Seebeck ordinaire. Afin d'extraire  $R_{SOT}^{2f}$  il faudra donc être capable d'identifier et de soustraire les autres contributions.

### 2.3.2.2 Effet électromagnétique

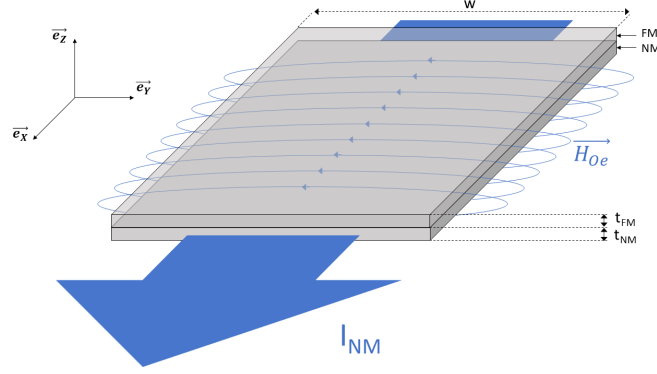


FIGURE 2.10 – Représentation schématique du champ d'Oersted ressenti par une couche ferromagnétique (FM) déposée sur une couche de conducteur non-ferromagnétique (NM) dans laquelle circule un courant uniforme  $I_{NM}$ .

Dans les échantillons mesurés au cours de cette thèse, la seule couche conductrice est la couche ferromagnétique. Ainsi, si on considère que le courant circule de façon uniforme dans cette dernière, le champ d'Oersted ne contribuera pas à la dynamique de l'aimantation. Une inhomogénéité de la densité de courant pouvant néanmoins être à l'origine d'un champ d'Oersted agissant potentiellement sur l'aimantation, et dans la mesure où estimer la répartition du courant dans ce type d'échantillons est loin d'être triviale, nous pourrions calculer l'amplitude maximale qu'aurait le champ d'Oersted si le courant circulait entièrement dans une couche adjacente à la couche ferromagnétique. On pourra alors comparer l'amplitude des champs effectifs FL mesurés à ce champ d'Oersted maximal afin de s'assurer qu'il ne soit pas à l'origine des couples mesurés. Tout en gardant en tête qu'il s'agit d'un champ maximum et que l'éventuel champ d'Oersted présent dans nos échantillons lui serait très inférieur. Afin de calculer ce champ maximum, on considère que l'intégralité du courant  $I_{NM}$  circule dans une couche NM placée sous la couche FM

comme le montre la figure 2.10. La couche FM ressent le champ d'Oersted  $\vec{B}_{Oe}$  du à  $I_{FM}$ . On rappelle que ce champ peut-être calculé grâce à la loi d'Oersted de la façon suivante :

$$\oint_c \vec{B}_{Oe} d\vec{l} = \mu_0 \iint_s \vec{j}_{NM} d\vec{S} \quad (2.56)$$

Avec  $\vec{j}_{NM}$  la densité de courant qui circule dans la couche NM. Si on considère que le courant circule de façon uniforme dans le matériau non ferromagnétique et que  $w \gg \frac{t_{NM} + t_{FM}}{2}$  on peut approximer le champs d'Oersted ressenti de la façon suivante <sup>7</sup> :

$$\vec{B}_{Oe} = -\frac{\mu_0 I_{NM}}{2w} \vec{e}_y \quad (2.57)$$

En reprenant l'expression des champs effectifs FL et DL, on se rend compte que le champ d'Oersted présente les mêmes symétries que le champ FL. Il sera alors impossible de distinguer leurs effets lors de la mesure de  $R^{2f}$ . Il est ainsi très important d'être capable de mesurer les résistivités des différentes couches afin de pouvoir estimer la part du courant qui circule dans chacune d'entre elle, et ainsi pouvoir calculer la contribution de  $B_{Oe}$  à  $R^{2f}$ . Dans les échantillons mesurés au cours de cette thèse, la seule couche conductrice est la couche ferromagnétique. Ainsi, si on considère que le courant circule de façon uniforme dans cette dernière, le champ d'Oersted ne contribuera pas à la dynamique de l'aimantation. Une inhomogénéité de la densité de courant pouvant néanmoins être à l'origine d'un champ d'Oersted agissant potentiellement sur l'aimantation, et dans la mesure où estimer la répartition du courant dans ce type d'échantillons est loin d'être triviale, nous pourrions calculer l'amplitude maximale qu'aurait le champ d'Oersted si le courant circulait entièrement dans une couche adjacente à la couche ferromagnétique. On pourra alors comparer l'amplitude des champs effectifs FL mesurés à ce champ d'Oersted maximal afin de s'assurer qu'il ne soit pas à l'origine des couples mesurés. Tout en gardant en tête qu'il s'agit d'un champ maximum et que l'éventuel champ d'Oersted présent dans nos échantillons lui serait très inférieur.

### 2.3.3 Anisotropie magnétique

En plus de permettre de mesurer les champs effectifs associés aux couples de spin-orbite, cette technique de mesure permet d'extraire la constante d'anisotropie d'un échantillon. Nous avons parlé dans le chapitre précédent de l'anisotropie magnétocristalline due à la fois au champ cristallin et à l'interaction spin-orbite. Il existe également d'autres phénomènes qui doivent être pris en compte dans le calcul de l'anisotropie. Nous allons ainsi commencer par un petit rappel sur l'anisotropie magnétique avant de voir quelle information sur cette dernière la mesure quasi-statique par effet Hall anomal peut nous apporter.

---

7. Les dimensions typiquement utilisées dans nos mesures sont  $w = 5\mu m$  et  $t_{NM}$  et  $t_{FM}$  de l'ordre de quelques nanomètres.

### 2.3.3.1 Rappels sur l'anisotropie

#### a) Orientation préférentielle de l'aimantation dans un matériau ferromagnétique.

Dans des matériaux ferromagnétiques, l'aimantation peut présenter des directions préférentielles. C'est ce que l'on appelle l'anisotropie magnétique. Cette anisotropie peut-être d'origines différentes (structure cristalline, géométrie de l'échantillon, contraintes,...) et correspond à un minimum d'énergie. Dans le cas des applications en spintronique, l'anisotropie magnétique est essentielle. En effet, le fait qu'un matériau présente un nombre limité d'états stables permet notamment de réaliser des mémoires et des dispositifs logiques. Le cas le plus courant est un échantillon dont l'aimantation possède un axe préférentiel, dit de facile aimantation, et deux états stables de directions opposées. Un tel dispositif permet par exemple de stocker une information binaire associée à la direction de l'aimantation. On peut définir la barrière d'énergie à franchir pour passer d'un état stable à un autre comme étant  $K_{eff}.V$  où  $K_{eff}$  est la constante effective d'anisotropie et  $V$  le volume de l'échantillon. On comprend aisément que dans des applications de type mémoire, il est important que cette barrière soit suffisamment grande pour éviter les retournements intempestifs de l'aimantation sous l'effet de perturbations liées à l'agitation thermique. Le critère généralement choisi est que l'information soit conservée pour au moins 10 ans ce qui revient à  $K_{eff}.V > 60k_bT$  [KW15][CFV07][TSD<sup>+</sup>03]. Avec  $k_b$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température en Kelvin.

Considérons un échantillon présentant un axe de facile aimantation. L'énergie volumique du système peut s'écrire :

$$E = K_{eff} \sin^2(\theta_M) \quad (2.58)$$

où  $\theta_M$  est l'angle qui sépare l'aimantation de l'axe d'anisotropie et  $K_{eff}$  la constante effective d'anisotropie. Considérons par ailleurs un cycle d'hystérésis parfait comme représenté sur la figure 2.11. L'anisotropie magnétique correspond à la différence d'énergie qu'a le système lorsque son aimantation est saturée suivant l'axe de facile aimantation et lorsqu'elle l'est perpendiculairement à ce dernier. On peut ainsi calculer cette énergie à partir des travaux :

$$K_{eff} = \Delta E = \int_{M(H=0)}^{M_{s\parallel}} \delta W - \int_{M(H=0)}^{M_{s\perp}} \delta W \quad (2.59)$$

Le travail à fournir pour saturer le système dans une direction donnée vaut  $W = \int_{M(H=0)}^{M_s} H \delta M$ . Ce qui correspond à l'aire comprise entre l'axe des ordonnées, la courbe d'aimantation et la droite  $M = M_s$ . Ainsi, la différence des travaux à fournir entre les configurations parallèles et perpendiculaires correspond dans notre cas à l'aire colorée en bleu sur la figure 2.11. Soit :

$$K_{eff} = \frac{\mu_0 H_k M_s}{2} \quad (2.60)$$

avec  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ kg.m}/(\text{A.s})^2$  la perméabilité du vide.

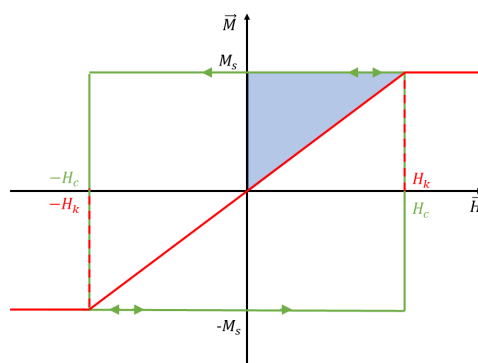


FIGURE 2.11 – Mesure d’aimantation  $M$  d’un échantillon idéal présentant un seul axe de facile aimantation en fonction du champ magnétique  $H$ .  $M$  correspond à la composante de l’aimantation suivant la direction de  $H$ . En vert la mesure est effectuée parallèlement à l’axe de facile aimantation et en rouge perpendiculairement à ce dernier et  $M_s$  l’aimantation à saturation. Dans ce cas particulier idéal,  $H_c$  le champ coercitif et  $H_k$ , le champ d’anisotropie sont égaux.

### b) Anisotropie magnétique perpendiculaire dans les couches minces

L’anisotropie magnétique est le résultat de la compétition entre différentes énergies : énergie d’anisotropie magnétocristalline, énergie dipolaire,... Dans les couches minces, les valeurs du champ démagnétisant correspondant à une aimantation hors du plan deviennent très importantes, ce qui a pour effet de confiner l’aimantation dans le plan de la couche [Née56]. Il existe cependant des cas où les autres termes d’énergie peuvent amener l’aimantation à s’orienter perpendiculairement à la surface de la couche. C’est le cas de l’anisotropie magnétocristalline d’origine interfaciale qui joue un rôle de plus en plus important quand l’épaisseur  $e$  des couches diminue ( $e \sim \text{nm}$ ). Cette configuration présente de nombreux avantages pour les applications en spintronique. En effet, les deux états stables ne sont plus déterminés par la forme de l’échantillon, contrairement aux dispositifs à aimantation planaire dans lesquels les dimensions latérales doivent être différentes pour favoriser une direction. D’autre part, les valeurs de l’énergie d’anisotropie perpendiculaire sont généralement importantes, ce qui permet de réduire la taille des dispositifs tout en conservant un taux de retournement lié à l’agitation thermique faible. On peut ainsi augmenter considérablement la densité de stockage.

On considère ici le cas simple d’une couche monodomaine, FM, d’un matériau ferromagnétique d’épaisseur  $t_{FM}$  d’aimantation à saturation  $M_s$  déposée entre deux couches, NM, métalliques non ferromagnétiques. L’angle formé par l’aimantation de la couche FM et la normale à la surface de l’empilement sera noté  $\theta_M$ . Celui formé par le champ appliqué  $\vec{H}$  et cette même normale sera noté  $\theta_H$ .

L’énergie volumique du système, en présence de ce champ extérieur  $\vec{H}$ , s’écrit :

$$E = -\mu_0 H M_s \cos(\theta_M - \theta_H) + K_{eff} \sin^2(\theta_M) \quad (2.61)$$

où  $K_{eff}$  est, comme nous l’avons vu précédemment, la constante d’anisotropie. Elle est, par convention, positive lorsque l’axe de facile aimantation est perpendiculaire au plan des couches et négative lorsqu’il est dans le plan.

Cette constante d'anisotropie peut être décomposée en plusieurs termes rendant compte des différents types de contribution mis en jeu. On peut ainsi distinguer les effets d'interface, de volume et le champ démagnétisant.  $K_{eff}$  s'écrit alors :

$$K_{eff} = -\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 + K_V + 2\frac{K_S}{t_{FM}} \quad (2.62)$$

Le premier terme,  $-\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2$  correspond au champ démagnétisant dans une couche mince<sup>8</sup>. Le terme  $K_V$  regroupe les effets de volume. Enfin, le terme  $K_S$  regroupe les effets de surface. Le deux devant ce terme signifie juste que l'on prend en compte les deux interfaces et qu'elles apportent la même contribution. En pratique, c'est rarement le cas mais il s'agit là d'un modèle simplifié. On peut noter que plus l'épaisseur de la couche est faible et plus les effets d'interface sont déterminants.

### 2.3.3.2 Estimation de la constante d'anisotropie à partir des mesures d'effet Hall anomal

Considérons un échantillon magnétique ayant une anisotropie uniaxiale perpendiculaire. À l'équilibre, l'équation (2.61) nous donne :

$$\frac{dE}{d\theta_M} = \mu_0 H M_S \sin(\theta_M - \theta_H) + 2K_{eff} \sin(\theta_M) \cos(\theta_M) = 0 \quad (2.64)$$

Ce qui nous donne

$$K_{eff} = -\mu_0 H M_S \frac{\sin(\theta_M - \theta_H)}{2 \sin(\theta_M) \cos(\theta_M)} \quad (2.65)$$

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, le premier harmonique de la mesure de Hall nous donne accès à  $\theta_M$ .  $H$  et  $\theta_H$  étant également connus, il est très aisé d'estimer  $\frac{K_{eff}}{M_S}$ . Remarquons que dans le cas d'un échantillon présentant une anisotropie uniaxiale, comme nous l'avons vu avec l'équation (2.60) :

$$H_k = \frac{2K_{eff}}{\mu_0 M_S} \quad (2.66)$$

---

8. Le champ démagnétisant naît de l'interaction dipolaire entre deux moments magnétiques. Cette interaction est négligeable devant l'interaction d'échange à petite échelle mais devient prépondérante à longue distance. Dans le volume du matériau, chaque pôle est compensé par son voisin. Ce n'est plus le cas lorsque l'on arrive à la surface. Ces pôles non compensés, qui peuvent être vus comme des "charges magnétiques", créent un champ magnétique appelé champ démagnétisant et noté  $H_d$  qui s'oppose à l'aimantation qui lui a donné naissance. Minimiser l'énergie revient à minimiser le nombre de ces charges magnétiques. Le champ démagnétisant va donc tendre à aligner l'aimantation le long de la plus grande dimension. L'énergie associée au champ démagnétisant s'écrit[Coe10] :

$$\frac{E_d}{V} = -\frac{1}{2}\mu_0 \underline{\underline{H}}_d \cdot \underline{\underline{M}} = \frac{1}{2}\mu_0 \underline{\underline{N}} \cdot M^2 \quad (2.63)$$

où  $\underline{\underline{N}}$  est un tenseur rendant compte de la forme de l'échantillon. Dans le cas d'une couche mince, on a ainsi  $\frac{E_d}{V} = -\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 \sin^2(\theta_M)$  ce qui tend à garder l'aimantation dans le plan de la couche.

et donc en combinant avec l'équation (2.65)

$$H_k = -H \frac{\sin(\theta_M - \theta_H)}{\sin(\theta_M)\cos(\theta_M)} \quad (2.67)$$

Le champ d'anisotropie  $H_k$  peut ainsi aisément être extrait des mesures d'effet Hall anomal. Il y a cependant quelques limitations : il faut que l'échantillon en question présente une anisotropie uniaxiale, que son aimantation soit saturée mais également que le champ extérieur appliqué ne soit pas trop important. En effet, si le champ extérieur que l'on applique est trop grand, l'aimantation sera parfaitement alignée avec ce dernier et il ne sera plus possible de détecter le champ d'anisotropie (le terme en  $\sin(\theta_M - \theta_H)$  étant nul). Dans la pratique, ce n'est jamais le cas, puisque pour pouvoir mesurer les champs effectifs induits par le courant nous devons également permettre à l'aimantation d'osciller et donc ne pas avoir de champ extérieur trop important.

Dans notre cas, ce qui nous intéresse est d'être capable de remonter aux valeurs de  $K_{eff}$  et  $M_S$ . En utilisant l'expression de  $K_{eff}$  (2.62), on obtient :

$$H_k = \frac{2K_{eff}}{\mu_0 M_S} = -M_S + \frac{2}{\mu_0 M_S} \left( K_V + 2 \frac{K_S}{t_{FM}} \right) \quad (2.68)$$

Ainsi en étudiant les variations de  $K_{eff} \cdot t_{FM}$  et en considérant la contribution volumique négligeable [IMY<sup>+</sup>10][LCS12], nous devrions obtenir une droite dont l'ordonnée à l'origine nous donnera  $4 \frac{K_S}{\mu_0 M_S}$  et dont la pente nous permettra d'obtenir  $M_S$ . Notons qu'on suppose ici que  $M_S$  ne varie pas avec l'épaisseur de matériau ferromagnétique. Ce n'est pas forcément le cas pour les faibles épaisseurs [Cuc15]. Il sera ainsi important lors de l'analyse des mesures de s'assurer d'être dans le régime linéaire.

## 2.4 Fabrication des échantillons

### 2.4.1 Dépôts des couches minces

Les couches minces utilisées dans nos échantillons sont déposées par pulvérisation cathodique. La pulvérisation cathodique est une méthode de dépôt basée sur l'utilisation d'un plasma froid. L'ensemble du procédé se déroule dans une enceinte sous vide. La qualité de ce dernier est déterminante pour obtenir des couches de bonne qualité. En effet, un bon vide permet de limiter la contamination des échantillons par des espèces non souhaitées. La figure 2.12 permet de comprendre le fonctionnement de cette méthode de dépôt. L'idée de base est de bombarder une cible du matériau que l'on souhaite déposer avec des ions afin d'en arracher des atomes qui iront ensuite se déposer sur le substrat positionné en face de la cible. Pour cela, on injecte une faible quantité de gaz inerte, typiquement de l'argon, à proximité de la cible. On applique ensuite une différence de potentiel entre la cible (cathode) et les parois du réacteur (anode) afin de créer un plasma. Les ions  $Ar^+$  vont, sous l'effet du champ électrique, être accélérés vers la cathode, bombarder sa surface et en arracher des atomes. Ces atomes étant électriquement neutres, ils ne seront pas soumis au champ électrique et iront se condenser



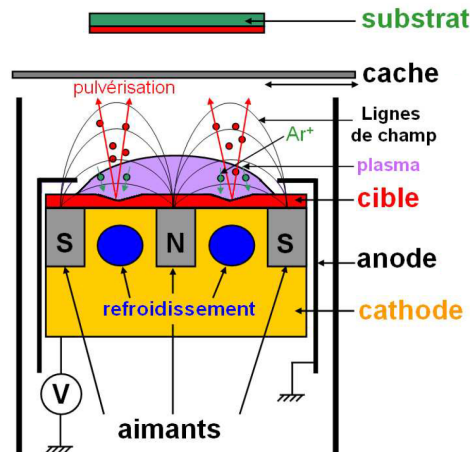


FIGURE 2.12 – Schéma de principe de la pulvérisation cathodique avec magnétron. Figure issue de la thèse de S. Bandiera [Ban11]

sur le substrat. Pour déterminer l'épaisseur de la couche déposée, plusieurs paramètres entrent en jeu : la pression d'argon, la tension appliquée entre l'anode et la cathode et le temps de dépôt. L'épaisseur de matériau déposé n'étant déterminée que par le temps d'exposition, il est impératif de connaître précisément la vitesse de dépôt du matériau. Pour cela, à chaque changement de cible puis périodiquement, les vitesses de dépôt sont ré-étalonnées grâce à des mesures d'épaisseur sur des échantillons témoins par réflectivité de rayons X. Afin de réaliser des empilements avec différents matériaux, les échantillons sont positionnés sur des porte-substrats mobiles qui viennent se positionner successivement au-dessus des différentes cibles. La présence d'un aimant au niveau de la cible permet de concentrer les électrons à proximité de cette dernière. Ces électrons suivent une trajectoire hélicoïdale autour des lignes de champ, ce qui augmente le nombre de collisions ionisantes avec les atomes d'argon et permet d'obtenir une vitesse de dépôt plus importante à pression d'argon constante ou de maintenir le plasma à une pression plus basse.

Le machine que nous avons utilisée pour déposer nos couches est un bâti Actémium dont un schéma est présenté sur la figure 2.13. Ce bâti permet de complètement automatiser le processus de dépôt. Comme on le voit ici, en plus de la chambre de dépôt, il possède une chambre de traitement qui permet notamment de réaliser des étapes d'oxydation. Les cibles utilisées ont un diamètre de  $125\text{ mm}$  qui permet d'obtenir une bonne homogénéité de l'épaisseur des couches sur des plaques pouvant aller jusqu'à  $100\text{ mm}$  de diamètre. Afin d'améliorer l'homogénéité des couches, pendant le dépôt, les échantillons sont en général mis en rotation avec une vitesse de  $600^\circ/s$ .

En plus des dépôts uniformes pour lesquels l'échantillon est centré par rapport à l'axe de la cible (figure 2.14 (a) ), il est possible de réaliser des gradients d'épaisseur. Pour ce faire, la plaque sur laquelle est réalisée le dépôt peut-être décalée par rapport à l'axe de la cible comme le montre la figure 2.14 (b). Dans cette configuration, la rotation

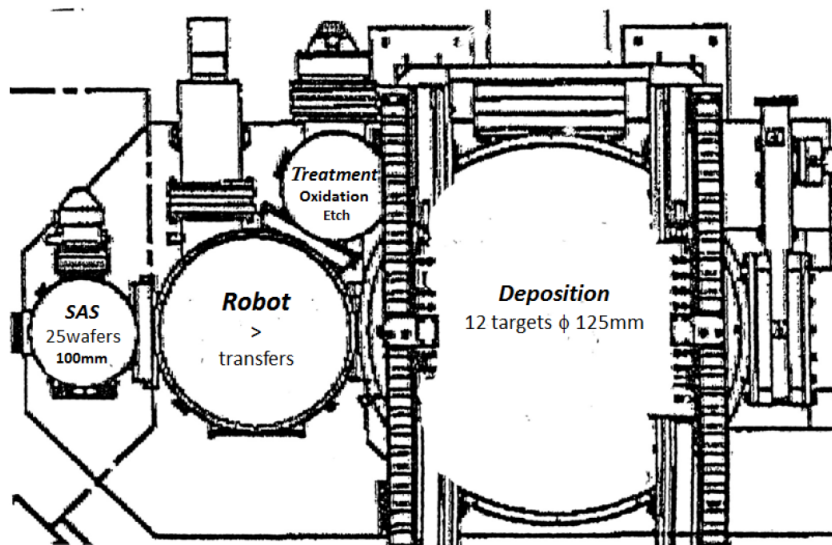


FIGURE 2.13 – Schéma du bâti de dépôt Actemium

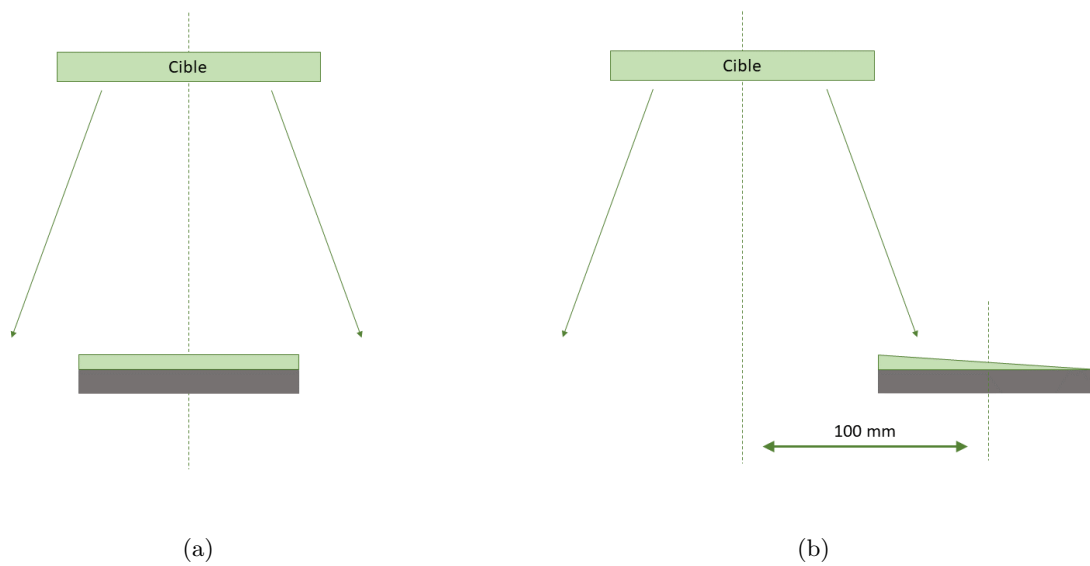


FIGURE 2.14 – (a) Dépôt des couches minces dans l'axe de la cible. (b) Dépôt de couches minces avec un gradient d'épaisseur obtenu grâce à un déport de 100 mm.

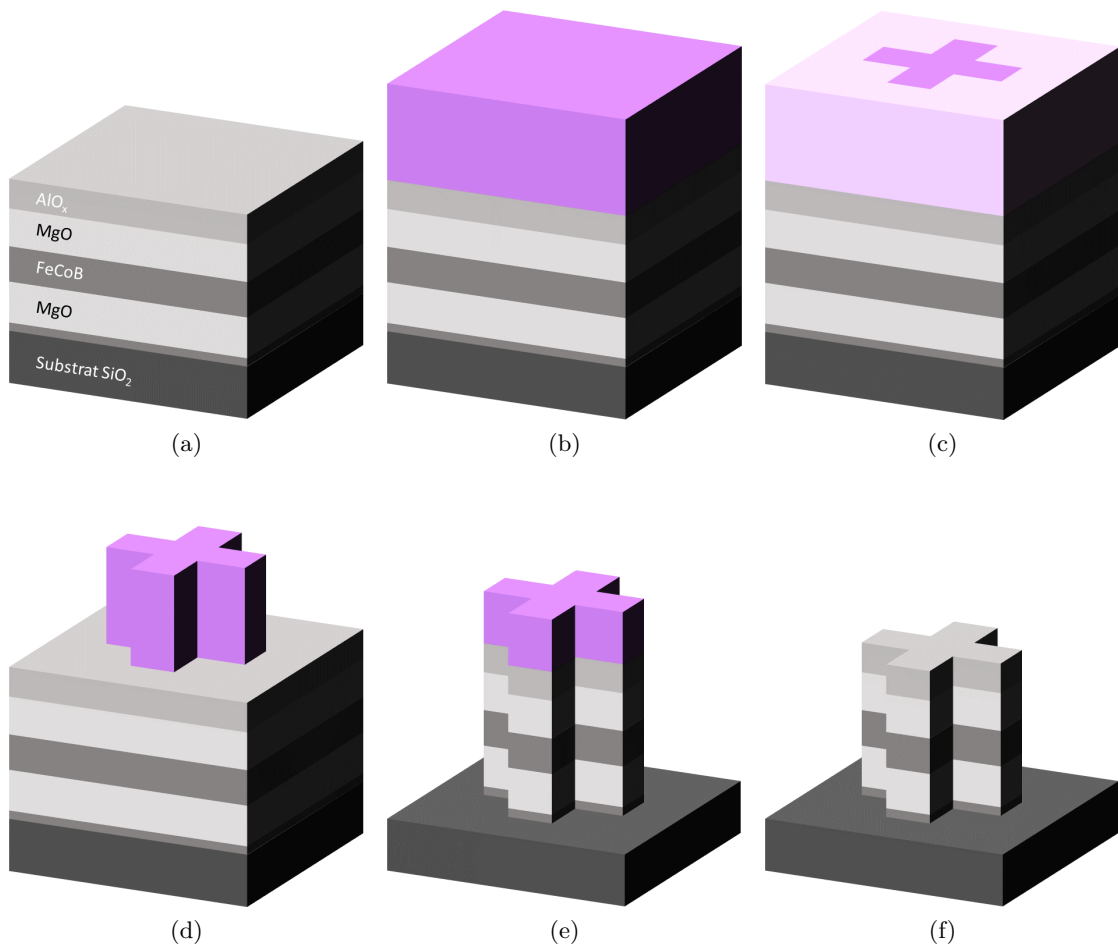


FIGURE 2.15 – Schéma d'un empilement typique (a) après dépôt, (b) après enduction de la résine, (c) après l'étape d'insolation, (d) après développement, (e) après gravure par IBE et (f) après retrait de la résine.

de l'échantillon doit bien entendu être arrêtée.

#### 2.4.2 Réalisation des motifs

La fabrication de nos échantillons utilise une méthode très classique de photolithographie. La figure 2.15 présente l'évolution de l'échantillon après chacune des principales étapes. Après dépôt (a), on étale une couche de résine photosensible sur l'ensemble de la plaque (b). On expose ensuite notre échantillon à un rayonnement UV à travers un masque sur lequel sont représentés les motifs que nous souhaitons obtenir (c). Une étape de développement permet alors de retirer la résine qui a été insolée (d). L'étape suivante consiste à réaliser une gravure par faisceau d'ions (IBE de l'anglais Ion Beam Etching) en utilisant la résine comme masque (e). Il ne reste alors plus qu'à retirer la

résine résiduelle grâce à un bain d'acétone (f). Cette méthode est un peu différente de ce qui se fait habituellement puisque lorsque l'on doit réaliser une étape de gravure, on utilise généralement ce que l'on appelle un masque dur. Il s'agit simplement d'une couche métallique déposée sur l'échantillon et qui servira à le protéger lors de la gravure. L'inconvénient de ce procédé pour nos échantillons est que cette couche de métal est conservée après la fin des étapes de fabrication. Dans notre cas, ceci pourrait poser un problème de court-circuit. Ce n'est la plupart du temps pas un problème dans la mesure où la couche métallique résiduelle est bien plus résistive que l'échantillon lui-même. Dans notre cas cependant, la seule couche conductrice est une couche de  $FeCoB$  de 1 à 2  $nm$  d'épaisseur qui présentera une résistance assez élevée ( $\sim 10k\Omega$ ). La part du courant déviée par la couche métallique résiduelle pourrait ainsi ne pas être négligeable. Nous avons donc choisi de réaliser nos gravures directement avec la résine. L'inconvénient de cette méthode est que la résolution que nous obtenons est un peu moins bonne que celle que nous aurions pu obtenir avec un masque dur. Ceci est principalement lié aux effets d'ombrage bien plus importants dus à l'épaisseur de la couche de résine.

## 2.5 Conclusion

La technique de mesure que nous venons de présenter permet une caractérisation complète des couples de spin-orbite. L'amélioration de cette technique grâce à l'utilisation de la méthode "Anglescan" nous permet de la rendre beaucoup plus versatile. Nous pouvons ainsi non seulement caractériser des échantillons à anisotropie perpendiculaire présentant une rémanence, comme nous pouvions le faire avec la méthode "Fieldscan", mais également des échantillons à anisotropie perpendiculaire ne présentant pas de rémanence, voire même des échantillons présentant une anisotropie magnétique dans le plan (la seule condition étant d'être capables d'appliquer un champ magnétique d'amplitude suffisante pour pouvoir sortir l'aimantation du plan).

L'analyse des signaux obtenus en faisant évoluer l'aimantation dans des plans bien particuliers nous permet de distinguer assez aisément les composantes "Field-like" et "Damping-like". Nous avons également pu voir que cette technique d'apparence simple peut toutefois conduire à des résultats biaisés par des signaux parasites. On peut notamment penser à des effets thermoélectriques ou électromagnétiques. Il est alors nécessaire d'être particulièrement attentif lors de l'analyse et de la correction des signaux mesurés. Enfin, nous présentons la façon dont nous avons fabriqué nos échantillons, de leur dépôt, avec l'utilisation d'une phase d'oxydation, à leur structuration en salle blanche par un procédé classique de nanofabrication.



## Chapitre 3

# Résultats expérimentaux

---

Maintenant que nous sommes capables de mesurer des champs effectifs induits par l'injection d'un courant, nous proposons dans ce chapitre d'utiliser cette méthode sur des empilements originaux. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, la distinction entre les contributions interfaciale et volumique dans les phénomènes de couples de spin-orbite fait toujours débat. Malgré des études expérimentales qui se sont attelées à faire varier le rapport surface/volume des échantillons, les résultats inattendus qui ont été obtenus ne permettent pas de conclusion définitive. C'est dans ce contexte que nous avons choisi une approche radicale en supprimant tout simplement l'une des deux contributions. Pour ce faire, nous avons réalisé des échantillons sans métal lourd composés d'une simple couche de métal ferromagnétique (FM) en sandwich entre deux couches d'oxyde (Ox). Cette géométrie devrait ainsi nous permettre d'évaluer uniquement la contribution de l'interface FM/Ox.

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus sur ces échantillons. Dans un premier temps, nous mettrons en évidence la présence de couples de spin-orbite dans nos empilements et nous en préciserons la nature.

Afin de confirmer la nature interfaciale de ces couples, nous étudierons dans un second temps la variation de ces derniers avec l'épaisseur de matériau ferromagnétique. Leur comportement inattendu lors de la variation de l'épaisseur de la couche ferromagnétique nous conduira ensuite à proposer un nouveau modèle basé sur la combinaison d'un effet interfacial de type Rashba et d'un phénomène de confinement quantique. Afin de valider cette hypothèse, nous étudierons ensuite la variation des champs effectifs mesurés en fonction de différents paramètres.

Nous ferons d'abord varier la température de mesure, puis la nature de l'une des deux couches d'oxyde afin de jouer sur l'asymétrie de l'échantillon. Pour cela, nous pourrions modifier le matériau utilisé pour l'une des couches d'oxyde ou faire varier son oxydation.

Ce chapitre se terminera par une mise en parallèle des résultats obtenus avec ceux de deux autres études réalisées très récemment sur des échantillons assez proches.

---

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Terme fondamental de la mesure quasi-statique d'AHE . . .</b>	<b>90</b>
3.1.1	Extraction de $\theta_M$ . . . . .	91
3.1.2	Extraction du champ d'anisotropie . . . . .	92
<b>3.2</b>	<b>Mise en évidence des couples . . . . .</b>	<b>94</b>
3.2.1	Composante FL . . . . .	94
3.2.2	Composante DL . . . . .	97
<b>3.3</b>	<b>Variation de l'épaisseur de matériau FM . . . . .</b>	<b>99</b>
3.3.1	Résultats expérimentaux . . . . .	99
3.3.2	Effet de confinement quantique . . . . .	105
3.3.2.1	Rappel sur le confinement d'une particule dans un puits de potentiel fini asymétrique. . . . .	106
3.3.2.2	Modélisation des effets de confinement quantique et de leur influence sur l'effet Rashba. . . . .	110
3.3.3	Effets de la température . . . . .	120
<b>3.4</b>	<b>Influence de la nature de l'interface supérieure . . . . .</b>	<b>123</b>
3.4.1	Remplacement de la couche supérieure de $MgO$ par une couche d'alumine. . . . .	123
3.4.1.1	Amplitude et nature des champs effectifs. . . . .	123
3.4.1.2	Influence de l'épaisseur de $FeCoB$ . . . . .	128
3.4.2	Variation de l'oxydation de la couche supérieure de $MgO$ . . .	130
<b>3.5</b>	<b>Prise en compte de l'inhomogénéité des dépôts. . . . .</b>	<b>137</b>
<b>3.6</b>	<b>Mesures de résistivité 4 pointes . . . . .</b>	<b>139</b>
<b>3.7</b>	<b>Discussions . . . . .</b>	<b>142</b>

---

Afin de permettre une comparaison plus aisée avec la plupart des résultats présentés dans la littérature, les mesures présentées ici seront exprimées dans le système cgs.<sup>1</sup>

### 3.1 Terme fondamental de la mesure quasi-statique d'effet Hall anomal

Les courbes présentées ici ont été réalisées sur des croix de Hall de  $5\mu m \times 5\mu m$  réalisées dans un empilement  $MgO_{14}/FeCoB_{12,7}/MgO_{13,7}/AlOx_{10}$  (épaisseurs en angströms). La composition de la couche magnétique est la suivante : Fer 72%, Cobalt 8%, Bore 20%. Les deux couches de  $MgO$  ont été réalisées en 3 étapes : dépôt d'une première couche de Mg de 9 angströms (8, 7 angströms pour la seconde) suivi d'une étape d'oxydation naturelle de 10s avec une pression d'oxygène de 150mbar et enfin dépôt d'une seconde couche de Mg de 5 angströms. La couche d'alumine supérieure permet de passiver l'échantillon. Il s'agit d'une simple couche d'aluminium déposée sur l'empilement et qui s'oxyde naturellement à l'air ambiant. On rappelle que les épaisseurs présentées

---

1. [Conversions cgs/SI](#)

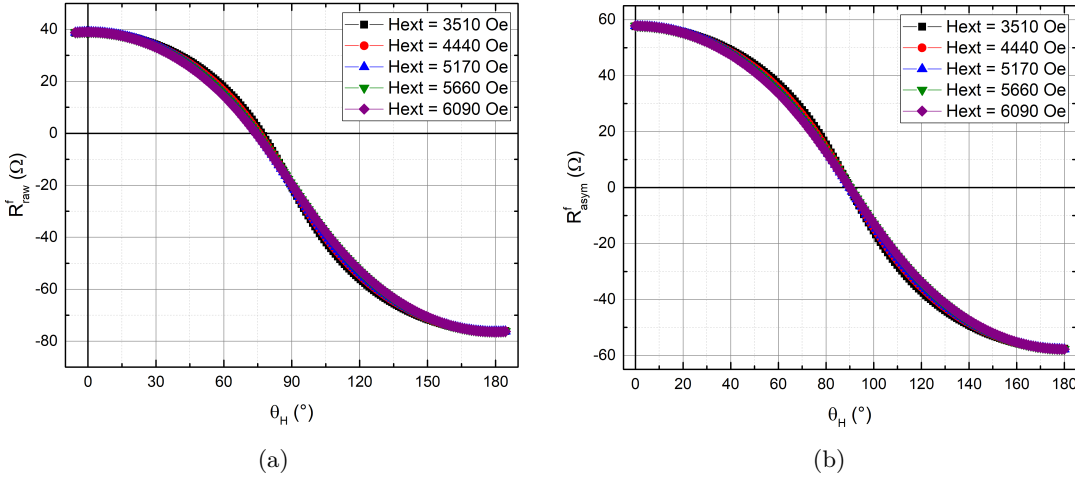


FIGURE 3.1 – (a)  $R_{\varphi=0}^f$  brut mesuré sur un échantillon  $MgO/FeCoB/MgO$  pour différentes amplitudes de champ extérieur. (b)  $R_{\varphi=0}^f$  après antisymétrisation.

ici sont des épaisseurs nominales moyennes, obtenues à partir de la durée des dépôts et des vitesses de dépôt calibrées pour chacune des cibles et des conditions de dépôt. Les échantillons sont ensuite recuits pendant une heure à  $300^\circ C$ . Nous allons maintenant nous intéresser aux informations que nous pouvons obtenir à partir du terme fondamental de la mesure quasi-statique présentée dans le chapitre précédent. On utilise ici la technique dite "Anglescan" avec des mesures à  $\varphi = 0$  et  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  et  $\theta_H$  qui varie sur  $[0; \pi]$ .

### 3.1.1 Extraction de $\theta_M$

Lors de la mesure, des transformations de Fourier rapides (en anglais Fast Fourier transform, FFT) des différents signaux sont réalisées. Pour chaque point, les résultats de ces FFT sont enregistrés dans un fichier qui sera analysé *a posteriori*. La première étape de cette analyse consiste à extraire l'angle  $\theta_M$  que fait l'aimantation avec la normale à l'échantillon à partir du signal  $R^f$ .

Sur la figure 3.1a nous présentons un exemple typique de mesure de  $R^f$  en fonction de l'angle  $\theta_H$  qui correspond à l'angle formé par le champ extérieur et la normale à l'échantillon. La mesure que nous présentons ici a été réalisée à  $\varphi = 0$ , mais comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent,  $R_{\varphi=0}^f = R_{\varphi=90}^f = R_{AHE} \cos(\theta_M)$  (équation 2.13). Une seconde composante de  $R^f$  peut apparaître si l'angle  $\varphi$  n'est pas bien aligné puisque de façon générale ce premier harmonique s'écrit  $R^f = R_{AHE} \cos(\theta_M) + R_{PHE} \sin^2(\theta_M) \sin(2\varphi)$ . L'effet de cette éventuelle erreur d'alignement peut facilement être supprimé par une opération d'antisymétrisation du signal autour de  $\theta_H = 90^\circ$ . Cette opération d'antisymétrisation aura également pour effet la suppression de l'offset que nous voyons sur cette mesure. Le résultat de cette antisymétrisation sur le signal présenté sur la figure 3.1a est présenté sur la figure 3.1b. En normalisant le signal anti-



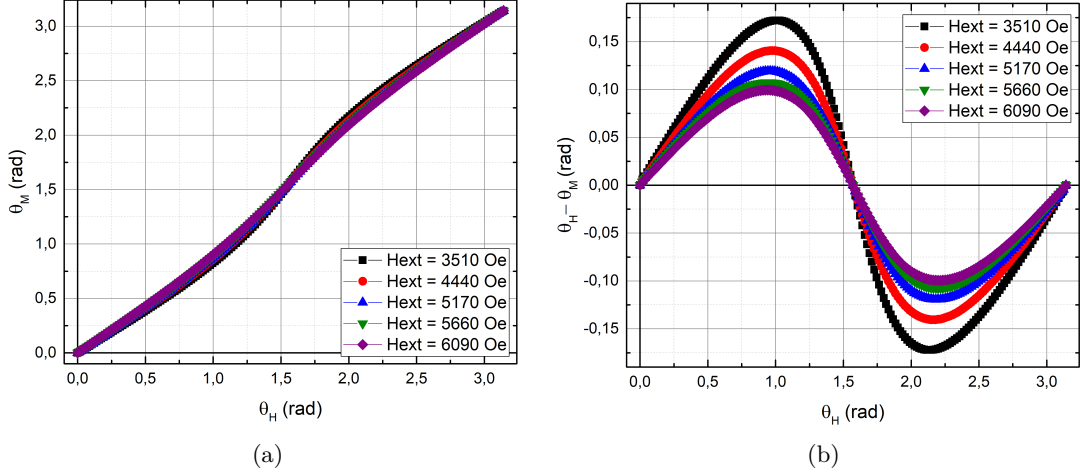


FIGURE 3.2 – (a)  $\theta_M$  en fonction de  $\theta_H$ . (b)  $\theta_M - \theta_H$  en fonction de  $\theta_H$ .

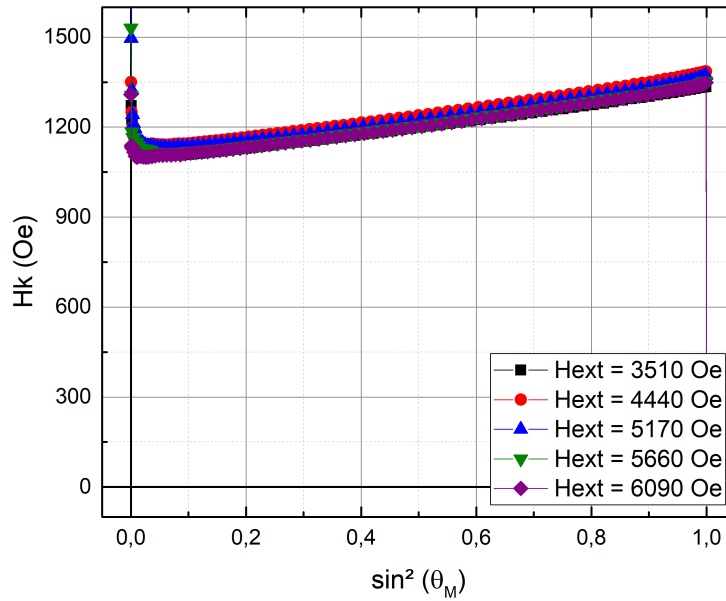
symétrique entre  $-1$  et  $1$ , on obtient  $\cos(\theta_M)$  puis  $\theta_M$  comme présenté sur la figure 3.2a. Comme on peut le voir sur la figure 3.2b, l'angle  $\theta_M$  est inférieur à l'angle  $\theta_H$  sur l'intervalle  $[0; \frac{\pi}{2}]$  et supérieur à  $\theta_H$  sur l'intervalle  $[\frac{\pi}{2}; \pi]$ . Ceci est caractéristique d'un échantillon présentant un axe de facile aimantation perpendiculaire au plan des couches. Sur l'intervalle  $[0; \frac{\pi}{2}]$ , l'aimantation est "en retard" sur le champ extérieur puisque l'anisotropie tend à la ramener vers la position  $\theta_M = 0$ . Dès que l'angle  $\theta_H = \frac{\pi}{2}$  est dépassé, la position d'équilibre la plus proche devient  $\theta_M = \pi$ , l'aimantation est alors "en avance" par rapport au champ appliqué. On peut également noter la différence d'amplitude de  $\theta_M - \theta_H$  pour les différentes amplitudes de champ appliqué. Comme on peut intuitivement l'anticiper, plus l'amplitude du champ extérieur est importante, plus l'aimantation "suit" les variations d'angle de ce dernier.

### 3.1.2 Extraction du champ d'anisotropie

Nous l'avons vu dans le chapitre précédent, il est possible à partir du terme fondamental de remonter au champ d'anisotropie  $H_k$ . On rappelle que de la façon dont nous l'avons défini,  $H_k$  peut s'exprimer comme suit :

$$H_k = -H \frac{\sin(\theta_M - \theta_H)}{\sin(\theta_M)\cos(\theta_M)} \quad (3.1)$$

$\theta_M$  ayant été extrait de  $R^f$  et  $H$  correspondant à l'amplitude du champ extérieur, on peut très facilement calculer  $H_k$ . Le résultat de ce calcul pour chaque pas de  $\theta_H$  est présenté sur la figure 3.3 en fonction de  $\sin^2(\theta_M)$ . Tracer  $H_k$  en fonction de  $\sin^2(\theta_M)$  permet de vérifier si l'échantillon présente une constante d'anisotropie d'ordre supérieur. Nous avons précédemment fait l'hypothèse d'une anisotropie uniaxiale d'ordre 1. Or, comme nous le voyons ici,  $H_k$  n'est pas constant en  $\sin^2(\theta_M)$ . Il semble donc nécessaire d'intégrer un


 FIGURE 3.3 –  $H_k$  en fonction de  $\sin^2(\theta_M)$ .

terme d'ordre supérieur à  $K_{eff}$ . Nous avons précédemment exprimé l'énergie du système en présence d'un champ extérieur de la façon suivante :

$$E = -\mu_0 H M_s \cos(\theta_M - \theta_H) + K_{eff} \sin^2(\theta_M) \quad (3.2)$$

En ajoutant un second terme  $K_2$  permettant de rendre compte de la variation linéaire de  $H_k$  avec  $\sin^2(\theta_M)$ , l'énergie du système s'écrit :

$$E = -\mu_0 H M_s \cos(\theta_M - \theta_H) + K_{eff} \sin^2(\theta_M) + K_2 \sin^4(\theta_M) \quad (3.3)$$

et à l'équilibre on a  $\frac{dE}{d\theta_M} = 0$  soit :

$$\mu_0 H M_s \sin(\theta_M - \theta_H) + 2K_{eff} \sin(\theta_M) \cos(\theta_M) + 4K_2 \sin^3(\theta_M) \cos(\theta_M) = 0 \quad (3.4)$$

et finalement :

$$\frac{2K_{eff}}{\mu_0 M_s} + \frac{4K_2}{\mu_0 M_s} \sin^2(\theta_M) = -H \frac{\sin(\theta_M - \theta_H)}{\sin(\theta_M) \cos(\theta_M)} \quad (3.5)$$

La courbe présentée sur la figure 3.3 et qui représente  $-H \frac{\sin(\theta_M - \theta_H)}{\sin(\theta_M) \cos(\theta_M)}$  en fonction de  $\sin^2(\theta_M)$  permet d'obtenir  $\frac{2K_{eff}}{\mu_0 M_s}$  qui correspond à son ordonnée à l'origine et  $\frac{4K_2}{\mu_0 M_s}$  qui n'est autre que sa pente.

## 3.2 Mise en évidence des couples dans un empilement sans métal lourd

Après avoir étudié le terme fondamental dans la section précédente, nous allons maintenant nous intéresser au terme en  $2f$  afin d'extraire les éventuels couples de spin-orbite présents dans nos échantillons. Les courbes présentées ont été obtenues sur les mêmes échantillons ( $MgO_{14}/FeCoB_{12,7}/MgO_{13,7}/AlOx_{10}$ ) que ceux présentés juste au-dessus.

### 3.2.1 Composante FL

Commençons par nous intéresser à la mesure à  $\varphi = 90^\circ$ . Nous l'avons vu dans le chapitre précédent, il peut, d'après les équations 2.54 et 2.55 s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
R^{2f} = & -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{\cos(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0)}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right. \\
& + \left. \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(2\varphi_0) \cos(\varphi_0)}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{FL} \\
& - \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{\cos(\varphi_0)}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right. \\
& - \left. \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(2\varphi_0) \cos(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0)}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{DL} \\
& + I_0 \alpha_z \sin(\theta_{M0}) \cos(\varphi_0) \\
& + R_{cst}^{2f}
\end{aligned} \tag{3.6}$$

soit pour  $\varphi = 90^\circ$

$$\begin{aligned}
R_{\varphi=90}^{2f} = & -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0=90} \frac{\cos(\theta_{M0})}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right] H_{FL} \\
& - \left[ \frac{R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(\theta_{M0})}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{DL} \\
& - I_0 \alpha_x \cos(\theta_{M0}) \\
& + R_{cst}^{2f}
\end{aligned} \tag{3.7}$$

On rappelle que le troisième terme correspond à l'effet Nernst anomal, et le dernier terme,  $R_{cst}^{2f}$  correspond à un éventuel offset de  $R^{2f}$  notamment dû à l'effet Seebeck ordinaire.

On présente sur la figure 3.4a les courbes obtenues pour différentes amplitudes de champ extérieur. Ces mesures ont été réalisées comme nous l'avons dit en faisant varier l'angle  $\theta_H$  de 0 à  $\pi$  puis de  $\pi$  à 0. Après moyennage de ces courbes sur l'aller-retour en champ, on effectue une opération d'antisymétrisation autour de  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ . Cette opération

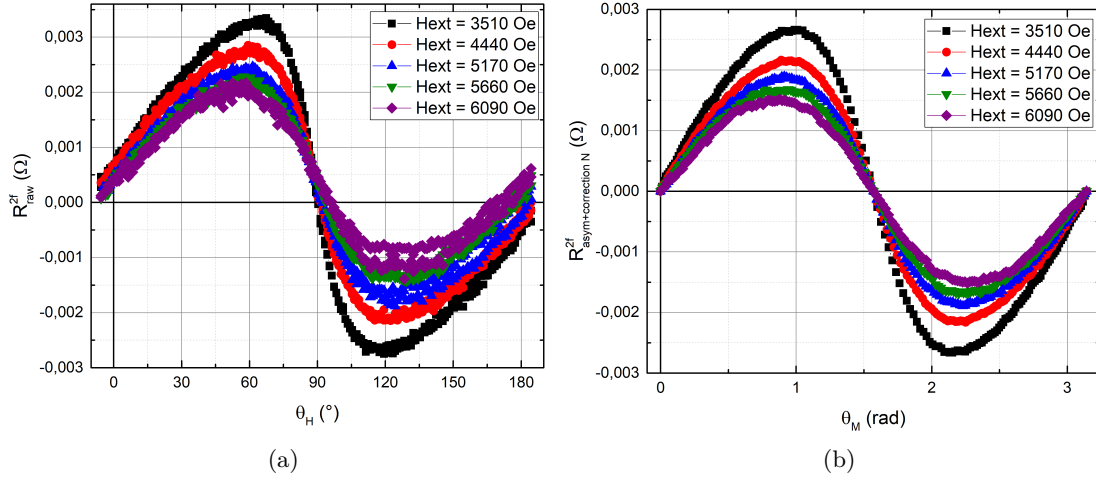


FIGURE 3.4 – (a)  $R_{\varphi=90}^{2f}$  brute en fonction de  $\theta_H$  (b)  $R_{\varphi=90}^{2f}$  après antisymétrisation et correction de l'ANE en fonction de  $\theta_M$ .

permet de supprimer l'éventuelle contribution de l'effet Seebeck ou tout autre phénomène à l'origine d'un offset sur  $R_{\varphi=90}^{2f}$ . Une seconde opération permet ensuite d'éliminer la contribution de l'effet Nernst anomal. Pour ce faire, nous pouvons utiliser deux méthodes. La première consiste à réaliser une mesure en faisant varier l'amplitude du champ extérieur et en se plaçant à  $\theta_H = 0$ . Dans cette configuration, toutes les composantes de  $R^{2f}$  s'annulent à l'exception du terme constant  $-I_0\alpha_x \cos(\theta_{M0})$  correspondant à l'ANE. On obtient alors un cycle d'hystérésis dont l'amplitude correspond à l'effet Nernst anomal. On peut ensuite utiliser cette amplitude pour soustraire le terme correspondant dans nos mesures en "Anglescan". Une seconde méthode permet de s'affranchir de cette mesure supplémentaire. En effet, en regardant l'expression de  $R_{\varphi=90}^{2f}$ , on remarque que les deux premiers termes s'annulent lorsque  $\theta_M$  et donc  $\theta_H$  sont égaux à 0 ou  $\pi$ . De plus, le terme  $R_{cst}^{2f}$  a été éliminé par l'opération d'antisymétrisation. On peut ainsi corriger l'effet Nernst en soustrayant à  $R_{\varphi=90}^{2f}$  un cosinus dont l'amplitude correspond à sa valeur en 0. Après ces deux opérations, on obtient le signal présenté sur la figure 3.4b. Une mesure à  $\varphi = 45^\circ$  sur un échantillon similaire nous a permis d'obtenir l'amplitude de l'effet Hall planaire et de l'effet Hall anomal. Comme vu dans le chapitre précédent, il suffit pour cela de séparer les parties symétrique et antisymétrique de  $R_{\varphi=45}^f$ . On obtient alors un rapport  $\frac{R_{AHE}}{R_{PHE}}$  d'environ 90. En se basant sur cette mesure, on peut dans un premier temps considérer que le terme en  $H_{DL}$  de  $R_{\varphi=90}^{2f}$  est négligeable devant celui en  $H_{FL}$ . Nous reviendrons plus tard sur cette hypothèse. Ainsi, après antisymétrisation, correction de l'ANE et après avoir négligé le terme en  $H_{DL}$ , il ne reste plus que le premier terme dans l'équation 3.8 :

$$R_{\varphi=90}^{2f} = -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0=90} \frac{\cos(\theta_{M0})}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right] H_{FL} \quad (3.8)$$

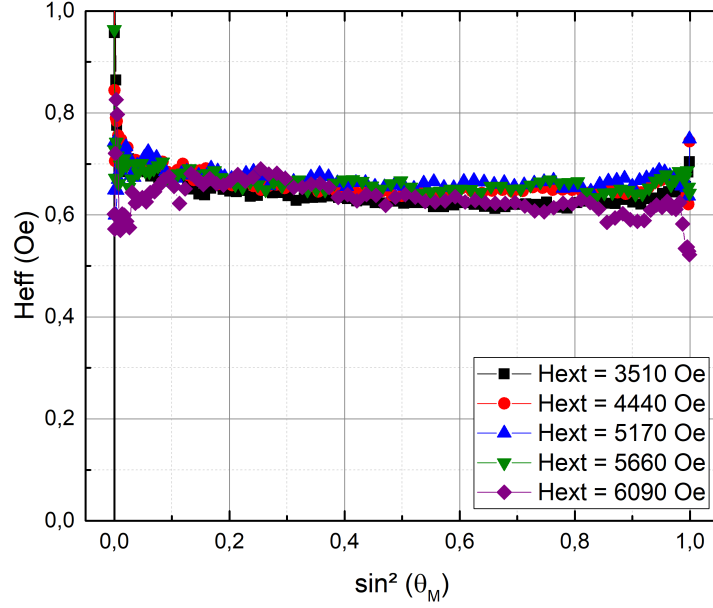


FIGURE 3.5 – Champ effectif  $H_{eff}$  extrait de mesures à  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  pour différentes amplitudes de champ extérieur.

et donc  $H_{FL}$  peut s'écrire :

$$H_{FL} = -2R_{\varphi=90}^{2f} \left( \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0=90} \frac{\cos(\theta_{M0})}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right)^{-1} \quad (3.9)$$

On peut alors tracer le résultat de ce calcul pour l'ensemble des points mesurés et on obtient les courbes présentées sur la figure 3.5. On peut ainsi estimer l'amplitude du champ effectif mesurée  $H_{FL} = 0,65 \pm 0,05$  Oe pour un courant appliqué  $I_0 = 0,66$  mA. Afin de comparer ce résultat à ce qui a été obtenu dans la littérature, et aux autres mesures réalisées pendant cette thèse, on peut normaliser l'amplitude de ce champ effectif par la densité de courant. On a ainsi  $H_{FL}/j = 6,25 \pm 0,48 \cdot 10^{-8}$  Oe/(A/cm<sup>2</sup>). On peut également calculer l'amplitude du champ d'Oersted maximale qui existerait si l'ensemble du courant circulait dans une couche adjacente à la couche ferromagnétique. On aurait alors :

$$H_{max}^{Oe} = \frac{I_{NM}}{2w} \approx 66 \text{ A.m}^{-1} \approx 0,83 \text{ Oe} \quad (3.10)$$

Ce champ maximal est d'amplitude équivalente et de signe opposé au champ effectif mesuré ici si le courant circule sous la couche ferromagnétique ou de même signe s'il circule au dessus. Il s'agit cependant d'un cas extrême et on peut raisonnablement penser que le courant circule de façon relativement homogène dans la couche ferromagnétique, générant ainsi un champ d'Oersted réel bien plus faible. Il conviendra cependant de confirmer par la suite que le champ d'Oersted est bien négligeable.

Une première conclusion importante ici est que la présence de couple de spin-orbite de type "field-like" est confirmée dans un empilement ne contenant pas de métal lourd. Ceci peut paraître d'autant plus surprenant que ces échantillons présentent une très faible brisure de symétrie. En effet, ils sont constitués d'une simple couche ferromagnétique prise en sandwich entre deux couches d'oxyde de même nature. Néanmoins le procédé de croissance utilisé fait que les deux interfaces  $Ox/FM$  ne sont pas rigoureusement identiques. En effet l'interface inférieure est le résultat du dépôt d'une couche de  $FeCoB$  sur une couche de  $Mg$  tandis que l'interface supérieure est obtenue par le dépôt d'une couche de  $Mg$  sur une couche de  $FeCoB$ , cette couche de  $Mg$  étant oxydée ensuite.

### 3.2.2 Composante DL

Intéressons nous maintenant à la mesure à  $\varphi = 0^\circ$ . On repartant de l'équation 3.7, on a pour  $\varphi = 0^\circ$  :

$$\begin{aligned}
R_{\varphi=0}^{2f} &= -\frac{1}{2} \left[ \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0})}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{FL} \\
&\quad - \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0=0} \frac{1}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right] H_{DL} \quad (3.11) \\
&\quad + I_0 \alpha_z \sin(\theta_{M0}) - I_0 \alpha_x \cos(\theta_{M0}) \\
&\quad + R_{cst}^{2f}
\end{aligned}$$

Le premier terme peut être obtenu à partir du calcul que nous avons vu précédemment et d'une mesure de l'effet Hall planaire. Comme nous l'avons vu précédemment, ce terme est très faible dans nos échantillons comparé à l'effet Hall anomal. Le second terme nous permet d'obtenir  $H_{DL}$  tandis que les deux derniers correspondent à des signaux "parasites", respectivement l'effet Nernst anomal et un éventuel offset que nous devons réussir à éliminer. Un moyen très simple d'éliminer  $-I_0 \alpha_x \cos(\theta_{M0})$  consiste à remarquer que le terme qui nous intéresse, à savoir  $-\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0=0} \frac{1}{H \cos\left(\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right)} \right] H_{DL}$  est symétrique par rapport à  $\frac{\pi}{2}$  lorsque  $\theta_H$  varie sur  $[0; \pi]$ . Une opération de symétrisation du signal permet alors d'éliminer le terme en  $\alpha_x$ . Afin d'obtenir le champ effectif associé à la composante "Damping-like", il faut alors réussir à calculer :

$$H_{DL} = \frac{(I_0 \alpha_z \sin(\theta_{M0}) + R_{cst}^{2f} - R_{\varphi=0}^{2f}) \left( 2H \cos\left[\theta_H + \frac{\delta\theta_H}{2} - \theta_{M0}\right] \right)}{\frac{\partial R^f}{\partial \theta_H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0=0}} \quad (3.12)$$

La figure 3.6 nous montre les courbes  $R_{\varphi=0}^{2f}$  symétrisées en fonction de  $\theta_H$  obtenues pour différentes amplitudes du champ extérieur. La première chose que nous pouvons remarquer est que l'amplitude des signaux obtenus ne varie pas lorsque l'amplitude du champ extérieur varie. On peut intuitivement se dire que ces mesures ne correspondent pas à des mesures de champs effectifs induits par le courant. En effet, comme le montre la

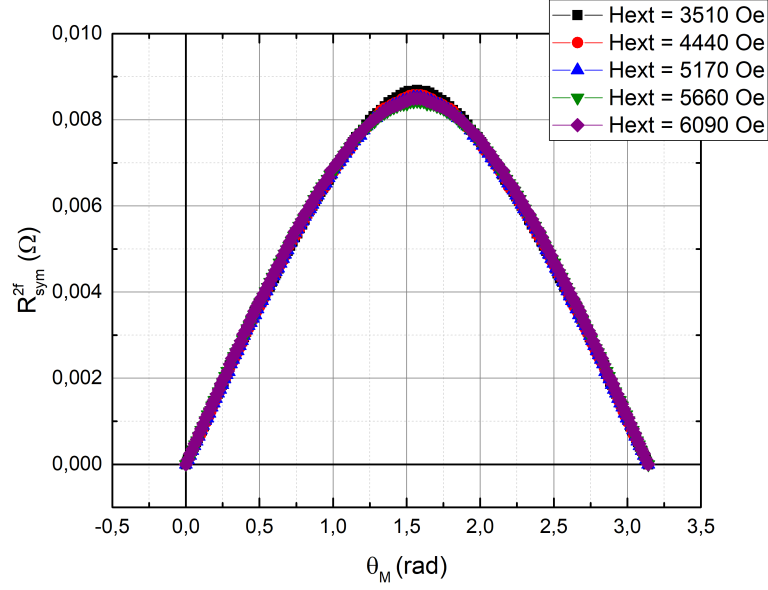
FIGURE 3.6 –  $R_{\varphi=0}^{2f}$  brutes en fonction de  $\theta_H$ 

figure 3.7, la position d'équilibre de l'aimantation est déterminée par un champ effectif, noté ici  $H_{eff}$  qui inclue notamment le champ extérieur. Pour une position d'équilibre donnée et en considérant les autres termes de  $H_{eff}$  fixes, plus l'amplitude du champ extérieur est importante et plus il "tient" l'aimantation proche de sa position d'équilibre. Dans ces conditions, si on soumet l'aimantation à des champs effectifs induits par un courant sinusoïdal d'amplitude constante, l'amplitude des oscillations de l'aimantation sera importante lorsque l'amplitude du champ extérieur sera faible (figure 3.7 (a)) et faible lorsque cette dernière sera forte (figure 3.7 (b)). De même, en reprenant l'expression de  $R_{\varphi=0}^{2f}$  (équation 3.12), on voit que les deux composantes faisant intervenir les champs effectifs  $H_{DL}$  et  $H_{FL}$  dépendent de l'amplitude du champ extérieur tandis que les autres composantes en sont indépendantes. Le signal que l'on mesure ici est donc en réalité principalement dû à l'effet Nernst anomal. Sur ces courbes, on peut malgré tout remarquer une très légère différence entre l'amplitude des différents signaux. Cependant, même en soustrayant de ces courbes un signal correspondant à l'effet Nernst, il nous est impossible d'extraire un signal cohérent avec un champ effectif associé à des couples de spin-orbite. Nous pouvons malgré tout comparer la variation d'amplitude de  $R_{\varphi=0}^{2f}$  entre les mesures à faible et fort champ à celle obtenue pour la mesure de  $R_{\varphi=90}^{2f}$  vue précédemment. Cette différence d'amplitude est d'environ  $8,5 \cdot 10^{-5} \Omega$  dans le cas de  $R_{\varphi=0}^{2f}$  et d'environ  $1,2 \cdot 10^{-3} \Omega$  dans le cas de  $R_{\varphi=90}^{2f}$  soit un peu plus de 13 fois plus grande. La seule chose que l'on puisse conclure ici est donc que si des champs effectifs  $H_{DL}$  sont présents dans cet échantillon, ils sont au minimum 13 fois inférieurs aux champs effectifs  $H_{FL}$  présentés plus haut. On s'attend cependant à ce qu'ils soient en réalité bien plus faibles encore. En effet, les courbes présentées ici sont les seules pour lesquelles nous

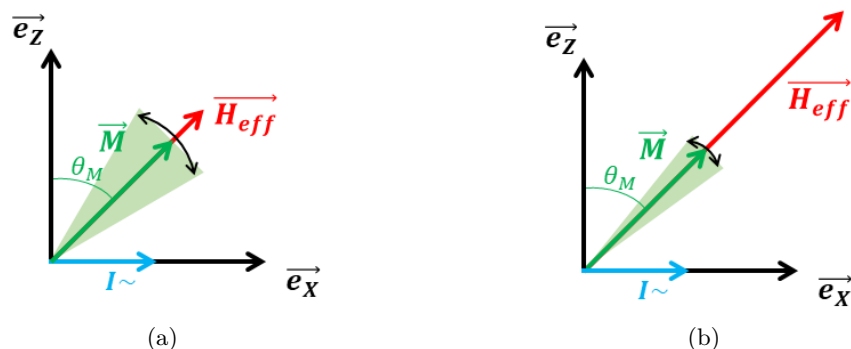


FIGURE 3.7 – Représentation schématique des oscillations de l'aimantation soumise à un champ extérieur sous l'effet de champs effectifs induits par un courant sinusoïdal.  $H_{eff}$  correspond à la somme des champs d'anisotropie et extérieurs qui déterminent la position d'équilibre de l'aimantation. En (a) le champ extérieur appliqué est de faible amplitude, en (b) il est de forte amplitude

avons été capables de détecter une variation de l'amplitude de  $R_{\varphi=0}^{2f}$  avec l'amplitude du champ extérieur.

L'hypothèse que nous avons faite dans le calcul de  $R_{\varphi=90}^{2f}$  qui avait consisté à négliger le terme comprenant  $H_{DL}$  et  $R_{PHE}$  est ici validée pour deux raisons : d'une part  $R_{PHE}$  est faible devant  $R_{AHE}$  et d'autre part  $H_{DL}$  est au moins 13 fois plus faible que  $H_{FL}$ .

On peut ici conclure deux choses :

- La présence de couples de spin-orbite dans des empilements Oxyde/matériau ferromagnétique/ oxyde a été mise en évidence.
- Seule la composante "Field-like" présente une amplitude suffisante pour être mesurée par la technique employée ici.

Afin de mieux comprendre l'origine de ces couples, nous proposons maintenant de faire varier les empilements étudiés. Afin de confirmer l'origine interfaciale des signaux mesurés précédemment, nous allons maintenant tenter de les caractériser pour différentes épaisseurs de matériau ferromagnétique. En présence d'un phénomène purement interfacial, on s'attend à ce que son effet sur le matériau ferromagnétique que l'on mesure diminue lorsque l'épaisseur de ce dernier augmente, avec un comportement en  $\frac{1}{t_{FeCoB}}$ .

### 3.3 Variation de l'épaisseur de matériau ferromagnétique

#### 3.3.1 Résultats expérimentaux

Comme le montre la figure 3.8b, les gradients d'épaisseur de la couche ferromagnétique sont réalisés sur des wafers de 4 pouces. On rappelle que la méthode utilisée pour obtenir ce gradient consiste à réaliser un dépôt en décalant le wafer par rapport au centre de la cible. Après avoir réalisé les étapes de dépôt, d'oxydation, de recuit et de fabrication des échantillons, les plaques sont découpées en deux moitiés. Sur la partie



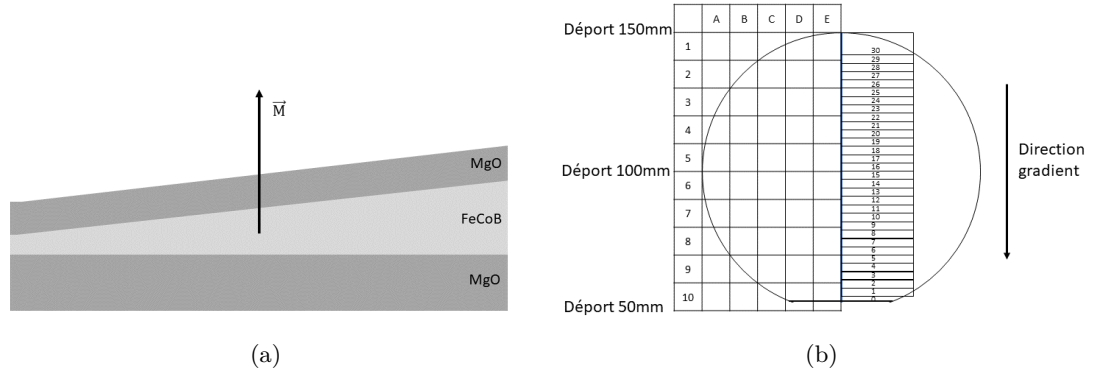
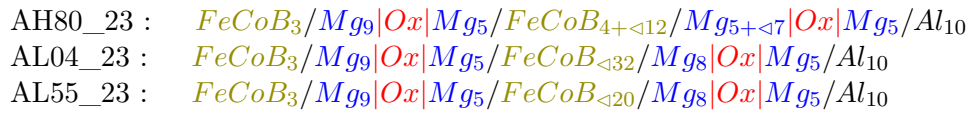


FIGURE 3.8 – (a) Schéma du gradient d'épaisseur de la couche de  $FeCoB$  prise en sandwich entre deux couches d'oxyde. (b) Disposition des échantillons sur le wafer de silicium.

gauche sont découpés des carrés de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  tandis que la partie droite est découpée en barrettes de  $3 \times 26 \text{ mm}^2$ . Au cours des étapes de réalisation des motifs, on aura pris soin de protéger la partie droite afin qu'elle reste non texturée. On pourra ainsi réaliser sur les barrettes découpées dans la moitié de droite des mesures de résistivité quatre pointes ou des mesures magnétiques par exemple grâce à un magnétomètre à échantillon vibrant (VSM). Sur la partie gauche, chacun des carrés contient neuf groupes de 20 échantillons. En repérant leurs positions sur la plaque on peut, grâce à une calibration préalablement réalisée, connaître leur épaisseur de  $FeCoB$ . Nous allons ici présenter les résultats des mesures réalisées sur des échantillons issus de trois plaques différentes. On donne ci-dessous la composition de chacune des plaques :



Les nombres en indices correspondent aux épaisseurs nominales déposées exprimées en angströms. D'autre part, le symbole  $\triangleleft$  indique que le dépôt a été réalisé de façon à obtenir un gradient d'épaisseur. Le nombre qui suit le symbole  $\triangleleft$  correspond à l'épaisseur nominale dans l'axe de la cible. Le terme  $|\text{Ox}|$  indique une phase d'oxydation. Toutes les phases d'oxydation réalisées sur ces échantillons sont des oxydations naturelles d'une durée de 10 secondes sous une pression de 150 mbar d'oxygène. Si on prend l'exemple de l'échantillon AH80\_23, il est réalisé de la façon suivante : dépôt d'une première couche de  $FeCoB$  d'épaisseur nominale de 3 Å, dépôt d'une couche de  $Mg$  d'épaisseur nominale 9 Å, phase d'oxydation, dépôt d'une couche de  $Mg$  d'épaisseur nominale 5 Å, dépôt d'une couche de  $FeCoB$  d'épaisseur nominale 4 Å suivi du dépôt d'une seconde couche de  $FeCoB$  sous forme de gradient avec une épaisseur dans l'axe de la cible de 12 Å, dépôt d'une couche de  $Mg$  d'épaisseur nominale 5 Å suivi du dépôt d'une seconde couche de  $Mg$  sous forme de gradient avec une épaisseur dans l'axe de la cible de 7 Å, suivi d'une phase d'oxydation, dépôt d'une couche de  $Mg$  d'épaisseur nominale 5 Å et enfin dépôt d'une couche d' $Al$  d'épaisseur nominale 10 Å. Cette plaque est différente

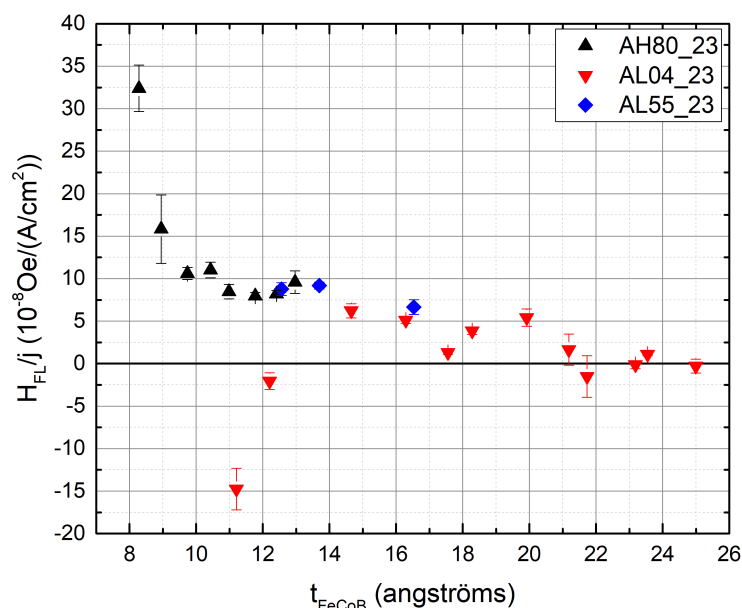


FIGURE 3.9 – Champs effectifs  $H_{FL}$  normalisés par la densité de courant  $j$  en fonction de l'épaisseur de  $FeCoB$

des deux autres puisqu'elle ne comprend pas un mais deux gradients d'épaisseur. Un premier sur la couche de  $FeCoB$  et un second sur la couche supérieure de  $MgO$ . Ces deux gradients ont été réalisés perpendiculairement l'un de l'autre. La plaque AH80\_23 n'a donc pas été découpée comme les deux autres. Elle a été entièrement découpée en carrés de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  sur lesquels ont été réalisées des croix de Hall. On peut noter que l'ensemble de ces échantillons commence par un dépôt de  $3 \text{ \AA}$  de  $FeCoB$ . Cette couche sert en réalité à améliorer la croissance de la couche de  $Mg$  qui lui succède. De par son épaisseur extrêmement fine, elle ne participe ni à la conduction électrique ni au magnétisme de l'empilement.

La figure 3.9 présente les mesures des champs  $H_{FL}$  normalisées par la densité de courant en fonction de l'épaisseur de  $FeCoB$  sur des échantillons réalisés sur les trois plaques présentées plus haut. Les échantillons mesurés sur la plaque AH80\_23 ont été choisis le long du diamètre perpendiculaire au gradient de  $Mg$  de cette dernière, afin de maximiser la gamme de  $t_{FeCoB}$  accessible. L'épaisseur réelle totale de  $Mg$  de la couche supérieure pour ces échantillons est de  $13,3 \text{ \AA}$ . La première chose que nous pouvons noter est la divergence des mesures pour les plus faibles épaisseurs sur les plaques AH80\_23 et AL04\_23 (premier point noir et premier et deuxième points rouges). Ces épaisseurs sont cependant tellement fines et les échantillons étant en bord de plaque, il pourrait s'agir d'artéfacts. Afin de nous en assurer, nous pouvons vérifier la cohérence de ces résultats avec les autres grandeurs mesurées sur ces échantillons.

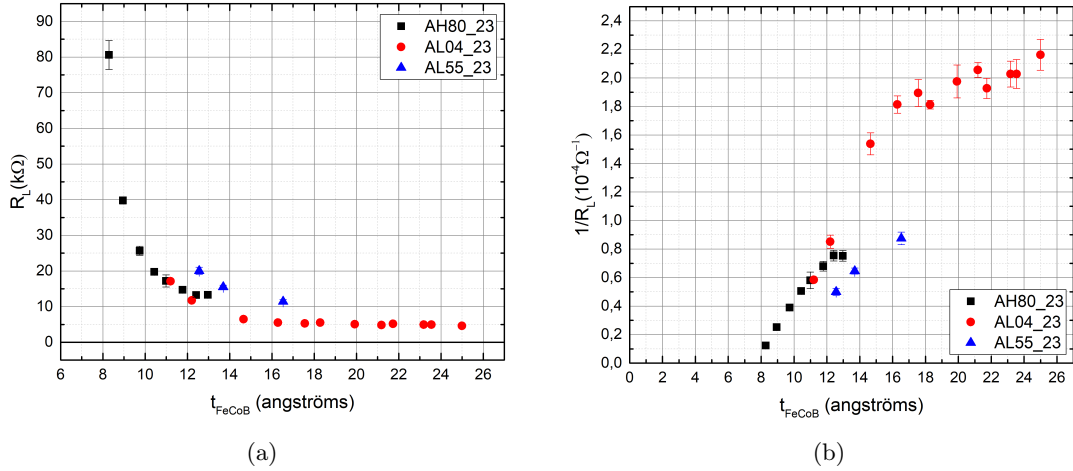


FIGURE 3.10 – (a) Résistance longitudinale,  $R_L$  mesurée sur les échantillons en fonction de  $t_{FeCoB}$ . (b)  $1/R_L$  en fonction de  $t_{FeCoB}$ .

### a) Mesures de résistance

La figure 3.10 (a) présente la résistance mesurée sur les échantillons pour les trois plaques en fonction de l'épaisseur de  $FeCoB$ . Afin de détecter une éventuelle anomalie, on trace sur la figure 3.10 (b) l'inverse de ces résistances en fonction de  $t_{FeCoB}$ . On remarque alors que pour les épaisseurs les plus faibles des plaques AL04\_23 et AH80\_23, les mesures semblent dévier du comportement linéaire observé pour les épaisseurs plus fortes. On retrouve ces mesures sur les figures 3.11 (a) pour l'échantillon AH80\_23 et (b) pour l'échantillon AL04\_23. Comme on le voit ici dans le cas de la plaque AL04\_23, les deux points correspondant aux épaisseurs les plus faibles dévient significativement du fit linéaire (ligne rouge) obtenu à partir des points d'épaisseurs plus élevées. Ces résistances particulièrement élevées peuvent dénoter la présence d'un phénomène de percolation. Pour les faibles épaisseurs, la croissance des couches ne se fait pas de façon homogène et on peut ainsi voir se former des îlots. Ces îlots étant peu connectés entre eux, ils participent médiocrement à la conduction du courant. Lorsque l'épaisseur de métal augmente, on commence alors à connecter ces îlots, ce qui fait très rapidement diminuer la valeur de la résistance de la couche jusqu'à la faire tendre vers la résistance d'une couche homogène [Smi91][JBL<sup>+</sup>95][LMTT02][SBA01]. Ce phénomène étant lié à une inhomogénéité importante de l'épaisseur de matériau conducteur, il est difficile d'estimer l'épaisseur réelle des zones que nous mesurons, et dans ces conditions, il nous semble raisonnable d'exclure ces échantillons de nos mesures. Ainsi, les deux points correspondant aux épaisseurs les plus faibles de la plaque AL04\_23 ne seront pas pris en compte lors de l'analyse de nos données. De même sur la figure 3.11 (a), on peut voir que le point correspondant à l'épaisseur la plus faible de la série AH80\_23 se situe environ à la moitié de la valeur qu'il devrait avoir pour correspondre à l'ajustement linéaire obtenu pour les épaisseurs les plus élevées. Ce point sera donc également éliminé de cette série

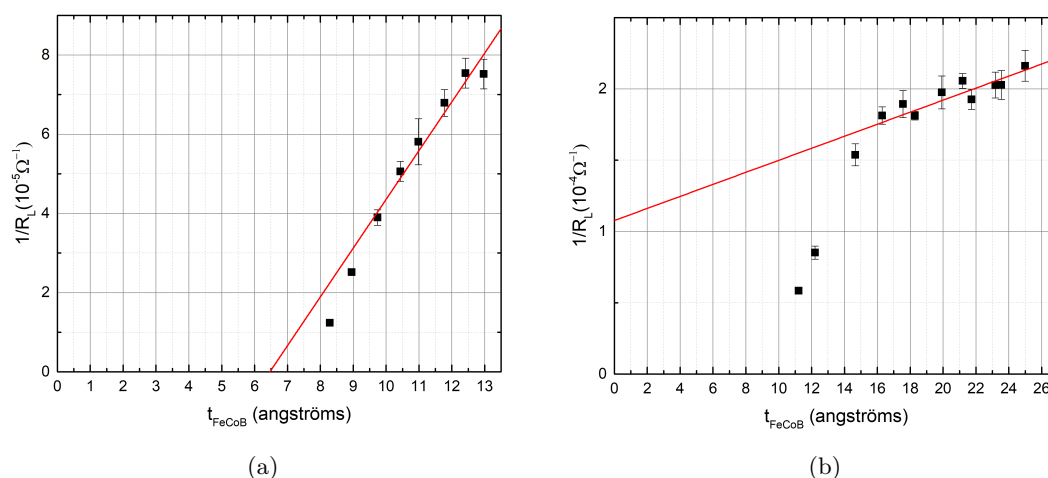


FIGURE 3.11 –  $1/R_L$  en fonction de  $t_{FeCoB}$  mesuré sur les échantillons (a) plaque AH80\_23 (b) plaque AL04\_23.

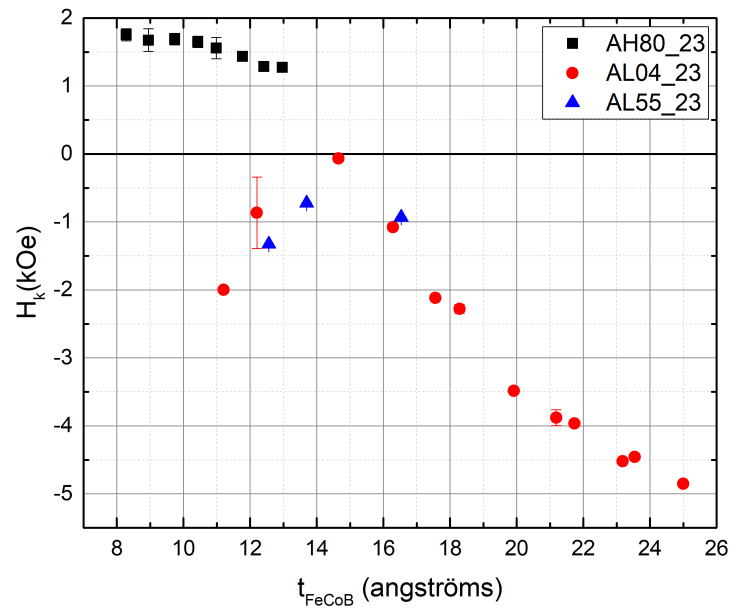
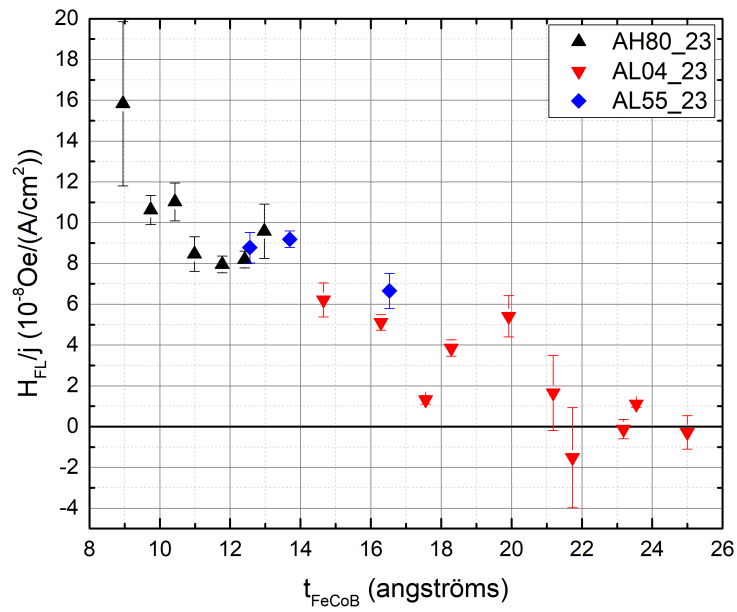
pour les mêmes raisons.

### b) Champ d'anisotropie

Nous avons vu plus haut comment extraire le champ d'anisotropie  $H_k$  des mesures d'effet Hall anomal. Nous avons tracé sur la figure 3.12 les champs d'anisotropie obtenus sur l'ensemble des plaques, en fonction de l'épaisseur de  $FeCoB$ . Sur ce graphe, nous avons choisi la convention suivante, une valeur de  $H_k$  positive est le signe d'une anisotropie hors du plan tandis qu'une valeur de  $H_k$  négative est le signe d'une anisotropie dans le plan. On remarque alors que dans le cas de la plaque AL04\_23 (points rouges), si on part des épaisseurs élevées, l'anisotropie dans le plan diminue jusqu'à quasiment s'annuler vers  $14,7 \text{ \AA}$ . On s'attendrait alors à voir ensuite l'anisotropie basculer hors du plan pour les épaisseurs plus faibles, néanmoins ce n'est pas ce qu'indiquent les deux points aux épaisseurs inférieures. Ce comportement anormal du champ d'anisotropie pour ces deux derniers points nous conforte dans le choix que nous avons fait de les exclure de nos analyses. Il semble en effet que leur comportement soit assez éloigné de celui attendu et il nous sera impossible de connaître la nature exacte de ces échantillons pour pouvoir en tirer une quelconque conclusion.

### c) Champ effectif "Field-like" en fonction de $t_{FeCoB}$

Une fois ces 3 points écartés de notre analyse, on obtient la figure 3.13. Dans des échantillons ne présentant pas de métal lourd comme les nôtres, on s'attend à n'avoir que des effets d'interface. Ainsi, comme nous l'avons vu plus haut, nous nous attendons ici à obtenir une dépendance de  $H_{FL}/j$  en  $\frac{1}{t_{FeCoB}}$ . Cela ne semble cependant pas être le cas. Afin de s'en assurer, nous traçons  $H_{FL} \times t_{FeCoB}/j$  sur la figure 3.14. On remarque dans un premier temps un comportement constant pour les épaisseurs inférieures à  $20 \text{ \AA}$

FIGURE 3.12 –  $H_k$  en fonction de  $t_{FeCoB}$ FIGURE 3.13 –  $H_{FL}$  normalisé par la densité de courant en fonction de  $t_{FeCoB}$ .

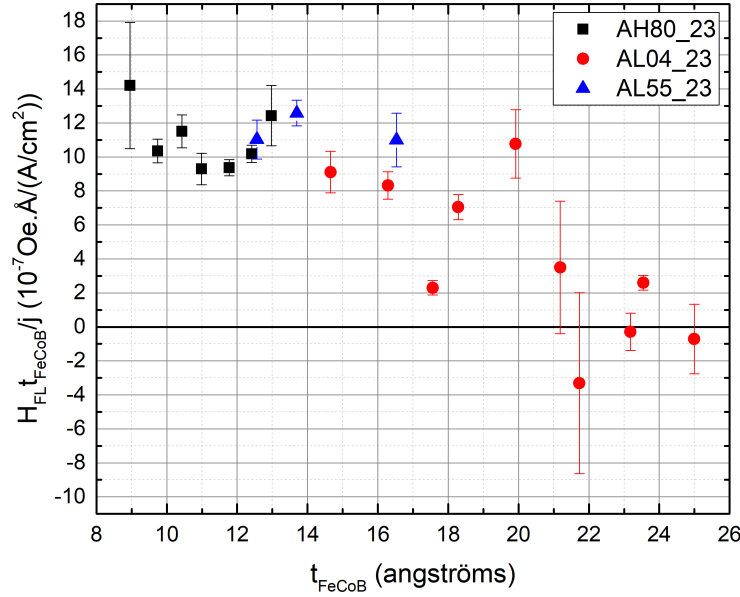


FIGURE 3.14 –  $H_{FL}$  normalisé par la densité de courant puis multiplié par l'épaisseur de  $FeCoB$  en fonction de  $t_{FeCoB}$ .

suivi d'une chute brutale de l'amplitude des champs effectifs jusqu'à une annulation autour de 25 Å. Dès lors, il semble qu'une interprétation basée uniquement sur un effet interfacial de type Rashba est insuffisante pour expliquer ces résultats. Tout se passe ici comme si les interfaces avaient besoin de se "voir" pour produire leur effet. Pour les faibles épaisseurs, elles sont suffisamment proches et elles sont capables de participer à la création d'un champ effectif, mais au delà d'une épaisseur critique, l'interaction entre les deux interfaces disparaît de façon très rapide (en seulement 5Å). On ne mesure alors plus de champ effectif lors de l'injection du courant.

### 3.3.2 Effet de confinement quantique

Comme nous l'avons vu sur la figure 3.13, l'amplitude du champ "Field-like" mesurée sur ces échantillons présente une variation plus rapide que  $\frac{1}{t_{FeCoB}}$  qui ne peut s'expliquer par un simple effet interfacial tel que l'effet Rashba. Nous allons dans cette partie proposer une hypothèse qui, selon nous, pourrait expliquer cette dépendance inattendue. Les échantillons que nous avons mesurés au cours de cette thèse ont la particularité de n'être constitués que d'une seule couche de matériau conducteur prise en sandwich entre deux oxydes. Au vu de l'épaisseur de cette couche (de environ 1 à 2 nanomètres), nous proposons un modèle basé sur des effets de confinement quantique à l'intérieur de cette couche.

Commençons par un petit rappel sur le confinement d'une particule dans un puits de potentiel fini. Nous présenterons ensuite comment cet effet pourrait nous permettre

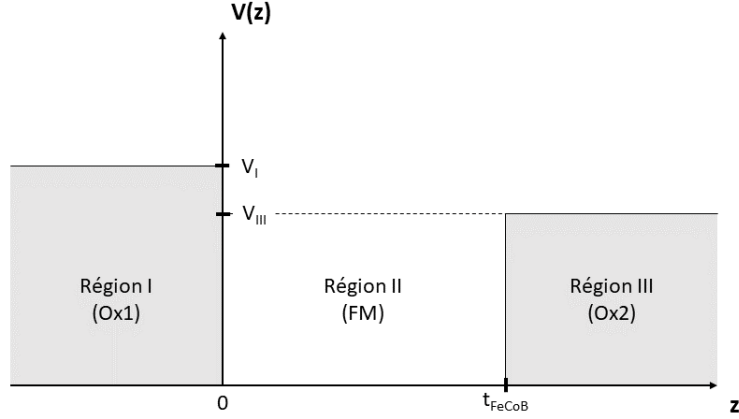


FIGURE 3.15 – Représentation schématique d'un puits de potentiel fini asymétrique.

de comprendre nos résultats.

### 3.3.2.1 Rappel sur le confinement d'une particule dans un puits de potentiel fini asymétrique.

La direction dans laquelle nous pourrions avoir des effets de confinement quantique se trouve suivant  $z$ , perpendiculaire au plan des couches. On considère un puits de potentiel fini et asymétrique comme présenté sur la figure 3.15. La région I correspond à la couche d'oxyde inférieure à laquelle on associe un potentiel  $V_I$ , la région II correspond à la couche ferromagnétique à laquelle on associe un potentiel nul et la région III correspond à la couche d'oxyde supérieure à laquelle on associe un potentiel  $V_{III}$ . La couche de matériau ferromagnétique étant conductrice, on se sert dans cet exemple du bas de la bande de conduction de cette dernière comme référence, d'où le potentiel nul dans la région II. Les potentiels  $V_I$  et  $V_{III}$  correspondent à la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction de la couche FM et le bas de la bande de conduction des deux couches d'oxyde. On suppose dans notre exemple que  $V_I > V_{III}$ . On rappelle que l'équation de Schrödinger indépendante du temps s'écrit :

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} + V(z)\psi(z) = E\psi(z) \quad (3.13)$$

Nous devons maintenant l'écrire dans chacune des régions considérées.

$$\left\{ \begin{array}{ll} -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} + V_I\psi(z) = E\psi(z) & \text{dans la région I} \\ -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} = E\psi(z) & \text{dans la région II} \\ -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} + V_{III}\psi(z) = E\psi(z) & \text{dans la région III} \end{array} \right. \quad (3.14)$$

Que l'on peut réécrire :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} = \frac{2m_e}{\hbar^2}(V_I - E)\psi(z) & \text{dans la région I} \\ \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} = -\frac{2m_e}{\hbar^2}E\psi(z) & \text{dans la région II} \\ \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} = \frac{2m_e}{\hbar^2}(V_{III} - E)\psi(z) & \text{dans la région III} \end{array} \right. \quad (3.15)$$

On propose de ne traiter ici que les états confinés, c'est à dire ceux pour lesquels  $E < V_{III} < V_I$ . On pose

$$k_I = \sqrt{\frac{2m_e}{\hbar^2}(V_I - E)} \quad k_{II} = \sqrt{\frac{2m_e}{\hbar^2}E} \quad k_{III} = \sqrt{\frac{2m_e}{\hbar^2}(V_{III} - E)}$$

Dans la région II, les solutions sont de la forme

$$\psi_{II}(z) = A_{II}e^{ik_{II}z} + B_{II}e^{-ik_{II}z} \quad (3.16)$$

ou de façon équivalente

$$\psi_{II}(z) = C_{II} \cos(k_{II}z) + D_{II} \sin(k_{II}z) \quad (3.17)$$

et dans les régions I et III elles sont de la forme :

$$\psi_I(z) = A_I e^{k_I z} + B_I e^{-k_I z} \quad (3.18)$$

et

$$\psi_{III}(z) = A_{III}e^{k_{III}z} + B_{III}e^{-k_{III}z} \quad (3.19)$$

Si on considère que les barrières à gauche et à droite sont de largeurs infinies, on doit avoir  $\psi(z)$  qui tend vers 0 lorsque  $z \rightarrow \pm\infty$ . On a ainsi nécessairement  $B_I = A_{III} = 0$ . Afin de déterminer les autres constantes, on utilise les relations de continuité de  $\psi(z)$  et de  $\frac{d\psi(z)}{dz}$  en  $z = 0$  et  $z = t_{FeCoB}$ . En  $z = 0$  on a :

$$\psi_I(0) = \psi_{II}(0) = A_I = C_{II} \quad (3.20)$$

et

$$\frac{d\psi_I(0)}{dz} = \frac{d\psi_{II}(0)}{dz} = A_I k_I = D_{II} k_{II} \quad (3.21)$$

En  $z = t_{FeCoB}$  on a :

$$\begin{aligned} \psi_{II}(t_{FeCoB}) &= \psi_{III}(t_{FeCoB}) \\ &= C_{II} \cos(k_{II}t_{FeCoB}) + D_{II} \sin(k_{II}t_{FeCoB}) \\ &= B_{III} e^{-k_{III}t_{FeCoB}} \end{aligned} \quad (3.22)$$



et

$$\begin{aligned} \frac{d\psi_{II}(t_{FeCoB})}{dz} &= \frac{d\psi_{III}(t_{FeCoB})}{dz} \\ &= -C_{II}k_{II} \sin(k_{II}t_{FeCoB}) + D_{II}k_{II} \cos(k_{II}t_{FeCoB}) \\ &= -B_{III}k_{III}e^{-k_{III}t_{FeCoB}} \end{aligned} \quad (3.23)$$

En utilisant 3.20 et 3.21 pour remplacer  $C_{II}$  et  $D_{II}$  dans 3.22 et 3.23 on obtient le système suivant :

$$\begin{cases} A_I \cos(k_{II}t_{FeCoB}) + \frac{A_I k_I}{k_{II}} \sin(k_{II}t_{FeCoB}) = B_{III}e^{-k_{III}t_{FeCoB}} & \textcircled{1} \\ -A_I k_{II} \sin(k_{II}t_{FeCoB}) + A_I k_I \cos(k_{II}t_{FeCoB}) = -B_{III}k_{III}e^{-k_{III}t_{FeCoB}} & \textcircled{2} \end{cases} \quad (3.24)$$

En multipliant l'équation  $\textcircled{1}$  du système 3.24 par  $k_{III}$  et y ajoutant  $\textcircled{2}$ , on élimine le terme en  $B_{III}$  et on obtient :

$$\begin{aligned} 0 &= A_I k_{III} \cos(k_{II}t_{FeCoB}) + A_I \frac{k_I k_{III}}{k_{II}} \sin(k_{II}t_{FeCoB}) \\ &\quad - A_I k_{II} \sin(k_{II}t_{FeCoB}) + A_I k_I \cos(k_{II}t_{FeCoB}) \end{aligned} \quad (3.25)$$

En éliminant la solution triviale  $A_I = 0$ , on peut écrire :

$$\tan(k_{II}t_{FeCoB}) = \frac{k_{II}(k_I + k_{III})}{k_{II}^2 - k_I k_{III}} \quad (3.26)$$

Soit en remplaçant  $k_I$ ,  $k_{II}$  et  $k_{III}$  par leurs expressions données plus tôt :

$$\tan \left( \sqrt{\frac{2m_e E}{\hbar^2}} t_{FeCoB} \right) = \frac{\sqrt{E}(\sqrt{V_I - E} + \sqrt{V_{III} - E})}{E - \sqrt{(V_I - E)(V_{III} - E)}} \quad (3.27)$$

On ne peut pas résoudre cette équation analytiquement mais on peut en trouver des solutions graphiquement comme le montre la figure 3.16. On a tracé ici la fonction  $f_1(E) = \tan \left( \sqrt{\frac{2m_e E}{\hbar^2}} t_{FeCoB} \right)$  en rouge et la fonction  $f_2(E) = \frac{\sqrt{E}(\sqrt{V_I - E} + \sqrt{V_{III} - E})}{E - \sqrt{(V_I - E)(V_{III} - E)}}$  en bleu pour  $t_{FeCoB} = 18 \text{ \AA}$ ,  $V_I = 3,8 \text{ eV}$  et  $V_{III} = 2,8 \text{ eV}$ . Pour  $E \in [0; V_{III}]$ , les intersections des courbes nous donnent les énergies associées aux différents états confinés. On obtient ainsi cinq états confinés :  $E_1 = 0,092 \text{ eV}$ ,  $E_2 = 0,37 \text{ eV}$ ,  $E_3 = 0,82 \text{ eV}$ ,  $E_4 = 1,45 \text{ eV}$  et  $E_5 = 2,22 \text{ eV}$ . À partir de ces différents niveaux d'énergie, on a besoin d'une équation supplémentaire afin de calculer les fonctions d'onde qui leurs sont associées. Celle-ci est donnée par  $\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(z)|^2 dz = 1$  puisque  $|\psi(z)|^2$  correspond à la probabilité de présence. Les fonctions d'onde obtenues sont présentées sur la figure 3.17. Comme on le voit sur cette figure, les parties évanescentes des fonctions d'onde dans les zones I et III décroissent très rapidement. En moins d'un nanomètre, les fonctions d'onde ont perdu dans ces zones plus de 99% de leur amplitude. Dans nos échantillons, les barrières de *MgO* font respectivement  $1,4 \text{ nm}$  et  $1,37 \text{ nm}$ . Sachant que de plus, celle du dessous est déposées sur un oxyde (*SiO<sub>2</sub>*) et que celle du dessus est recouverte d'un oxyde (*AlOx*), l'hypothèse de la barrière infinie faite plus haut nous semble cohérente.

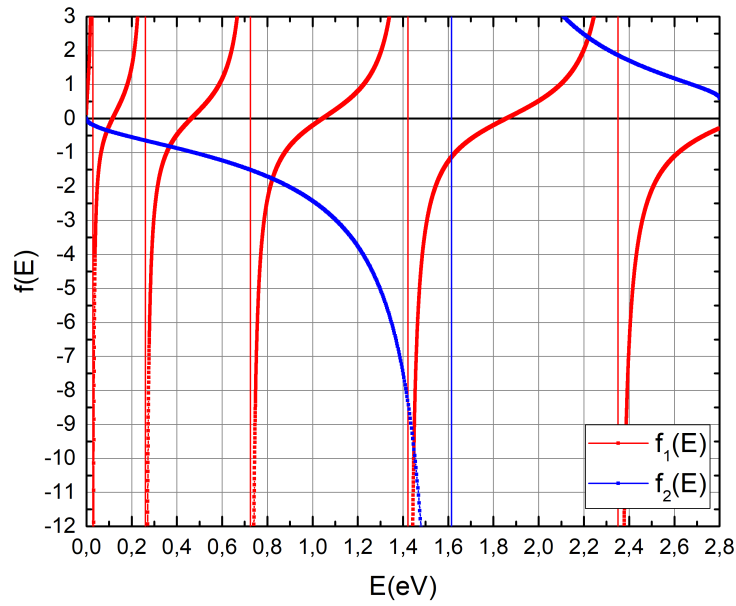


FIGURE 3.16 – Représentation des membres de gauche ( $f_1(E)$ , en rouge) et de droite ( $f_2(E)$ , en bleu) de l'équation 3.27.

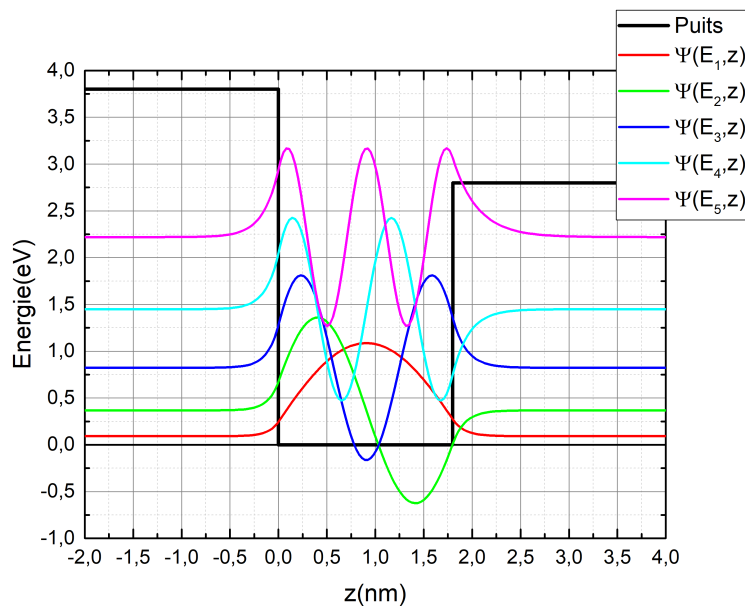


FIGURE 3.17 – Représentation des fonctions d'onde et du puits de potentiel. Les fonctions d'onde ont chacune été décalées verticalement de la valeur du niveau d'énergie auquel elles correspondent pour plus de lisibilité.

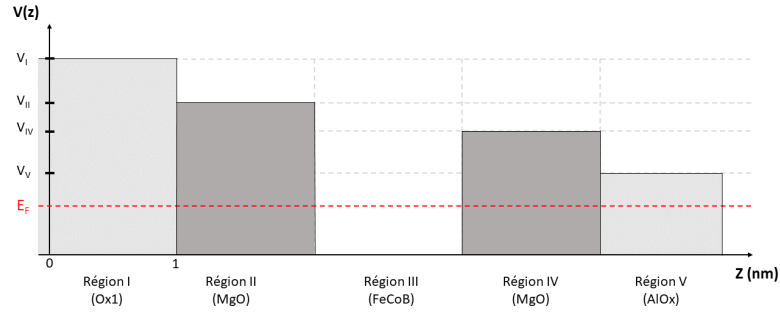


FIGURE 3.18 – Représentation schématique des niveaux d'énergies associés à chacune des régions de notre échantillon.

### 3.3.2.2 Modélisation des effets de confinement quantique et de leur influence sur l'effet Rashba.

Nous venons de voir que de par leurs dimensions, nos échantillons pouvaient être sujets à des effets de confinement quantique. Afin d'évaluer l'éventuelle influence de ces effets sur les couples de spin-orbite, nous proposons de modéliser nos échantillons comme représenté sur la figure 3.18. On distinguera 5 régions :

- Région I = wafer de  $Si/SiO_2$ . L'épaisseur de l'oxyde est ici de  $500\text{ nm}$ .
- Région II = couche de  $MgO$  inférieure
- Région III = couche de  $FeCoB$  (Composition : Fe 72%, Co 20% et B 8%)
- Région IV = couche d'oxyde supérieure
- Région V = couche de protection en alumine d'épaisseur  $1\text{ nm}$

Sur cette figure, on a représenté les potentiels associés à chacune des couches de nos échantillons ainsi que le niveau de Fermi  $E_F$ . On a choisi de fixer le 0 au niveau du bas de la bande de conduction du  $FeCoB$ . Le confinement quantique dans des échantillons similaires a déjà été étudié, notamment dans le cadre de double jonction tunnel [CSVO02b] [CSVO02a] [NTI06] [WLZH06] [TYZ<sup>+</sup>15]. Ces états résonnants requièrent que les électrons conservent une cohérence de phase lors des réflexions sur les deux barrières de potentiel. Cette cohérence ne peut survivre que pour de faibles épaisseurs de l'ordre de 1 à 2 nanomètres notamment à cause de la rugosité éventuelle des interfaces [CSVO02b] ou de phénomènes de diffusion inélastique dans le matériaux ou aux interfaces [JG87].

Le calcul des états confinés dans ce type de structure n'est pas réalisable analytiquement, comme nous l'avons vu précédemment avec un exemple plus simple. Nous proposons ici une méthode originale qui nous permettra de les estimer. Comme dans le cas vu plus haut, nous devons dans chaque région écrire l'équation stationnaire de Schrödinger, puis écrire les formes des solutions possibles et, enfin, en utilisant les différentes relations de continuité, déterminer l'ensemble des constantes d'intégration. Nous ne nous intéresserons qu'aux états possédant une énergie inférieure ou égale à l'énergie de Fermi représenté sur la figure 3.18. Les solutions de l'équation de Schrödinger auront la forme d'exponentielles décroissantes dans les régions I, II, IV et V ( $V(z) > E_F$  dans ces

régions) et d'une sinusoïde dans la région III (unique région avec  $V(z) < E_F$ ). Comme nous l'avons vu dans l'exemple précédent, avec des hauteurs de barrières similaires, la décroissance des fonctions d'onde est très rapide dans les barrières, nous considérerons donc que les fonctions d'onde sont nulles au niveau de l'interface supérieure de l'alumine ainsi que pour  $z < 0$ . On rappelle que l'équation stationnaire de Schrödinger s'écrit dans notre cas :

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} + V(z)\psi(z) = E_k\psi(z) \quad (3.28)$$

Nous proposons d'écrire la dérivée seconde  $\frac{d^2\psi(z)}{dz^2}$  sous forme discrète :

$$\frac{d^2\psi(z)}{dz^2} = \lim_{\delta z \rightarrow 0} \frac{\psi(z + \delta z) + \psi(z - \delta z) - 2\psi(z)}{\delta z^2} \quad (3.29)$$

Ainsi, pour tout  $n \in [0; N - 1]$  avec  $N = \frac{\text{Largeur considérée}}{\delta z}$  et en choisissant le pas  $\delta z$  judicieusement<sup>2</sup>, on pourra calculer :

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\psi_{n+1} + \psi_{n-1} - 2\psi_n}{\delta z^2} + V_n\psi_n = E_k\psi_n \quad (3.30)$$

avec  $\psi_n = \psi(n.\delta z)$  et  $V_n = V(n.\delta z)$ . En faisant l'hypothèse que  $\psi_0 = 0$ , et en fixant  $\psi_1$ <sup>3</sup>, on peut calculer  $\psi_2$  en utilisant l'équation 3.30. On a ainsi :

$$\psi_2 = \left( \frac{2m_e}{\hbar^2} (V_1 - E_k)\delta z^2 + 2 \right) \psi_1 - \psi_0 \quad (3.31)$$

On peut de la même manière propager ces valeurs sur toute l'épaisseur de l'échantillon en écrivant :

$$\psi_{n+1} = \left( \frac{2m_e}{\hbar^2} (V_n - E_k)\delta z^2 + 2 \right) \psi_n - \psi_{n-1} \quad (3.32)$$

Il reste maintenant à savoir quelles valeurs d'énergie  $E_k$  correspondent à un état confiné. Pour cela on réalise un balayage en énergie dans l'intervalle  $[0; E_F]$ . En utilisant la condition limite au niveau de l'interface supérieure de la couche d'aluminium, on devrait avoir  $\psi_{N-1}(E_k) = 0$ . Dans la pratique, le pas de balayage en énergie est fini et on ne tombera donc pas sur la valeur exacte des énergies associées aux états confinés. Néanmoins en choisissant judicieusement notre pas de calcul, nous serons capables de nous en approcher. Si on trace  $\psi_{N-1}(E)$ , chaque changement de signe correspond à une valeur d'énergie associée à un état confiné. En balayant cette courbe, on peut, à chaque fois que l'on détecte un changement de signe, relever l'énergie qui lui est associée. Connaissant ces valeurs d'énergie, il ne reste plus qu'à normaliser les différentes fonctions d'onde obtenues. Pour ce faire, on utilise la même condition que dans le cas simple vu plus haut à savoir  $\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(z)|^2 dz = 1$  puisque  $|\psi(z)|^2$  correspond à la probabilité de présence. Afin de valider cette méthode de calcul, on peut commencer par essayer de reproduire le résultat obtenu précédemment dans le cas simple du puits asymétrique.

2. Il doit être suffisamment petit pour minimiser l'erreur de calcul mais pas trop petit afin de limiter le temps de calcul.

3. La valeur de  $\psi_1$  importe peu. Elle ne fait que modifier l'amplitude des  $\psi(z, E_k)$  que l'on obtient qui sera renormalisée dans une étape suivante.

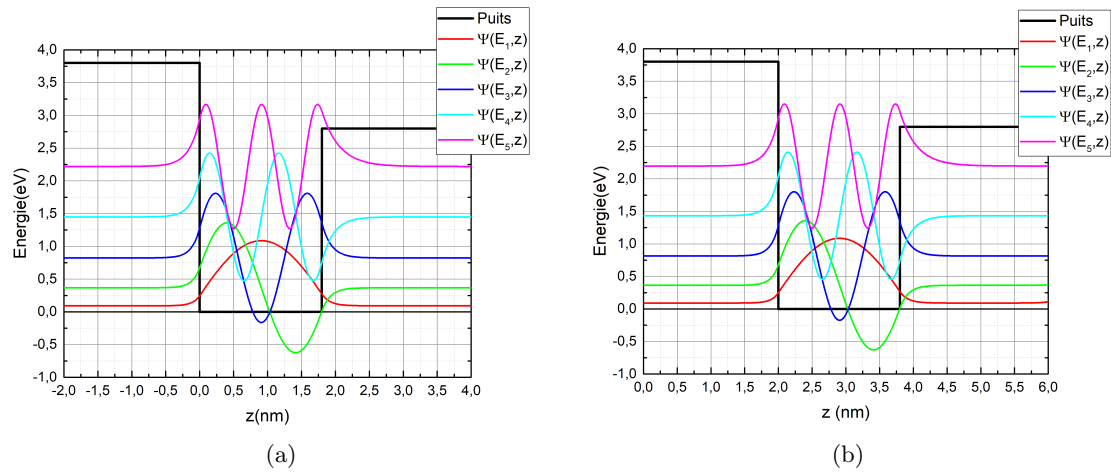


FIGURE 3.19 – États confinés obtenus (a) par le calcul présenté plus haut et (b) par la méthode de calcul que nous proposons.

État	Énergie calcul(eV)	Énergie simulation(eV)
$E_1$	0,092	0,0913
$E_2$	0,37	0,364
$E_3$	0,83	0,814
$E_4$	1,45	1,433
$E_5$	2,22	2,199

Tableau 3.1 – Énergies associées aux différents états confinés présentés sur la figure 3.19.

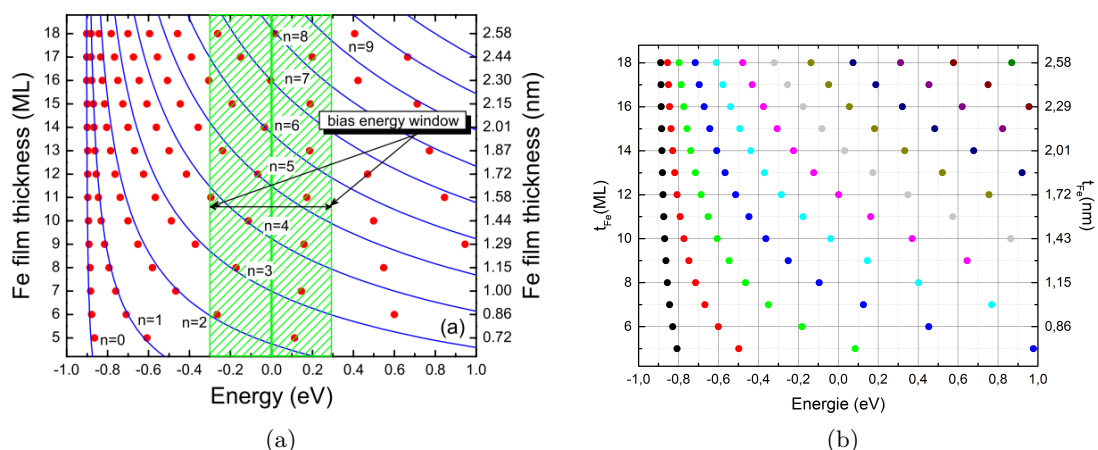


FIGURE 3.20 – Énergie des états confinés. Le 0 est ici fixé au niveau de Fermi. Sur la figure (a) issue de [WLZH06], les lignes représentent les résultats obtenus par la méthode de calcul PAM et les points rouges sont ceux obtenus par la méthode *ab initio* proposée par Wang *et al.*. Sur la figure (b) sont représentés les résultats obtenus par notre méthode de calcul.

Comme le montre la figure 3.19, les résultats obtenus sur ce cas simple semblent valider notre approche. On note cependant un léger écart entre les énergies associées à chacun des états confinés comme le montre le tableau 3.1. Cet écart reste cependant tout à fait satisfaisant puisqu'il est au maximum de 1,9% et que l'objectif de la méthode de calcul proposée ici est d'obtenir un résultat qualitatif. Si tout semble bien se passer pour un calcul simple, il convient malgré tout, avant de pouvoir l'utiliser, de tester cette méthode sur un cas plus complexe et plus proche de la réalité de nos échantillons. Pour ce faire, nous avons choisi de nous baser sur l'étude de Wang *et al.* [WLZH06].

Dans cette étude, ils proposent une méthode de calcul *ab initio* pour prédire les états confinés dans des doubles jonctions magnétiques. Cette méthode leur permet de mieux expliquer les résultats expérimentaux obtenus par Nozaki *et al.* [NTI06] dans des empilements  $Fe/MgO/Fe/MgO/Fe$  que le modèle d'accumulation de phase (en anglais Phase Accumulation model, PAM) souvent utilisé pour les calculs de confinement [EP89] [SBCJ94]. D'après Butler *et al.* [BZSM01], les états stationnaires dans la couche de Fer au milieu de l'échantillon sont principalement dus à la bande  $\Delta_1$  des porteurs majoritaires. Le bas de la bande  $\Delta_1$  du fer massif se trouve  $0,9 eV$  en dessous du niveau de Fermi. La masse effective obtenue à partir de la courbure de la bande est de  $m_{FeCoB}^* = 4m_e$  avec  $m_e$  la masse de l'électron [WLZH06]. D'autre part, le bas de la bande de conduction du  $MgO$  est à  $3,8 eV$  au dessus du niveau de Fermi et la masse effective dans la barrière est  $m_{MgO}^* = 0,35m_e$  [EI06]. On peut voir sur la figure 3.20 (a) les résultats obtenus par Wang *et al.*. Les points rouges correspondent aux résultats obtenus par leur méthode *ab initio* tandis que les lignes bleues correspondent aux résultats obtenus grâce au modèle d'accumulation de phase. Comme on peut le voir sur cette figure, les deux approches semblent donner des résultats similaires pour les états  $n_0, n_1, n_2$  et  $n_3$  mais divergent pour les états avec  $n > 3$ . Les auteurs concluent que le PAM ne permet d'obtenir que des

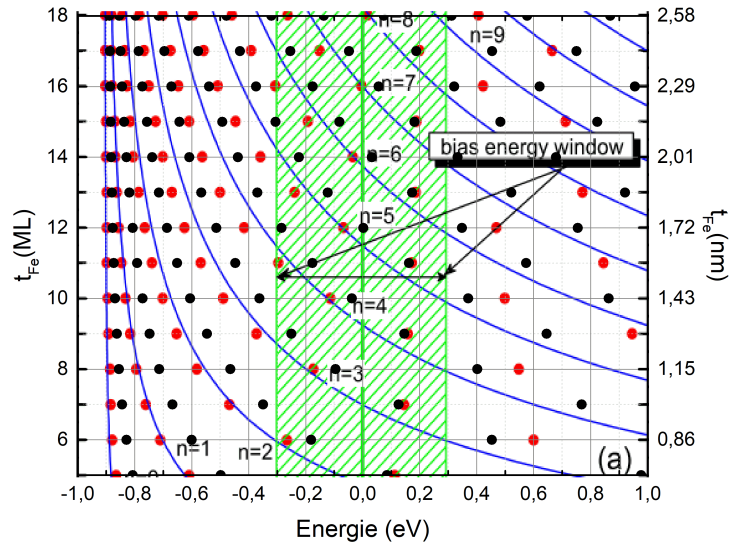


FIGURE 3.21 – Superposition des figures 3.20 (a) et (b) pour plus de lisibilité, nos résultats sont présentés en noir sur cette figure.

résultats qualitatifs quand leur approche permet, elle, d'obtenir des résultats très proches de ceux obtenus expérimentalement par Nozaki *et al.* [NTI06]. La figure 3.20 (b) présente les résultats que nous obtenons. Afin de pouvoir mieux comparer nos résultats avec ceux de Wang *et al.*, nous avons superposé ces résultats sur la figure 3.21. Les lignes bleues et les points rouges sont ceux de la figure 3.20 (a) et les points noirs sont ceux que nous obtenons. On peut ici noter que les résultats que nous obtenons sont assez proches de ceux obtenus par le modèle à accumulation de phase même s'ils semblent être légèrement décalés. Lors de l'estimation des états confinés par le PAM, un déphasage supplémentaire peut être introduit afin de rendre compte, par exemple, de la rugosité des interfaces et de s'approcher ainsi d'un modèle plus proche de la réalité. Dans cet article, Wang *et al.* ont estimé ce déphasage à  $0, 6\pi$ . Dans notre cas, le seul paramètre sur lequel nous pouvons jouer pour rendre compte d'un comportement plus proche de la réalité est la hauteur des barrières. En choisissant une hauteur de barrière pour le *MgO* de  $2 \text{ eV}$ , qui correspond à ce qui est obtenu dans des échantillons réels [AHI<sup>+</sup>02][CNT<sup>+</sup>07], on obtient alors les résultats présentés sur la figure 3.22. On remarque ici que nos résultats sont beaucoup plus proches de ceux obtenus avec le modèle PAM. Il semble cependant que l'on conserve un écart non négligeable avec le modèle basé sur les calculs *ab initio*, notamment lorsque  $n$  devient grand. On peut malgré tout considérer que pour une description qualitative de l'évolution des états confinés au sein de nos échantillons en fonction de la variation de l'épaisseur, ce modèle devrait être suffisant. Cette considération repose notamment sur le fait qu'au niveau de Fermi le nombre d'états que nous obtenons en fonction de l'épaisseur de métal reste très proche de celui obtenu par Wang *et al.* sur la gamme d'épaisseur qui correspond à nos échantillons. Maintenant que nous sommes capables d'estimer le comportement des probabilités de présence pour les différents états, il nous

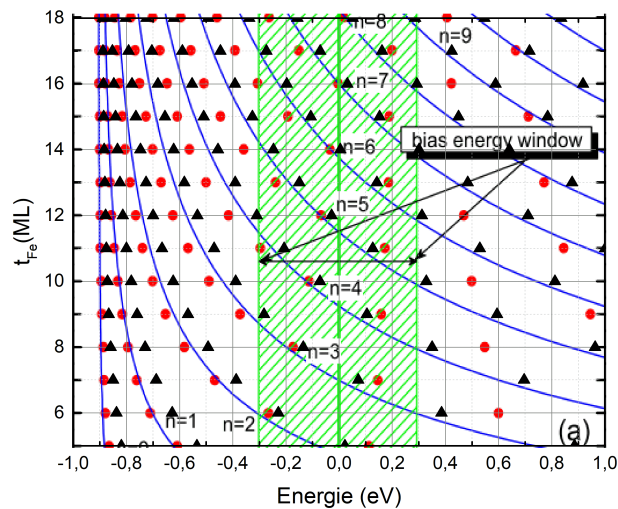


FIGURE 3.22 – Idem fig3.21mais avec des hauteurs de barrière à 2eV

reste à ajouter l'influence du champ Rashba.

On rappelle que, comme le montre la figure 3.23 issue de [BIM15], dans un empilement composé d'un métal ferromagnétique pris en sandwich entre deux couches d'oxyde, il existe au niveau des interfaces un champ électrique. Dans leur référentiel propre, ce champ électrique est vu par les électrons circulant à proximité des interfaces comme un champ magnétique, noté  $B_R$  sur le schéma. Dans un cas parfaitement symétrique, les champs étant opposés, leurs effets s'annulent. Si maintenant l'échantillon présente une asymétrie, on devrait pouvoir mesurer un effet non nul. Cet effet est purement interfacial, aussi les seuls électrons qui vont nous intéresser ici sont ceux qui circulent à

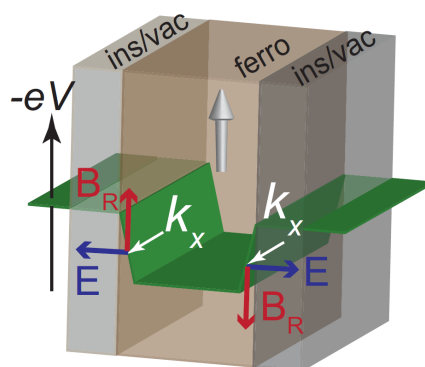


FIGURE 3.23 – Représentation schématique des barrières de potentiel ainsi que du champ Rashba au niveau des interfaces dans un empilement oxyde/métal ferromagnétique/oxyde. Figure issue de [BIM15].



proximité des interfaces. Nous venons de voir comment nous pouvons estimer la probabilité de présence dans cet empilement. Nous allons maintenant implémenter l'effet du champ Rashba. Pour ce faire, nous allons considérer que le champ électrique présenté plus haut est homogène sur l'ensemble de l'interface et nous définissons deux paramètres que nous appellerons  $R_I$  et  $R_S$ , associés respectivement aux interfaces métal ferromagnétique/oxyde inférieure et supérieure. Ces paramètres représentent l'amplitude des champs électriques au niveau des deux interfaces. On choisit de les prendre positifs lorsque le champ électrique est dirigé du métal vers l'oxyde. Pour une densité de courant donnée, en sommant la densité d'électrons multipliée par la densité de probabilité au niveau de l'interface et par les coefficients  $R_I$  ou  $R_S$  que nous venons de définir pour chacun des états remplis, nous obtenons un résultat proportionnel à l'amplitude du champ Rashba  $H_R$  au niveau de l'interface considérée. On peut résumer ceci de la façon suivante pour l'interface inférieure :

$$\frac{H_{RI}}{j} \propto R_I \sum_{n \text{ remplis}} |\psi(E_n, z_I)|^2 (E_F - E_n) \quad (3.33)$$

avec  $z_I$  la position de l'interface inférieure. On peut faire le même calcul pour l'interface supérieure. Afin d'obtenir l'effet des deux interfaces sur le matériau ferromagnétique, on fait la différence des contributions de chacune des interfaces. Le champ  $H_R^{tot}$  qui en résulte s'écrit ainsi :

$$\frac{H_R^{tot}}{j} \propto \sum_{n \text{ remplis}} \left( R_I |\psi(E_n, z_I)|^2 - R_S |\psi(E_n, z_S)|^2 \right) (E_F - E_n) \quad (3.34)$$

$H_R^{tot}$  correspond à la résultante non compensée des contributions des deux interfaces. Cependant, notre technique de mesure ne permet pas d'accéder directement à ce champ. En effet, nous comparons l'effet d'un champ magnétique extérieur qui agit sur l'ensemble du volume du matériau ferromagnétique à un champ magnétique effectif induit par le courant. Ce champ effectif résultant des contributions de  $H_{RI}$  et  $H_{RS}$  étant par nature purement interfacial, il convient de multiplier par l'épaisseur de métal ferromagnétique,  $t_{FM}$ , le champ effectif que nous mesurons. De manière tout à fait équivalente, nous pouvons également diviser  $H_R^{tot}$  par  $t_{FM}$  afin de le comparer directement au champ effectif mesuré. On devrait ainsi obtenir

$$\frac{\sum_{n \text{ remplis}} (R_I |\psi(E_n, z_I)|^2 - R_S |\psi(E_n, z_S)|^2) (E_F - E_n)}{t_{FM}} \propto \frac{H_{FL}}{j} \quad (3.35)$$

avec  $H_{FL}$  le champ effectif "Field-like" mesuré sur nos échantillons. Les différents paramètres choisis pour réaliser ce calcul sont les suivants :

- L'épaisseur de la part de la couche de  $SiO_2$  dans laquelle nous commençons le calcul est de 1 nm. Comme nous l'avons vu précédemment, l'amplitude des fonctions d'onde décroît très rapidement dans les barrières. Le  $SiO_2$  étant situé en dessous de la couche inférieure de  $MgO$ , choisir une valeur nulle à partir de 1 nm à l'intérieur de la couche de  $SiO_2$  semble raisonnable. Le potentiel associé à cette couche est fixé à 3 eV [WLP<sup>+</sup>06][KKU<sup>+</sup>09].

- L'épaisseur de la couche inférieure de  $MgO$  est choisie à  $1,4\text{ nm}$  afin qu'elle corresponde à l'épaisseur nominale dans les échantillons. Le potentiel associé est fixé à  $1,8\text{ eV}$ . Le choix de cette valeur est fait dans la gamme généralement rapportée dans la littérature pour ce type d'interface. La hauteur de barrière pour une interface  $MgO/FeCoB$  est estimée pour une barrière de  $MgO$  idéale à  $3,7\text{ eV}$  [WKU<sup>+</sup>01]. Cependant, les valeurs les plus couramment obtenues expérimentalement sont bien plus faibles, en général aux alentours de  $2\text{ eV}$ . Les défauts dans la barrière peuvent autoriser des niveaux d'énergie dans le gap entraînant une diminution significative de la hauteur de la barrière jusqu'à des valeurs pouvant même être inférieures à  $1\text{ eV}$  [CNT<sup>+</sup>07][YNF<sup>+</sup>04].
- L'épaisseur de la couche de  $FeCoB$  sera variable et le bas de la bande de conduction sera fixé à  $0,9\text{ eV}$  en dessous du niveau de Fermi [WLZH06].
- La couche supérieure de  $MgO$  a une épaisseur de  $1,3\text{ nm}$ .
- La couche d'alumine supérieure a une épaisseur de  $1\text{ nm}$  et on lui associe un potentiel de  $2\text{ eV}$  [AHI<sup>+</sup>02].
- Le coefficient  $R_I$  associé à l'interface inférieure est fixé à 1.
- Le coefficient  $R_S$  associé à l'interface supérieure est, dans un premier temps, lui aussi fixé à 1.

Les étapes d'oxydation des deux couches de Mg étant identiques, on peut raisonnablement penser que la couche supérieure qui présente une épaisseur de Mg plus faible est légèrement plus oxydée que la couche inférieure. On peut alors s'attendre à une hauteur de barrière légèrement plus importante pour l'interface supérieure<sup>4</sup>.

La figure 3.24 présente les résultats obtenus pour différentes hauteurs de la barrière supérieure. On a tracé en (a) le champ effectif normalisé par la densité de courant et en (b) le champ effectif multiplié par l'épaisseur de la couche ferromagnétique. Les courbes en noir correspondent à une hauteur de barrière de  $1,8\text{ eV}$ . Comme attendu, cette configuration correspondant à un empilement parfaitement symétrique, on n'observe pas d'effet net. Lorsque la hauteur de la barrière supérieure augmente, on observe l'apparition d'un champ effectif de type "field-like". L'amplitude de ce champ semble augmenter lorsque la hauteur de la barrière augmente. On remarque cependant que quelque soit la hauteur de la barrière, la variation de  $H_{FL}/j$  ne correspond pas à une variation en  $1/t_{FeCoB}$ . L'amplitude de  $H_{FL}.t_{FeCoB}/j$  semble ainsi légèrement augmenter lorsque  $t_{FeCoB}$  augmente. Cette variation reste cependant assez faible sur la gamme d'épaisseur que nous étudions ici. Nous ne nous intéressons ici qu'à la variation de l'amplitude des signaux et pas à leur signe puisque celui ci est directement lié à  $R_S$  et  $R_I$  qui ont été choisis de façon arbitraire. On peut également noter des oscillations sur ces courbes, ceci est dû au phénomène de confinement : à l'apparition successive de nouveaux états et à la variation de l'énergie qui leur est associée. On retrouve de la même manière une variation du niveau de Fermi avec des oscillations similaires lorsque l'épaisseur de métal augmente [RCFL87].

Dans la mesure où il n'y a a priori pas de raison pour que les deux coefficients  $R_I$  et

---

4. Ceci est vrai dans notre cas dans la mesure où les paramètres choisis pour nos phases d'oxydation conduisent à des couches qui restent sous-oxydées dans la gamme d'épaisseur de  $Mg$  que nous déposons.

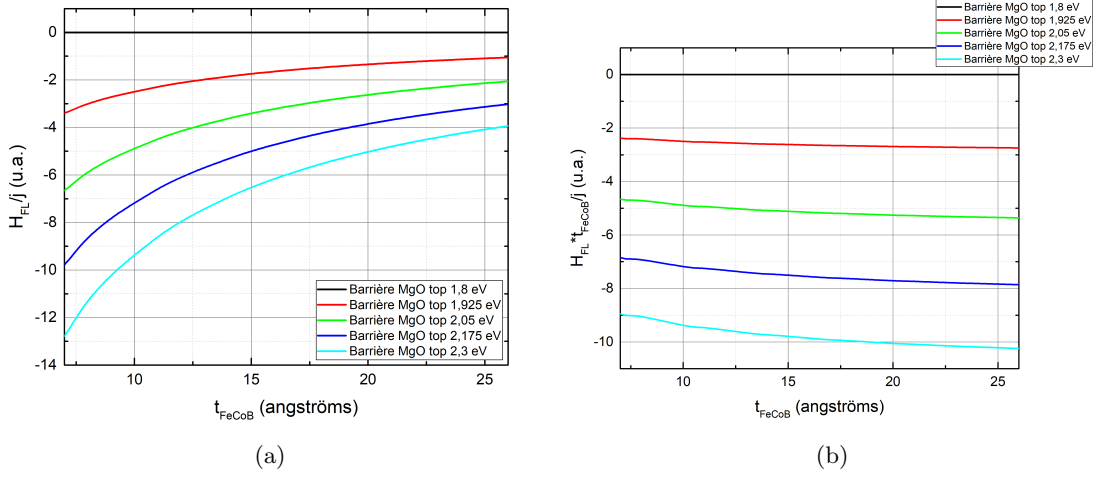


FIGURE 3.24 – Allure de  $H_{FL}/j$  (a) et (b)  $H_{FL} * t_{FeCoB}/j$  obtenue pour différentes hauteurs de la barrière de  $MgO$  supérieure.

$R_S$  soient égaux, on propose sur les figures 3.25 (a) et (b) de voir comment les résultats présentés précédemment sont affectés lorsque  $R_S = 1,1$  tandis que  $R_I$  reste égal à 1. Sur ces figures, la hauteur de la barrière supérieure varie de 1,8 eV à 2,8 eV. Pour les hauteurs de barrière les plus faibles (de 1,8 eV à 2,3 eV), on observe un changement de signe de  $H_{FL}/j$  et de  $H_{FL} * t_{FeCoB}/j$ . On retrouve ensuite des variations similaires à celles observées précédemment pour les hauteurs de barrière supérieures à 2,3 eV. Tout se passe comme si l'asymétrie introduite via les coefficients  $R_I$  et  $R_S$  entrainait en compétition avec celle due à la différence de hauteur de barrière entre les interfaces inférieure et supérieure.

Il n'est pas possible ici pour nous de déterminer quel est le couple  $R_S$ /hauteur de barrière qui correspond exactement à nos échantillons. On peut cependant noter que si on s'intéresse une nouvelle fois uniquement aux amplitudes de  $H_{FL} * t_{FeCoB}/j$ , quelle que soit la hauteur de barrière choisie, les signaux obtenus sont quasiment constants sur la gamme d'épaisseur de  $FeCoB$  considérée.

Si on revient sur nos résultats expérimentaux et plus précisément sur la figure 3.26 (identique à la figure 3.14) qui présente les mesures de  $H_{FL} * t_{FeCoB}/j$  en fonction de  $t_{FeCoB}$ , on peut noter deux régimes : un premier pour lequel on n'aurait quasiment pas de variation suivi d'une diminution rapide au delà de  $t_{FeCoB} = 20$  Å. La première partie quasiment constante pourrait être cohérente avec le modèle proposé tandis que la seconde partie pourrait s'expliquer par un phénomène de décohérence.

Dans les structures de type doubles jonctions, dans lesquelles ont été étudiés les phénomènes d'effet tunnel résonnant, ces phénomènes sont la plupart du temps observés uniquement pour des gammes d'épaisseur de 1 à 2 nm [NTI06] [LYJ+13] [IAN+08]. Les phénomènes d'effet tunnel résonnants nécessitant que les phases des électrons restent cohérentes au moment des réflexions sur les barrières de potentiel. La perte de cette

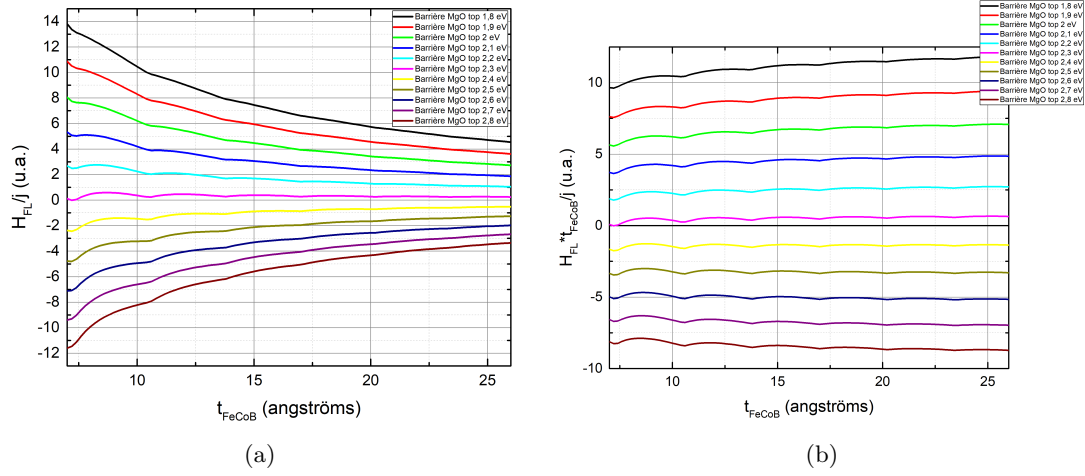


FIGURE 3.25 – Allure de  $H_{FL}/j$  (a) et (b)  $H_{FL} * t_{FeCoB}/j$  obtenue pour différentes hauteurs de la barrière de  $MgO$  supérieure avec  $R_S = 1,1$  et  $R_I = 1$ .

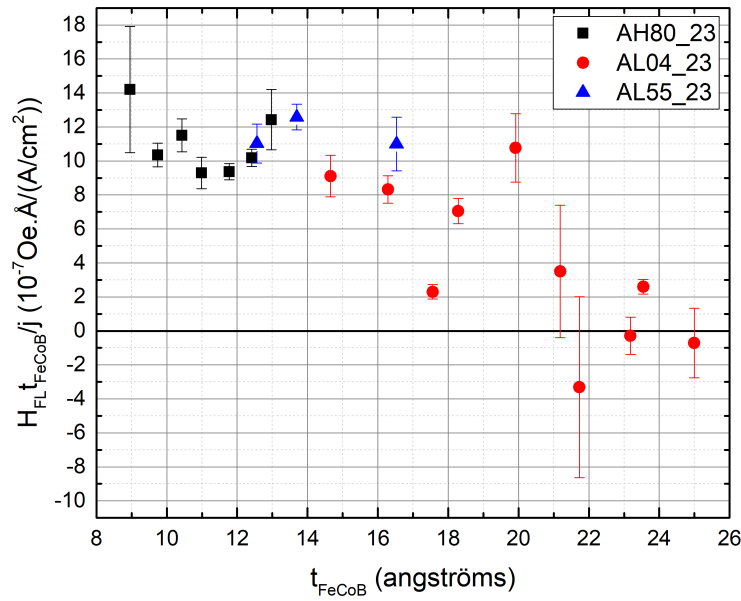


FIGURE 3.26 –  $H_{FL}$  normalisé par la densité de courant puis multiplié par l'épaisseur de  $FeCoB$  en fonction de  $t_{FeCoB}$ .

cohérence fait que ces phénomènes ne peuvent être observés que pour de faibles épaisseurs de la couche métallique. Si on peut remarquer que Tao *et al.* [TYZ<sup>+</sup>15] ont réussi à conserver des états confinés jusqu'à des épaisseurs supérieures à 12 nm, leurs échantillons ont été réalisés par épitaxie par jet moléculaire. Ainsi, il semble probable que nos échantillons se rapprochent plutôt de ceux réalisés dans les travaux de Liu *et al.* [LYJ<sup>+</sup>13] et Iovan *et al.* [IAN<sup>+</sup>08] qui ont, eux, été obtenus par pulvérisation cathodique.

### 3.3.3 Effets de la température

Une première façon de vérifier la cohérence de nos hypothèses est de regarder le comportement des champs effectifs mesurés lorsque la température varie. Afin de réaliser ces mesures, on utilise le même type de mesure que précédemment implémenté dans un cryostat PPMS (Physical Property Measurement System) de Quantum design. Ce système nous permet de soumettre l'échantillon à un champ magnétique pouvant aller jusqu'à 9 T tout en faisant varier la température de 4 K à 400 K. Le phénomène de décohérence dont nous venons de parler peut être dû à la rugosité des interfaces [CSVO02a], ou à des événements de diffusion inélastique au niveau des interfaces ou dans le puits [JG87] au cours desquels des électrons peuvent être absorbés puis réémis en ayant perdu leur information de phase. Les phénomènes de diffusion inélastique étant dépendants de la température, on devrait diminuer le phénomène de décohérence en baissant la température à laquelle sont réalisées les mesures. Ainsi, dans l'hypothèse d'un effet Rashba associé à un phénomène de confinement quantique, on devrait observer une augmentation du champ mesuré dans nos échantillons lorsque l'on fait diminuer la température.

La figure 3.27 présente les champs "field-like" normalisés par la densité de courant mesurés à différentes températures sur un échantillon :

$$FeCoB_3/Mg_9|Ox|Mg_5/FeCoB_{15,4}/Mg_8|Ox|Mg_5/Al_{10}$$

On remarque sur cette figure une augmentation du champ  $H_{FL}$  lorsque la température diminue jusqu'aux alentours de  $T = 100K$ . Il convient cependant de noter que la valeur de l'aimantation à saturation  $M_S$  peut également varier avec la température. Or, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le champ Rashba est inversement proportionnel à  $M_S$ <sup>5</sup>.

On présente sur la figure 3.28 les mesures de  $M_s$  en fonction de la température obtenues grâce au module VSM (magnétomètre à échantillon vibrant) du PPMS. On voit sur cette figure que la variation de  $M_s$  lorsque la température passe de 300 K à 4 K est significative. Il est donc nécessaire de tenir compte de cette variation dans

5. On rappelle que le champ Rashba  $B_R$  défini précédemment s'écrit :

$$\vec{B}_R = -\frac{m_e^* \alpha_R}{e \hbar M_S} P j (\vec{e}_z \times \vec{e}_x) \quad (3.36)$$

avec  $\vec{j} = j \vec{e}_x$  la densité de courant injectée,  $\alpha_R$  le coefficient Rashba,  $P$  la polarisation,  $m_e^*$  la masse effective de l'électron et  $e$  sa charge élémentaire.

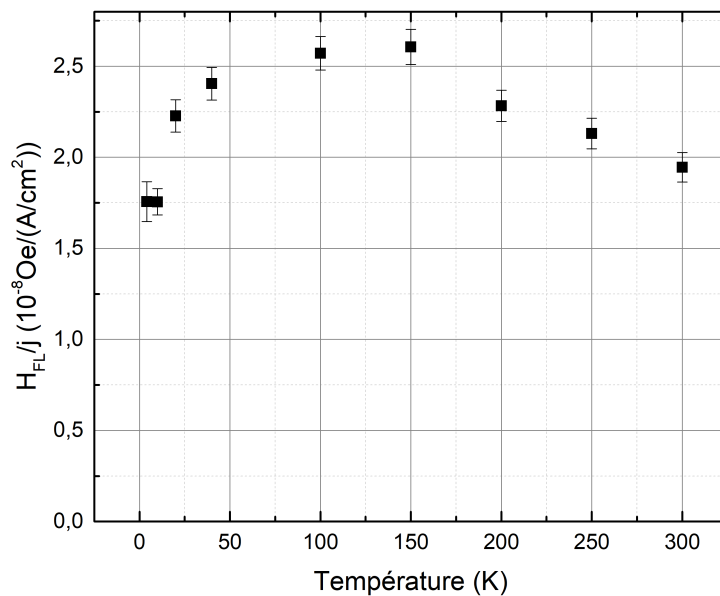


FIGURE 3.27 – Champ effectif "field-like"  $H_{FL}$  mesuré en fonction de la température pour une épaisseur  $t_{FeCoB} = 15,4 \text{ \AA}$ .

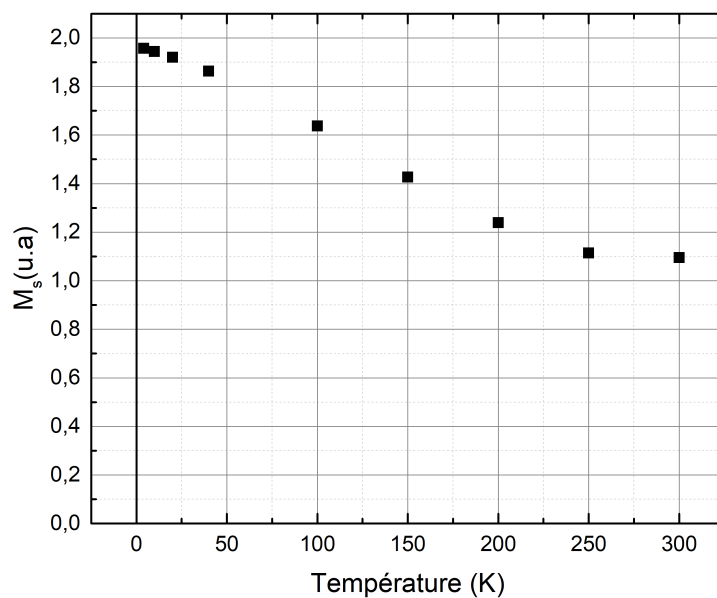


FIGURE 3.28 – Aimantation à saturation  $M_s$  en fonction de la température pour une épaisseur  $t_{FeCoB} = 15,4 \text{ \AA}$ .

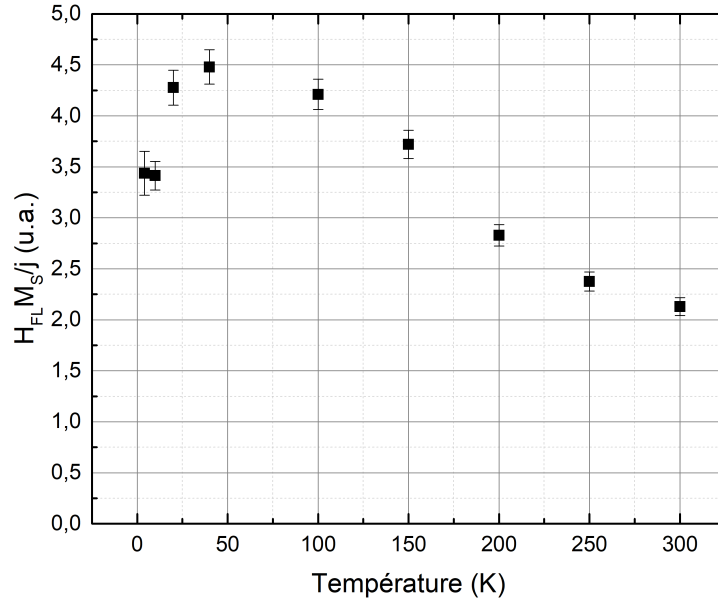


FIGURE 3.29 – Champ effectif "Field-like"  $H_{FL}$  multiplié par  $M_s$  en fonction de la température.

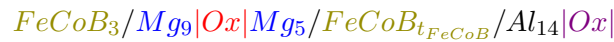
nos mesures de  $H_{FL}$ . On propose pour cela de multiplier les résultats présentés sur la figure 3.27 par  $M_s$ . On compense ainsi la variation de  $H_{FL}$  due à celle de  $M_S$ . Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.29. Le champ effectif semble augmenter lorsque la température passe de 300 K à 40 K. Ce comportement semble en accord avec l'hypothèse proposée plus tôt d'un champ Rashba combiné à des états confinés. La baisse de la température permettant de diminuer les effets de décohérence, on observe une augmentation du champ effectif mesuré. On note cependant sur cette courbe une diminution brutale de  $H_{FL} * M_S / j$  pour les mesures réalisées entre 4 K et 10 K que nous ne sommes pas capables d'expliquer.

### 3.4 Influence de la nature de l'interface supérieure FM/Oxyde

Afin de confirmer les résultats obtenus précédemment et de tester le modèle proposé, il nous a alors semblé nécessaire de faire varier la nature de l'une des interfaces de l'échantillon. Pour ce faire, nous avons dans un premier temps choisi de remplacer la couche supérieure de  $MgO$  par une couche d'alumine.

#### 3.4.1 Remplacement de la couche supérieure de $MgO$ par une couche d'alumine.

Les échantillons présentés dans cette partie ont été déposés sur des carrés de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  placés dans l'axe de la cible. Leur composition est la suivante :



Comme dans les échantillons précédents, la première couche de  $FeCoB$  permet d'obtenir une bonne croissance du  $MgO$  mais elle est trop fine pour participer à la conduction électrique ou au magnétisme de l'empilement. La première étape d'oxydation (celle correspondant à la couche de  $MgO$ ) est, comme précédemment, une oxydation naturelle de 10 secondes sous une pression d'oxygène de  $150 \text{ mbar}$ . Les différents échantillons présentés ici possèdent une épaisseur de  $FeCoB$  différente. La cible de  $FeCoB$  utilisée pour ces échantillons est, comme précédemment, composée de 72% de fer, 8% de cobalt et 12% de bore. Enfin, la couche supérieure est composée de  $14 \text{ \AA}$  d'aluminium oxydé par un plasma d'oxygène avec une puissance de  $10 \text{ W}$  et une pression de  $3 \times 10^{-3} \text{ mbar}$  de  $O_2$ . Les résultats présentés ci-dessous ont été obtenus sur des croix de Hall de  $2 \times 2 \text{ }\mu\text{m}^2$  obtenues par lithographie électronique.

Nous allons dans un premier temps vérifier si, suite à cette modification de l'interface supérieure, nous sommes toujours capables de mesurer des champs effectifs induits par un courant et si c'est le cas, de quelle nature. Pour ce faire, nous allons présenter les mesures réalisées sur un échantillon avec  $t_{FeCoB} = 10 \text{ \AA}$ .

##### 3.4.1.1 Amplitude et nature des champs effectifs.

Les résultats présentés ici ont été mesurés en utilisant la méthode "Fieldscan" présentée dans le chapitre précédent. En remplaçant les équations 2.38 et 2.39 dans l'équation 2.21, de la même manière que nous l'avons détaillé dans le cas de la méthode anglescan, puis en ajoutant les contributions des différents artefacts, on obtient l'expres-



sion de  $R^{2f}$  dans le cas de la mesure "Fieldscan" :

$$\begin{aligned}
R^{2f} = & -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{\cos(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0)}{\sin(\theta_H - \theta_{M0})} \right. \\
& \left. + \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(2\varphi_0) \cos(\varphi_0)}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{FL} \\
& -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{\cos(\varphi_0)}{\sin(\theta_H - \theta_{M0})} \right. \\
& \left. - \frac{2R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(2\varphi_0) \cos(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0)}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{DL} \\
& + I_0 \alpha_z \sin(\theta_{M0}) \cos(\varphi_0) - I_0 \alpha_x \cos(\theta_{M0}) \\
& + R_{cst}^{2f}
\end{aligned} \tag{3.37}$$

L'avant dernier terme correspond à l'effet Nernst anomal et le dernier à un offset sur  $R^{2f}$  pouvant notamment être dû à l'effet Seebeck ordinaire.

Comme dans le cas de la mesure "Anglescan", on peut remarquer que si on exprime  $R^{2f}$  pour deux valeurs particulières de  $\varphi_0$ , à savoir  $\varphi_0 = 0^\circ$  et  $\varphi_0 = 90^\circ$ , et que l'on considère dans les deux cas que les termes contenant  $R_{PHE}$  sont négligeables devant les autres termes, on obtient une expression de  $R^{2f}$  qui dépend dans un premier cas de  $H_{FL}$  et pas de  $H_{DL}$  et dans un second cas qui dépend de  $H_{DL}$  et pas de  $H_{FL}$ . En effet on a :

$$\begin{aligned}
R_{\varphi=0}^{2f} = & - \left[ \frac{R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0})}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{FL} \\
& - \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{1}{\sin(\theta_H - \theta_{M0})} \right] H_{DL} \\
& + I_0 \alpha_z \sin(\theta_{M0}) - I_0 \alpha_x \cos(\theta_{M0}) \\
& + R_{cst}^{2f}
\end{aligned} \tag{3.38}$$

et

$$\begin{aligned}
R_{\varphi=90}^{2f} = & -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{\cos(\theta_{M0})}{\sin(\theta_H - \theta_{M0})} \right] H_{FL} \\
& + \left[ \frac{R_{PHE} \sin^2(\theta_{M0}) \cos(2\varphi_0) \cos(\theta_{M0}) \sin(\varphi_0)}{H \sin(\theta_H)} \right] H_{DL} \\
& - I_0 \alpha_x \cos(\theta_{M0}) \\
& + R_{cst}^{2f}
\end{aligned} \tag{3.39}$$

Ainsi, si on néglige les termes en  $R_{PHE}$ , on a :

$$\begin{aligned}
R_{\varphi=0}^{2f} = & -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{1}{\sin(\theta_H - \theta_{M0})} \right] H_{DL} \\
& + I_0 \alpha_z \sin(\theta_{M0}) - I_0 \alpha_x \cos(\theta_{M0}) \\
& + R_{cst}^{2f}
\end{aligned} \tag{3.40}$$

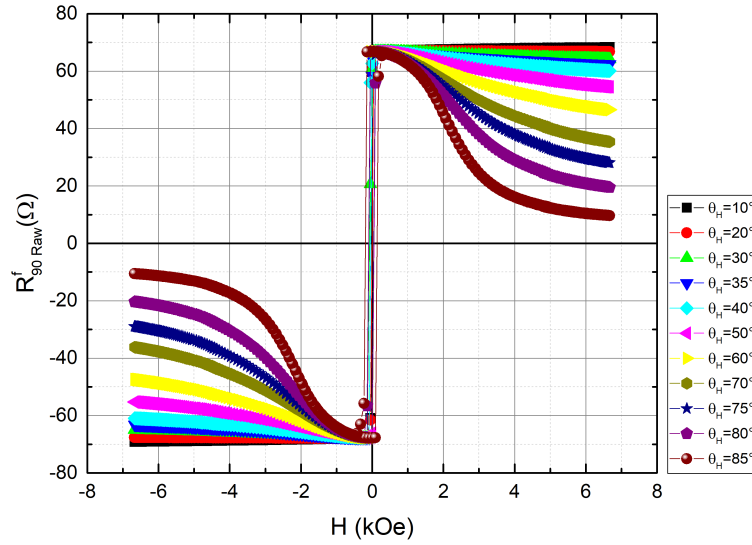


FIGURE 3.30 – Mesures de  $R_{\varphi=90}^f$  obtenues par la méthode "Fieldscan" pour différentes positions  $\theta_H$  du champ extérieur en fonction de l'amplitude  $H$  de ce dernier.

et

$$\begin{aligned}
 R_{\varphi=90}^{2f} = & -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{\cos(\theta_{M0})}{\sin(\theta_H - \theta_{M0})} \right] H_{FL} \\
 & - I_0 \alpha_x \cos(\theta_{M0}) \\
 & + R_{cst}^{2f}
 \end{aligned} \tag{3.41}$$

#### a) Composante FL

De la même manière que dans le cas de la mesure "Anglescan", on peut obtenir  $\theta_M$  à partir de  $R^f$ . D'autre part, on peut remarquer que si pour un  $\theta_H$  donné, on fait varier l'amplitude  $H$  du champ extérieur de façon symétrique autour de 0<sup>6</sup>, et qu'on n'extrait que la partie symétrique de  $R_{\varphi=90}^{2f}$ , le terme correspondant à l'effet Nernst sera automatiquement éliminé. Afin de remonter à  $H_{FL}$  il ne restera plus qu'à éliminer l'éventuelle composante constante. Ceci peut être fait assez facilement en remarquant que le terme  $-\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial R^f}{\partial H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0} \frac{\cos(\theta_{M0})}{\sin(\theta_H - \theta_{M0})} \right] H_{FL}$  s'annule en  $H = 0$ <sup>7</sup>.

6. Si on ne tient pas compte de l'hystérésis,  $\theta_M$  varie donc sur  $[0; \frac{\pi}{2}]$  lorsque  $H$  est positif et sur  $[\pi; \frac{3\pi}{2}]$  lorsque  $H$  est négatif.

7. Ceci peut se comprendre assez facilement de manière intuitive. En effet, si on considère un échantillon avec une anisotropie hors du plan, lorsque l'amplitude du champ extérieur tend vers 0 le léger décalage de l'aimantation par rapport à sa position d'équilibre ne modifie que très peu sa composante verticale que l'on retrouve dans  $R_f$ . Une nouvelle fois en considérant que l'effet Hall planaire est très faible devant l'effet Hall anomal on a donc  $\frac{\partial R^f}{\partial H} \Big|_{\theta_{M0}, \varphi_0}$  qui tend vers 0 quand  $H$  tend vers 0.

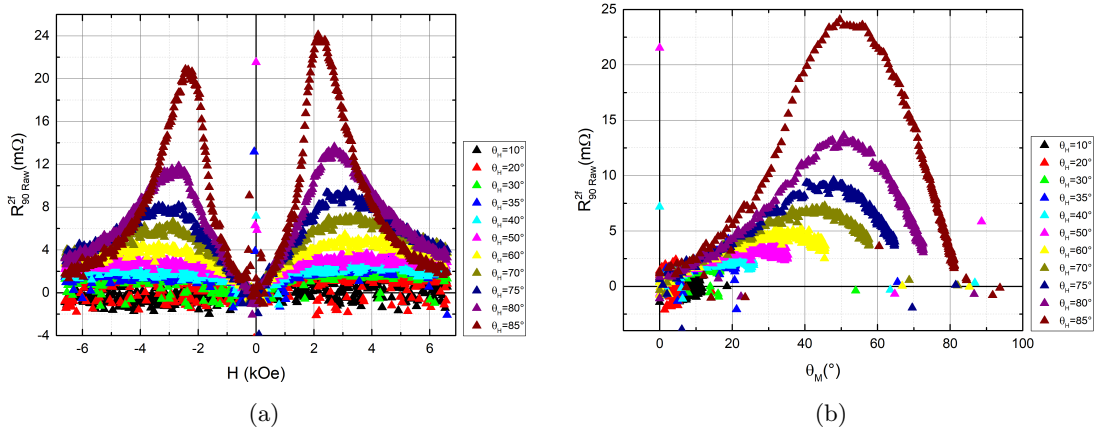


FIGURE 3.31 – Mesures de  $R_{\varphi=90}^{2f}$  obtenues par la méthode "Fieldsan" pour différentes positions  $\theta_H$  du champ extérieur (a) en fonction de l'amplitude  $H$  de ce dernier et (b) en fonction de  $\theta_M$ .

La figure 3.30 présente les mesures de  $R_{\varphi=90}^f$  en fonction de l'amplitude du champ extérieur obtenues pour différentes positions  $\theta_H$  de ce dernier. On rappelle que  $\theta_H = 0^\circ$  correspond à un champ extérieur appliqué perpendiculairement au plan des couches. On peut noter sur ces courbes que cet échantillon présente une aimantation perpendiculaire avec une petite ouverture d'un cycle d'hystérésis. En se souvenant que  $R_{\varphi=90}^f = R_{\varphi=0}^f = R_{AHE} \cos(\theta_M)$ , on peut facilement déduire de ces mesures la valeur de  $\theta_M$  pour chacun des points considérés.

Intéressons nous maintenant aux mesures de  $R_{\varphi=90}^{2f}$  présentées sur la figure 3.31 (a). Ces courbes correspondent aux données brutes et peuvent être difficiles à interpréter telles quelles. Pour obtenir quelque chose de plus parlant, on trace sur la figure 3.31 (b) ces même données en fonction de  $\theta_M$  que nous avons extrait de  $R_{\varphi=90}^f$ . Le signal qui nous intéresse étant symétrique, on ne présente sur cette figure qu'une moitié de la mesure, ce qui nous permet de mieux visualiser les variations dues au changement d'angle  $\theta_H$ . On peut noter ici que pour un  $\theta_M$  donné, l'amplitude de  $R_{\varphi=90}^{2f}$  varie avec  $\theta_H$ . Plus  $\theta_H$  est proche du plan des couches ( $\theta_H = 90^\circ$ ) et plus l'amplitude de  $R_{\varphi=90}^{2f}$  est grande. Ceci est cohérent avec la présence d'un champ effectif induit par le courant puisque pour atteindre un  $\theta_M$  donné, plus  $\theta_H$  est proche du plan plus l'amplitude du champ nécessaire sera faible et donc moins l'aimantation sera "retenue" proche de sa position d'équilibre. Ainsi, lors de l'injection d'un courant sinusoïdal, si ce dernier est à l'origine de couples sur l'aimantation, les oscillations de cette dernière seront d'autant plus importantes que  $\theta_H$  sera proche de  $90^\circ$ . Ces courbes brutes nous indiquent que, comme dans le cas  $MgO/FeCoB/MgO$ , nous sommes capables de mesurer des couples de spin-orbite dans des empilements n'ayant pas de couche de matériau ferromagnétique. Afin de confirmer cette intuition, on peut symétriser ce signal puis soustraire les éventuels signaux parasites. On obtient alors, dans le cas de l'échantillon présenté ici, un champ effectif  $H_{FL} = 0,87 \pm 0,14 Oe$  pour un courant appliqué  $I_0 = 0,16 mA$ .

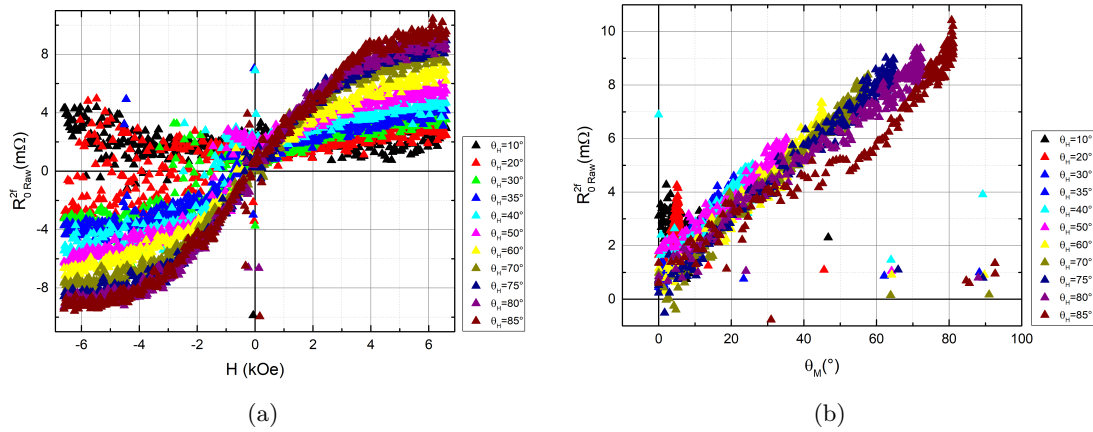


FIGURE 3.32 – Mesures de  $R_{\varphi=0}^{2f}$  obtenues par la méthode "Fieldsan" pour différentes positions  $\theta_H$  du champ extérieur (a) en fonction de l'amplitude  $H$  de ce dernier et (b) en fonction de  $\theta_M$ .

### b) Composante DL

Maintenant que nous avons mis en évidence une composante "Field-like", nous pouvons nous intéresser à la composante "Damping-like". Comme précédemment, on trace sur la figure 3.32 (a) les mesures de  $R_{\varphi=0}^{2f}$  en fonction de  $H$  obtenues pour différentes valeurs de  $\theta_H$ . L'interprétation de ces données brutes n'est, ici non plus, pas aisée et nous traçons donc sur la figure 3.32 (b) les mesures de  $R_{\varphi=0}^{2f}$  en fonction de  $\theta_M$ . On remarque que contrairement aux mesures à  $\varphi = 90^\circ$ , l'amplitude de  $R_{\varphi=0}^{2f}$  ne semble pas varier avec  $\theta_H$ . Il semble donc qu'il n'y ait pas de champ effectif "Damping-like". Même après les opérations d'antisymétrisation et de correction des signaux parasites, ces mesures ne montrent aucune présence de champs DL. S'ils existent, leur amplitude est trop faible pour être détectée par cette méthode. On peut ainsi affirmer que les champs DL éventuellement présents dans ces mesures sont au moins un ordre de grandeur inférieurs aux champs FL présentés plus haut. Le bruit présent sur les signaux mesurés ne nous permet cependant pas d'être plus précis sur l'amplitude d'éventuels champs effectifs DL.

Comme dans le cas des échantillons  $MgO/FeCoB/MgO$ , nous sommes donc capables de mesurer des champs effectifs dans des empilements sans métal lourd composés d'une couche de  $FeCoB$  en sandwich entre une couche de  $MgO$  et une couche d'alumine. Nous avons d'autre part montré que seule la composante "Field-like" semble présente et que si la composante "Damping-like" existe, elle est au moins un ordre de grandeur inférieure. Afin de vérifier que ceci correspond toujours au modèle que nous avons proposé précédemment, nous allons maintenant étudier les variations de l'amplitude des champs effectifs en fonction de l'épaisseur de  $FeCoB$ .

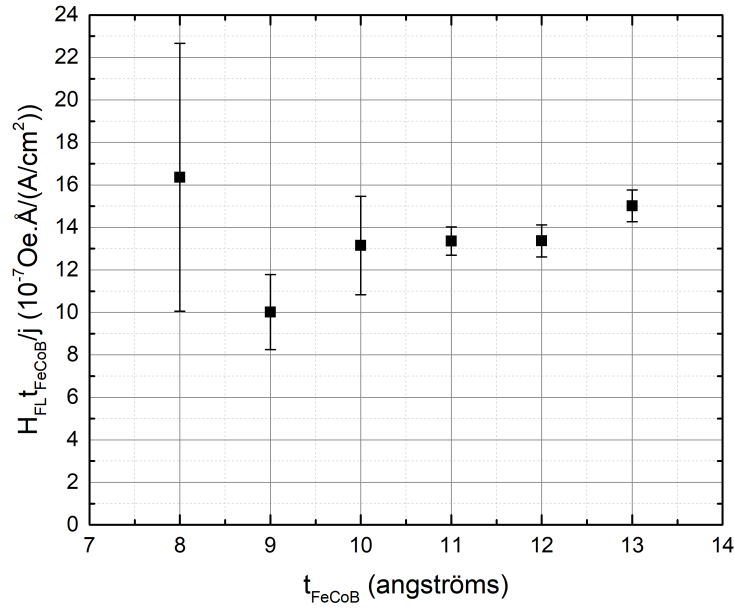


FIGURE 3.33 –  $H_{FL}$  normalisé par la densité de courant puis multiplié par l'épaisseur de  $FeCoB$  en fonction de  $t_{FeCoB}$

### 3.4.1.2 Influence de l'épaisseur de $FeCoB$

La figure 3.33 présente la variation des champs effectifs  $H_{FL}$  normalisés par la densité de courant et multipliés par l'épaisseur de la couche ferromagnétique en fonction de cette dernière. La gamme d'épaisseur de  $FeCoB$  sur laquelle ont été réalisées ces mesures est plus faible que celle que nous avons explorée dans le cas avec deux couches de  $MgO$ . Comme on le voit ici, les résultats obtenus sur la gamme d'épaisseur étudiée semblent constants. On peut d'autre part noter que la valeur moyenne des mesures présentées ici est supérieure à celle que nous avons vue dans le cas avec deux couches de  $MgO$ . Ceci semble cohérent dans la mesure où le remplacement de l'une des couches d'oxyde augmente l'asymétrie de l'empilement. Afin de vérifier que nous ne soyons pas en présence d'un phénomène de percolation comme nous avons pu l'observer dans le cas précédent, nous traçons sur la figure 3.34 (a) la variation de la résistance longitudinale de l'échantillon en fonction de l'épaisseur de  $FeCoB$  et, sur la figure 3.34 (b) l'inverse de cette même résistance. Contrairement à ce que nous avons observé dans le cas des échantillons avec deux couches de  $MgO$  (figure 3.11), même pour les plus faibles épaisseurs de  $FeCoB$ , les mesures de résistance ne semblent pas s'éloigner d'un comportement en  $1/t_{FeCoB}$ . Ainsi, même pour des épaisseurs aussi faibles que précédemment, il ne semble pas que nous ayons ici de problème lié à un phénomène de percolation. On peut d'autre part noter que la courbe présentée sur la figure 3.33 ne présente pas de chute brutale comme c'était le cas avec les échantillons présentant deux couches de  $MgO$ . Ceci peut s'expliquer par le fait que les épaisseurs explorées ici sont inférieure à celle à partir des-

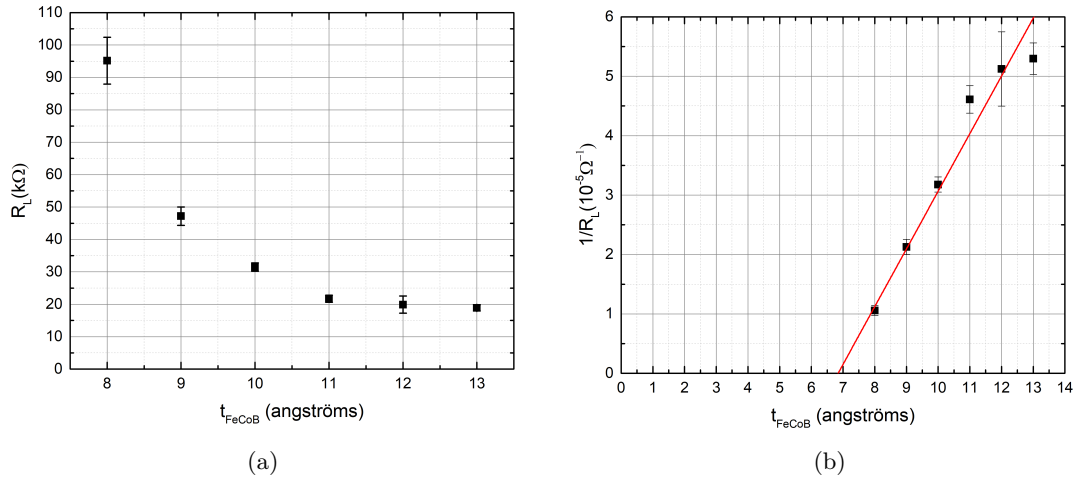


FIGURE 3.34 – (a) Résistance longitudinale,  $R_L$  mesurée sur les échantillons en fonction de  $t_{FeCoB}$ . (b)  $1/R_L$  en fonction de  $t_{FeCoB}$ .

quelles apparaissent les phénomènes de décohérence.

Dans le cas présent, la hauteur de la barrière associée à l'interface  $FeCoB/AlOx$  a été fixée à 2 eV [AHI<sup>+</sup>02]. La hauteur de la barrière inférieure  $MgO/FeCoB$  a elle été fixée à 1,8 eV comme dans le cas précédent. Enfin nous avons choisi de fixer  $R_I$  à 1 et de faire varier la valeur de  $R_S$  entre 0,9 et 1,1. Ce choix a été fait pour ne pas risquer de tomber sur un cas particulier en fixant arbitrairement la valeur de ce coefficient. La hauteur de la barrière étant fixée en fonction de ce que nous avons pu trouver dans la littérature, c'est ici le coefficient  $R_S$  qui nous permettra de moduler l'asymétrie de l'échantillon. La figure 3.35 (a) présente les résultats obtenus pour  $H_{FL}/j$ . On remarque ici un changement de signe lorsque  $R_S$  varie. Ceci était attendu puisque la gamme explorée comporte une première partie pour laquelle  $R_I > R_S$ , et une seconde partie pour laquelle  $R_I < R_S$ . L'interface inférieure est ainsi dominante dans la première partie tandis que l'interface supérieure devient dominante dans la seconde. On note cependant que le changement de signe ne s'opère pas pour  $R_I = R_S$ . Ceci était également attendu puisque dans ce modèle, nous avons deux sources d'asymétrie, la première venant des coefficients  $R_I$  et  $R_S$  et la seconde des hauteurs de barrière. Comme nous l'avons vu précédemment il y a une gamme de valeurs pour laquelle ces deux sources d'asymétrie agissent ensemble, c'est le cas ici pour  $R_I > R_S$ , et une gamme pour laquelle elles agissent de manière opposée. Si on s'intéresse uniquement aux variations de l'amplitude de  $H_{FL} * t_{FeCoB}/j$ , que l'on retrouve sur la figure 3.35 (b), quelle que soit la valeur de  $R_S$ , l'amplitude de  $H_{FL} * t_{FeCoB}/j$  ne varie quasiment pas avec  $t_{FeCoB}$ . La hauteur de la barrière associée à la couche d'alumine étant très proche de celle de la couche de  $MgO$ , la variation de l'amplitude des champs effectifs mesurés entre ces deux échantillons pourrait être attribuée à la variation de l'effet Rashba.

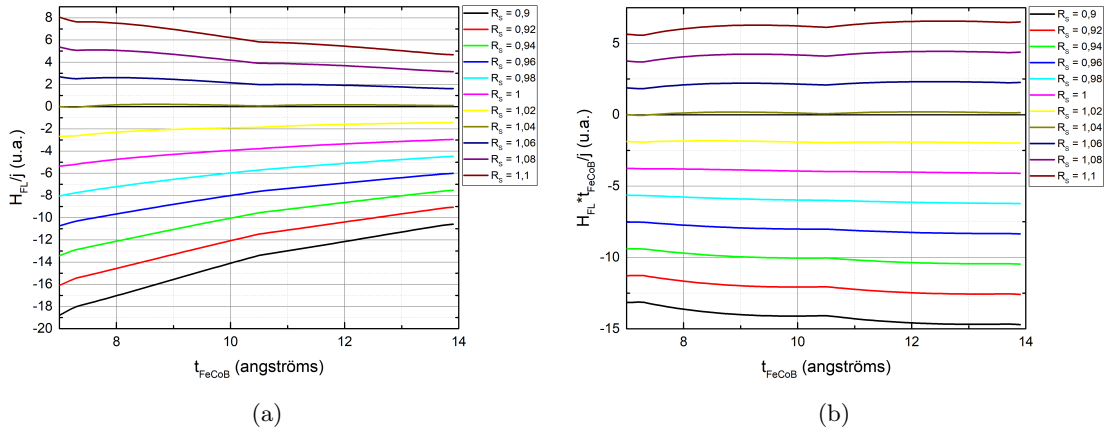


FIGURE 3.35 – Allures de  $H_{FL}/j$  (a) et (b)  $H_{FL} * t_{FeCoB}/j$  en fonction de  $t_{FeCoB}$  obtenues pour différentes valeurs de  $R_S$ .

### 3.4.2 Variation de l'oxydation de la couche supérieure de $MgO$

Nous venons de voir une première solution nous permettant de modifier la brisure de symétrie de l'échantillon qui consiste à modifier la nature de l'une des deux couches d'oxyde. Afin d'avoir une variation plus continue de cette asymétrie, nous proposons maintenant de ne pas modifier la nature de l'une des interfaces mais de faire varier son état d'oxydation. On s'attend ainsi à varier la hauteur de la barrière qui lui sera associée ainsi que le paramètre que nous avons associé à l'effet Rashba. Pour ce faire, nous avons déposé sur la plaque AH80\_23 déjà présentée plus haut une couche de Mg supérieure présentant une épaisseur de Mg variable. On rappelle la composition de cet empilement :



On le voit ici, la couche de  $MgO$  supérieure est réalisé de la façon suivante : on dépose une première couche de Mg d'épaisseur fixe de 5 Å sur laquelle on dépose une seconde couche d'épaisseur variable avec une épaisseur nominale dans l'axe de la cible de 7 Å, on réalise une étape d'oxydation puis on dépose une dernière couche de Mg de 5 Å. Comme le montre la figure 3.36, l'étape d'oxydation de la couche de Mg est uniforme sur l'ensemble de la plaque. Ainsi, pour les faibles épaisseurs de Mg, on aura une concentration en oxygène plus importante que pour les fortes épaisseurs. On rappelle qu'avant de réaliser nos mesures, les échantillons sont soumis à une étape de recuit qui permet notamment d'homogénéiser la distribution verticale de l'oxygène dans les couches de  $MgO$ .

La couche supérieure de Mg varie sur une gamme d'épaisseurs allant de 11 Å à 15,5 Å tandis que la couche inférieure présente une épaisseur de 14 Å. Dans le cadre d'un modèle simple ne considérant qu'un effet interfacial au niveau de chacune des interfaces FM/Ox, on s'attend à voir les champs effectifs mesurés varier de façon monotone avec l'épaisseur de la couche supérieure de  $MgO$ ,  $t_{MgO}$ , avec un changement de signe autour de  $t_{MgO} = 14$  Å qui correspond à l'épaisseur pour laquelle l'échantillon est symétrique.

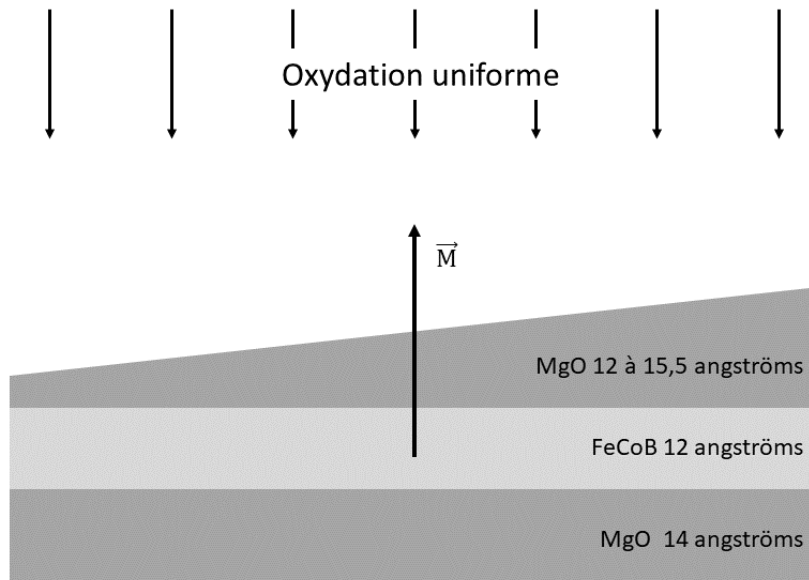


FIGURE 3.36 – Oxydation uniforme de la couche de Mg présentant un gradient d'épaisseur déposée sur une couche de *FeCoB*, elle-même déposée sur une couche de *MgO*.

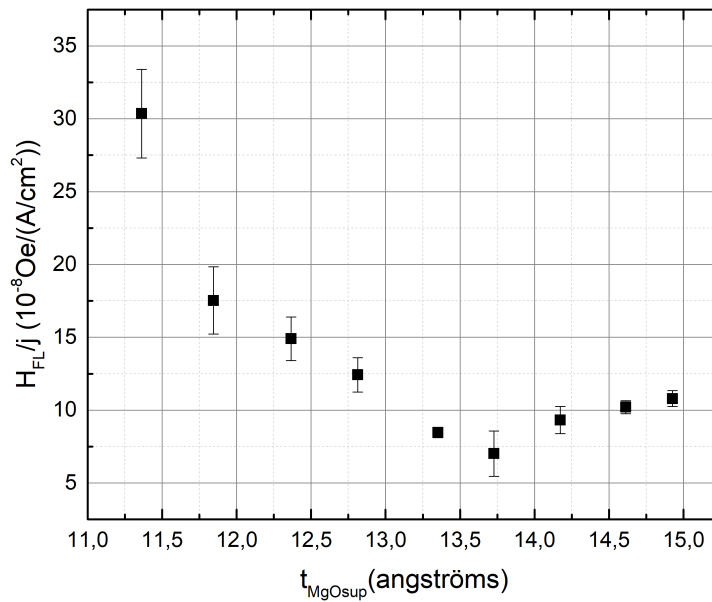


FIGURE 3.37 –  $H_{FL}$  normalisé par la densité de courant  $j$  en fonction de l'épaisseur de la couche de *MgO* supérieure.



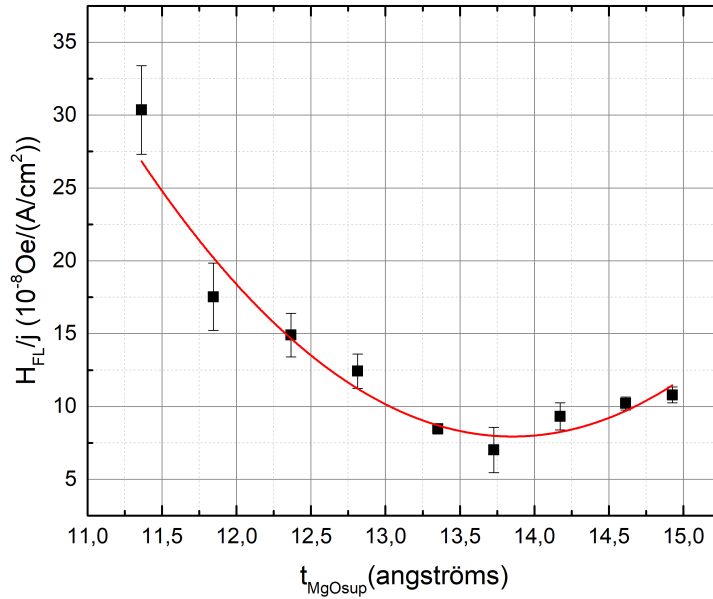


FIGURE 3.38 –  $H_{FL}$  normalisé par la densité de courant  $j$  en fonction de l'épaisseur de la couche de  $MgO$  supérieure. Les points correspondent aux données expérimentales et la courbe rouge à l'ajustement polynomial de degré 2.

La figure 3.37 présente le champ effectif  $H_{FL}$  normalisé par la densité de courant en fonction de l'épaisseur de la couche supérieure de  $MgO$   $t_{MgO}$ , mesuré à une épaisseur  $t_{FeCoB} = 11,2$  Å de la couche ferromagnétique. Comme on le voit sur cette courbe, lorsque  $t_{MgO}$  augmente de 11 Å à environ 13,5 Å,  $H_{FL}/j$  diminue très fortement. Avec une variation de  $t_{MgO}$  de seulement 2,5 Å,  $H_{FL}/j$  est divisé par 5. La diminution de l'amplitude du champ effectif lorsque  $t_{MgO}$  augmente semble ici cohérente avec le fait que l'échantillon devient de plus en plus symétrique. On observe cependant un comportement inattendu lorsque  $t_{MgO}$  continue d'augmenter. Au delà de 13,5 Å la pente s'inverse. On observe ainsi un minimum non nul là où on s'attendait à voir un changement de signe. Cette variation inattendue de  $H_{FL}/j$  en fonction de  $t_{MgO}$  ne peut s'expliquer avec un phénomène unique. Il semble donc que l'on ait ici une compétition entre deux phénomènes ayant des effets opposés. Un premier semble être dominant pour les épaisseurs plus faibles et le second pour les épaisseurs plus fortes.

On propose de réaliser un ajustement polynomial de degré 2 de ces données. On obtient alors la courbe présentée sur la figure 3.38. Cet ajustement semble assez bien correspondre aux données expérimentales. Se pose alors la question de savoir si le modèle que nous avons proposé précédemment permet d'expliquer une telle variation.

Avant de présenter les simulations, on peut déjà intuitivement que le modèle que nous proposons devrait pouvoir nous donner une forme parabolique comme celle observée ici. En effet, dans ce modèle, nous avons deux paramètres principaux pour chacune des barrières, qui sont la hauteur de cette dernière et le coefficient que nous avons associé à l'effet

Rashba ( $R_S$  pour l'interface inférieure). Lorsque l'épaisseur de Mg diminue, l'oxydation de la couche augmente et donc la hauteur de la barrière augmente. Ceci a pour effet de "repousser" les fonctions d'onde vers le métal et donc de diminuer les probabilités de présence au niveau de cette interface. Ceci tend alors à rendre la contribution de l'interface inférieure dominante. Cependant, si dans le même temps le coefficient  $R_S$  augmente, il aura lui pour effet de renforcer la contribution de l'interface supérieure. On sent bien ici la compétition possible entre d'une part la probabilité de présence des électrons et la "force" de l'effet Rashba au niveau de chacune des interfaces. Afin de vérifier ceci, nous allons faire varier la hauteur de la barrière supérieure et  $R_S$  en ayant fixé tous les autres paramètres.

Nous venons de le dire, la variation de l'épaisseur de la couche de Mg entraîne un gradient d'oxydation de la couche supérieure. Les paramètres utilisés lors de la phase d'oxydation ont été choisis de telle sorte que même pour les épaisseurs de Mg les plus fines, la couche de  $MgO$  après oxydation et recuit reste sous-oxydée. Ainsi, l'augmentation de l'oxydation s'accompagne d'une augmentation de la hauteur de la barrière associée à l'interface supérieure. Comme dans le cas précédent, nous avons fixé la hauteur de la barrière de  $MgO$  inférieure à  $1,8 \text{ eV}$ . En première approximation, on suppose que la hauteur de la barrière varie linéairement avec l'épaisseur de  $Mg$ . On choisit le coefficient directeur et l'ordonnée à l'origine de telle sorte que pour  $t_{MgO}^{sup} = t_{MgO}^{inf}$  on ait  $V_{MgO}^{sup} = V_{MgO}^{inf}$ . Avec  $t_{MgO}^{inf}$  et  $t_{MgO}^{sup}$  les épaisseurs des couches de  $MgO$  inférieure et supérieure et  $V_{MgO}^{inf}$  et  $V_{MgO}^{sup}$  les hauteurs des barrières qui leur sont associées. On doit ainsi avoir  $V_{MgO}^{sup} = V_{MgO}^{inf} = 1,8 \text{ eV}$  pour  $t_{MgO}^{sup} = t_{MgO}^{inf} = 14 \text{ \AA}$ . Le deuxième point que nous choisissons de fixer est celui qui correspond à la plus faible épaisseur de  $MgO$  supérieure que nous allons considérer. On choisit ainsi pour  $t_{MgO}^{sup} = 11 \text{ \AA}$  de fixer la hauteur de barrière  $V_{MgO}^{sup}$  à  $2,3 \text{ eV}$ . Soit finalement :

$$V_{MgO}^{sup} = \frac{12,4}{3} - \frac{0,5}{3} t_{MgO}^{sup} \quad (3.42)$$

Le coefficient  $R_I$  est fixé à 1 et on suppose également que sur la gamme d'épaisseurs considérée, le coefficient  $R_S$  varie linéairement avec  $t_{MgO}^{sup}$ . N'ayant *a priori* pas d'information sur la façon dont devrait varier ce coefficient avec l'épaisseur, on propose de vérifier s'il existe un couple (coefficient directeur ; ordonnée à l'origine) associé à la variation de  $R_S$  qui permet effectivement de retrouver la variation parabolique de  $H_{FL}/j$  que nous observons sur la figure 3.38. Pour cela, on définit deux paramètres :  $t_{sym}^R$  qui correspond à l'épaisseur de la couche de  $MgO$  supérieure pour laquelle les coefficients  $R_S$  et  $R_I$  sont égaux, et  $C_{RS}$  qui correspond au coefficient de proportionnalité entre  $R_S$  et  $t_{MgO}^{sup}$ . On a ainsi :

$$R_S = R_I - C_{RS} t_{sym}^R + C_{RS} t_{MgO}^{sup} \quad (3.43)$$

On utilise ensuite l'ajustement polynomial de degré 2 présenté précédemment pour calculer pour chaque couple  $(C_{RS}; t_{sym}^R)$  la somme des écarts au carré entre la courbe obtenue avec ces coefficients et celle associée à l'ajustement polynomial. On cherche ensuite le couple de valeur qui minimise cette somme. Pour cela, on fait varier ce deux paramètres de la façon suivante :

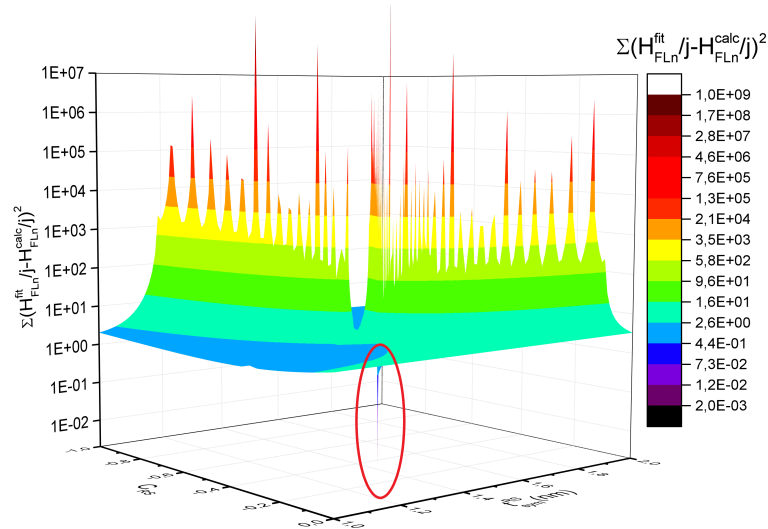


FIGURE 3.39 – Surface 3D avec en z la somme des écarts au carré entre les points de la courbe associée à l'ajustement polynomial de degré 2 et ceux de la courbe obtenue avec les paramètres  $C_{RS}$  et  $t_{sym}^R$ .

- On s'attend à ce que lorsque l'oxydation de la couche de MgO augmente, soit quand son épaisseur diminue, l'amplitude de l'effet Rashba augmente.  $C_{RS}$  devrait donc être négatif. d'autre part, n'ayant *a priori* pas d'information sur l'amplitude de sa variation, nous choisissons de le faire varier sur un intervalle  $[-1; 0]$  qui nous semble suffisamment grand.
- $t_{sym}^R$  correspond à l'épaisseur de la couche supérieure de MgO pour laquelle les deux coefficients  $R_I$  et  $R_S$  sont égaux, l'épaisseur de la couche inférieure de MgO étant de  $1,4 \text{ nm}$ , on suppose que  $t_{sym}^R$  devrait également se situer autour de  $1,4 \text{ nm}$ . Ainsi, faire varier  $t_{sym}^R$  sur l'intervalle  $[1; 2]$  nous semble très largement suffisant.

Les résultats obtenus sont présentés sous forme de surface 3D sur la figure 3.39. Plus précisément, pour obtenir cette surface, on fait varier  $t_{MgO}^{sup}$  de  $11 \text{ \AA}$  à  $15,5 \text{ \AA}$  (ce qui correspond à la gamme sur laquelle ont été réalisées les mesures expérimentales) avec un pas donné. On a ici choisi de réaliser le calcul pour 10 points répartis sur cet intervalle. Pour chaque couple  $(C_{RS}; t_{sym}^R)$  on calcule alors la somme sur ces 10 points des écarts au carré entre les points  $H_{FL}^{fit}/j$  obtenus grâce aux paramètres de l'ajustement polynomial et ceux obtenus en utilisant les paramètres  $C_{RS}$  et  $t_{sym}^R$  dans notre calcul,  $H_{FL}^{calc}/j$ . Les pics présents sur cette courbes sont liés au choix du pas de calcul. On a ici choisi de diviser chacun des intervalles en 100. Diminuer le pas de calcul permettrait de lisser ces pics mais augmenterait dans le même temps le temps de calcul. Ce qui nous intéresse ici c'est de vérifier qu'il existe un minimum et que ce minimum est unique. On voit ici qu'il existe bien un minimum autour de  $C_{RS} = -0,3$  et  $t_{sym}^R = 1,4 \text{ nm}$  (pic négatif entouré en rouge). Afin d'augmenter notre précision, on réalise ensuite d'autres séries de calculs autour de ce minimum en diminuant progressivement le pas de calcul. Les figures 3.40 (a) et (b)

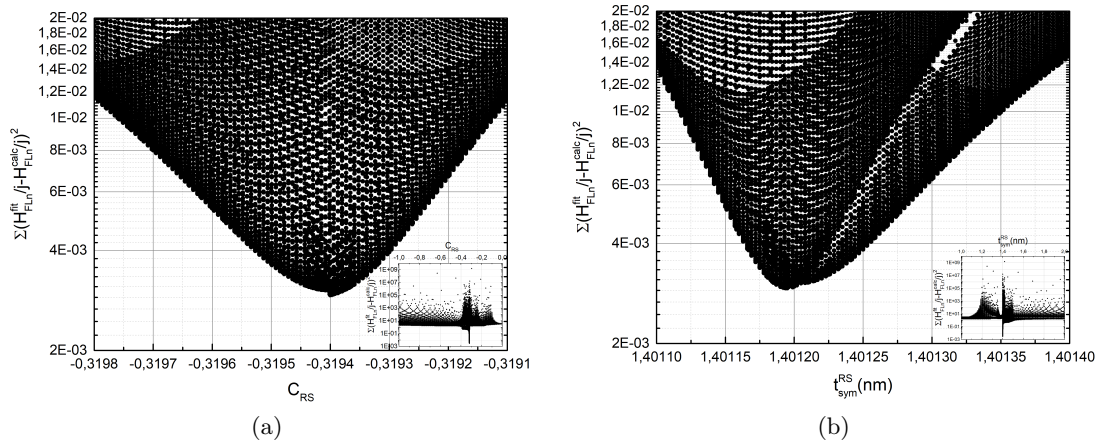


FIGURE 3.40 – Projection de la surface 3D (a) dans le plan  $\left(\sum_n (H_{FL}^{fit}/j - H_{FL}^{calc}/j)^2, C_{RS}\right)$  et (b) dans le plan  $\left(\sum_n (H_{FL}^{fit}/j - H_{FL}^{calc}/j)^2 t_{sym}^R\right)$ . Chacune de deux figures représente un agrandissement de la zone autour du minimum avec en insert l'intégralité de la courbe.

présentent des agrandissements autour du minimum de la projection de la surface 3D dans les plans  $\left(\sum_n (H_{FL}^{fit}/j - H_{FL}^{calc}/j)^2, C_{RS}\right)$  et  $\left(\sum_n (H_{FL}^{fit}/j - H_{FL}^{calc}/j)^2 t_{sym}^R\right)$ . On peut alors déterminer les deux valeurs associées au minimum soit  $C_{RS} = -0,3194 \pm 1.10^{-5}$  et  $t_{sym}^R = 1,401195 \pm 3.10^{-5} \text{ nm}$ . Ce qui équivaut à une variation de  $R_S$  de environ 1,96 pour  $t_{MgO}^{sup} = 11 \text{ \AA}$  à environ 0,53 pour  $t_{MgO}^{sup} = 15,5 \text{ \AA}$ . La courbe associée à ces valeurs est présentée sur la figure 3.41.

Comme on le voit ici, ces paramètres permettent de reproduire l'ajustement polynomial de degré 2 des données expérimentales. L'intuition que nous avons eue semble donc se vérifier. On observe une compétition entre :

- L'effet de la variation de la hauteur de barrière qui joue sur la probabilité de présence des électrons au niveau de chacune des interfaces, plus la hauteur de la barrière est grande, plus elle "repousse" les électrons vers l'autre interface et maximise sa contribution.
- L'effet de la variation des coefficients  $R_I$  et  $R_S$  proportionnels à  $\alpha_R$  pour chacune des interfaces. Ces coefficients permettent de caractériser la "force" de l'effet Rashba.

Si lorsque  $t_{MgO}^{sup}$  augmente, la hauteur de barrière  $V_{MgO}^{sup}$  augmente,  $R_S$  augmente également.  $R_S$  tend à renforcer la contribution des électrons à proximité de l'interface tandis que  $V_{MgO}^{sup}$  tend à faire diminuer leur nombre. Comme on peut le voir ici, l'épaisseur  $t_{sym}^R$  pour laquelle  $R_I = R_S$  est légèrement différente de celle pour laquelle  $V_{MgO}^{sup} = V_{MgO}^{inf}$ . Ceci est simplement dû au fait que la courbe que nous essayons de reproduire présente un minimum non nul, les deux effets en compétition ne peuvent donc pas s'annuler

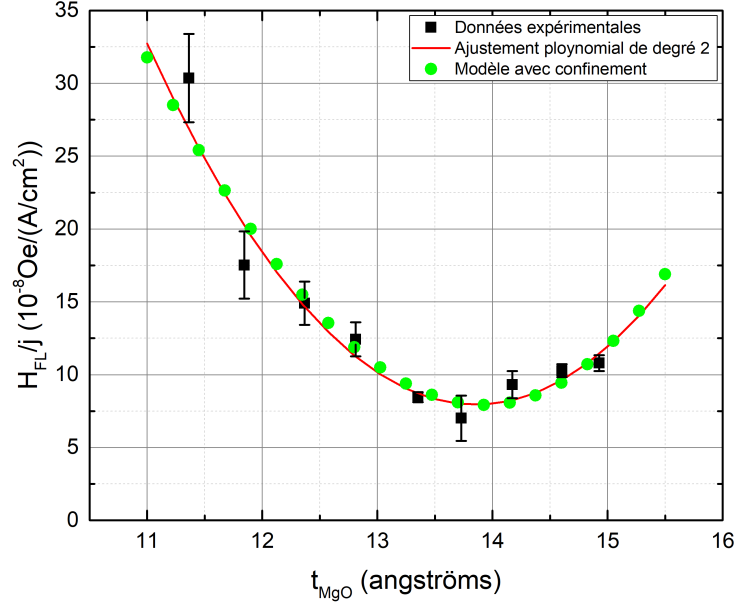


FIGURE 3.41 –  $H_{FL}$  normalisé par la densité de courant  $j$  en fonction de l'épaisseur de la couche de  $MgO$  supérieure. Les étoiles noires correspondent aux données expérimentales, la courbe rouge à l'ajustement polynomial de degré 2 et les points verts aux résultats obtenus grâce à notre modèle.

exactement au même moment.

Nous avons ici fait de nombreuses hypothèses, notamment sur la façon dont varie  $V_{MgO}^{sup}$  avec  $t_{MgO}^{sup}$ . Comme dit précédemment, pour les épaisseurs considérées, nous avons fixé la gamme de variation de  $V_{MgO}^{sup}$  à  $[1, 55 \text{ eV}; 2, 3 \text{ eV}]$ . Même si les valeurs choisies sont cohérentes avec les hauteurs de barrière mesurées dans ce type d'échantillons, elles n'ont pas été mesurées ici et on peut tout à fait envisager que la gamme réelle de variation de  $V_{MgO}^{sup}$  soit différente de celle que nous avons choisie. Nous avons donc reproduit ce calcul avec une gamme de variation différente. Pour cela, nous avons simplement fait varier le coefficient de proportionnalité entre  $V_{MgO}^{sup}$  et  $t_{MgO}^{sup}$  mais en conservant la condition de symétrie  $V_{MgO}^{sup} = V_{MgO}^{inf} = 1,8 \text{ eV}$  pour  $t_{MgO}^{sup} = t_{MgO}^{inf} = 14 \text{ \AA}$ .  $V_{MgO}^{sup}$  varie cette fois sur l'intervalle  $[1,7 \text{ eV}; 2,0 \text{ eV}]$ . De façon attendue, on obtient un résultat similaire avec simplement un minimum qui s'est légèrement décalé :  $C_{RS} = -0,127753 \pm 7.10^{-6}$  et  $t_{sym}^R = 1,40051 \pm 3.10^{-6} \text{ nm}$ . Ce qui équivaut à une variation de  $R_S$  de environ 1,38 pour  $t_{MgO}^{sup} = 11 \text{ \AA}$  à environ 0,81 pour  $t_{MgO}^{sup} = 15,5 \text{ \AA}$ .

On rappelle que l'objectif ici n'est pas d'obtenir un résultat quantitatif. Ceci serait bien prétentieux au vue des nombreuses approximations que nous avons pu faire. Néanmoins, les résultats qualitatifs présentés ici tendent à montrer que le modèle proposé, basé sur le confinement quantique associé à l'effet Rashba, permet d'expliquer des résultats expérimentaux originaux.

On peut noter que le pic associé au minimum est très étroit, ceci implique que les gammes de paramètres qui nous permettent de reproduire l'ajustement polynomial est

très faible. On peut cependant remarquer que, pour arriver à ce résultat, nous avons fait des hypothèses fortes qui, de fait, limitent cette gamme. La première c'est que nous avons considéré que les variations de  $R_S$  et  $V_{MgO}V_{MgO}^{sup}$  étaient linéaires avec  $t_{MgO}^{sup}$ . Une variation d'ordre supérieur pourrait permettre d'élargir ce pic et donc d'augmenter la zone dans laquelle ce modèle reproduirait de façon acceptable les résultats expérimentaux. On peut également remarquer que nous avons fait le choix d'un ajustement polynomial de degré 2 mais qu'un ajustement différent pourrait également conduire à une gamme de paramètres acceptables plus large. Enfin, on ne peut pas exclure la présence d'un offset non nul dans nos résultats expérimentaux qui pourrait être dû par exemple à une inhomogénéité de la résistivité de la couche entraînant la présence d'un faible champ d'Oersted ou encore à une inhomogénéité du  $M_s$  dans la couche. Si on refait ce calcul en soustrayant un offset arbitraire aux résultats expérimentaux, par exemple égal à la moitié du minimum de la courbe, on s'aperçoit que la gamme de paramètres permettant de reproduire ces résultats de façon acceptable s'élargit effectivement. Ceci rendrait ainsi plus vraisemblable le fait que nous puissions, avec nos échantillons, nous trouver dans cette zone.

On retiendra ici deux choses :

- La quantité d'oxygène présente dans les couches d'oxyde joue un rôle très important dans le mécanisme donnant naissance aux couples de spin-orbite mesurés dans nos échantillons.
- Le modèle proposé, basé sur un phénomène de confinement quantique associé à un effet interfacial de type Rashba, semble fournir une interprétation cohérente de nos résultats expérimentaux.

### 3.5 Prise en compte de l'inhomogénéité des dépôts.

Lors du dépôt des couches sur des plaques de 100 *mm* de diamètre, nous observons un léger écart entre les épaisseurs au centre au bord de plaque. Cette variation qui suit un profil parabolique est due au fait que le cercle d'abrasion sur la cible est plus petit que la plaque. Le dépôt ne se fait donc pas uniformément sur l'ensemble de la plaque. C'est d'ailleurs ce phénomène que nous utilisons pour réaliser les gradients d'épaisseur. Comme nous l'avons dit dans le chapitre précédent, dans ce bâti de dépôt, les gradients ne sont pas obtenus grâce au déplacement d'un cache mais en décalant l'échantillon de l'axe de la cible. Pour un dépôt dans l'axe de la cible, sur une plaque de 100 *mm*, l'épaisseur entre le centre et le bord de la plaque varie entre 5% et 10% selon le type de matériaux.

Le même phénomène se produit pour les dépôts réalisés en dehors de l'axe de la cible lors des dépôts de gradients. On peut estimer la variation d'épaisseur entre le centre de la plaque et le bord perpendiculaire à la direction du gradient d'épaisseur. Elle est environ égale à 13% le long du diamètre de la plaque.

Ces légers écarts d'épaisseur sont présents pour l'ensemble des couches déposées et leurs effets pourraient ne pas être négligeables. Dans le cas des mesures de champ effectif en fonction de l'épaisseur de la couche supérieure de *MgO* le résultats ne seront

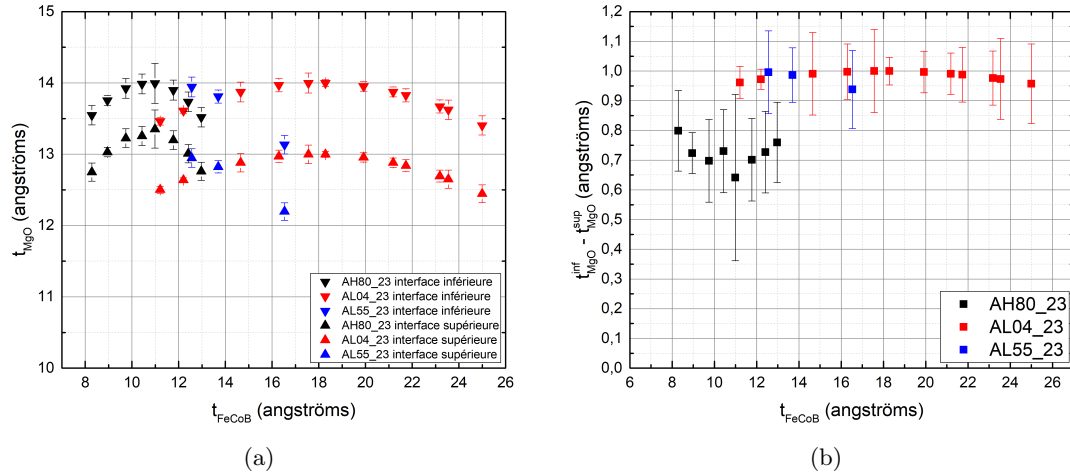


FIGURE 3.42 – (a) Épaisseur réelle des couches inférieure et supérieure de  $MgO$  de chacune des plaques en fonction de l'épaisseur de  $FeCoB$ . (b) Différence d'épaisseur de  $MgO$  entre les interfaces inférieure et supérieure de chacune des plaques.

pas affecté par la légère variation de l'épaisseur de la couche de  $FeCoB$ . En effet, pour un dépôt de  $FeCoB$  réalisé dans l'axe de la couche, la variation d'épaisseur entre le centre et le bord de la plaque est de 6% et, pour un dépôt réalisé avec un gradient d'épaisseur, l'écart sur le diamètre de la plaque perpendiculaire au gradient est de 13% entre le centre et le bord de la plaque. Dans ces mesures, l'épaisseur de la couche de  $FeCoB$  varie ainsi de 10,2 Å en bord plaque à 11,2 Å au centre. D'après nos mesures réalisées en fonction de l'épaisseur de la couche ferromagnétique, la variation du champ effectif due à cette variation d'épaisseur est très faible et peut être négligée. On note cependant que cet écart entre l'épaisseur nominale de  $FeCoB$  et l'épaisseur réelle, s'il n'influe pas directement sur le champ effectif, peut entraîner des erreurs lors du calcul de la densité de courant. Cette correction d'épaisseur a été prise en compte lors du calcul de la densité de courant qui a été utilisée pour normaliser le champ effectif dans l'ensemble des résultats présentés précédemment.

Dans le cas des mesures en fonction de l'épaisseur de  $FeCoB$ , l'influence de la variation d'épaisseur des couches de  $MgO$  doit être prise en compte. En effet, comme nous venons de le voir, une variation très faible de l'épaisseur de la couche de  $Mg$  déposée peut entraîner une variation très importante du champ effectif mesuré. Ainsi, ce profil parabolique des couches de  $Mg$  pourrait avoir un impact significatif sur les mesures de champ effectif en fonction de l'épaisseur de  $FeCoB$ . Les variations des épaisseurs des couches inférieure et supérieure de  $MgO$  pour chacune des plaques AH80\_23, AL04\_24 et AL55\_23 sont présentées sur la figure 3.42 (a). Comme on peut le voir ici, les couches inférieure et supérieure d'oxyde voient leurs épaisseurs légèrement varier entre le centre et le bord des différentes plaques. Ceci devrait donc entraîner une variation de leurs contributions. On peut cependant noter que pour chacune des plaques, les épaisseurs

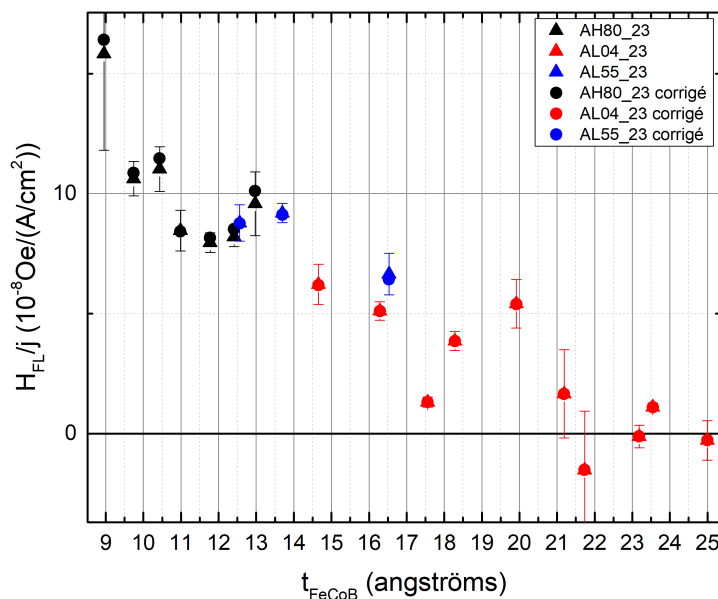


FIGURE 3.43 –  $H_{FL}/j$  en fonction de  $t_{FeCoB}$  pour les trois plaques déjà présentées. Les triangles correspondent aux résultats vus plus tôt et les points correspondent à ces mêmes mesures une fois effectuée la correction permettant la prise en compte de la différence d'épaisseur entre le centre et le bord des différentes plaques.

des couches d'oxydes inférieure et supérieure semblent varier ensemble. Ainsi, la variation de la somme de leurs contributions ne devrait-elle être que peu affectée.

Afin de le vérifier, on a tracé sur la figure 3.42 (b) la différence d'épaisseur entre les couches d'oxyde inférieure et supérieure pour chacune des plaques étudiées. Comme on le voit ici, la différence d'épaisseur des couches inférieure et supérieure ne varie finalement que très peu. On peut malgré tout corriger l'effet de cette variation sur les courbes de  $H_{FL}/j$  en fonction de  $t_{FeCoB}$  en utilisant les mesures de  $H_{FL}/j$  en fonction de  $t_{MgO}$ . Les courbes obtenues pour chacune des plaques sont présentées sur la figure 3.43. Comme on le voit sur cette figure, le champ effectif obtenu après correction de la contribution de l'inhomogénéité des épaisseurs des couches d'oxyde est très proche des résultats déjà présentés et la correction entre les deux jeux de valeur n'impacte pas la dépendance de  $H_{FL}/j$  vis à vis de  $t_{FeCoB}$ .

### 3.6 Mesures de résistivité 4 pointes

Avant de conclure ce manuscrit, il nous semble important de présenter des résultats obtenus lors de mesures de résistivité quatre pointes. Si l'interprétation de ces mesures nous échappe, il nous semble qu'elles apportent un éclairage nécessaire à l'appréciation des difficultés que peut représenter la fabrication des échantillons que nous avons présentés. Comme nous l'avons décrit plus tôt, afin de permettre de réaliser des mesures



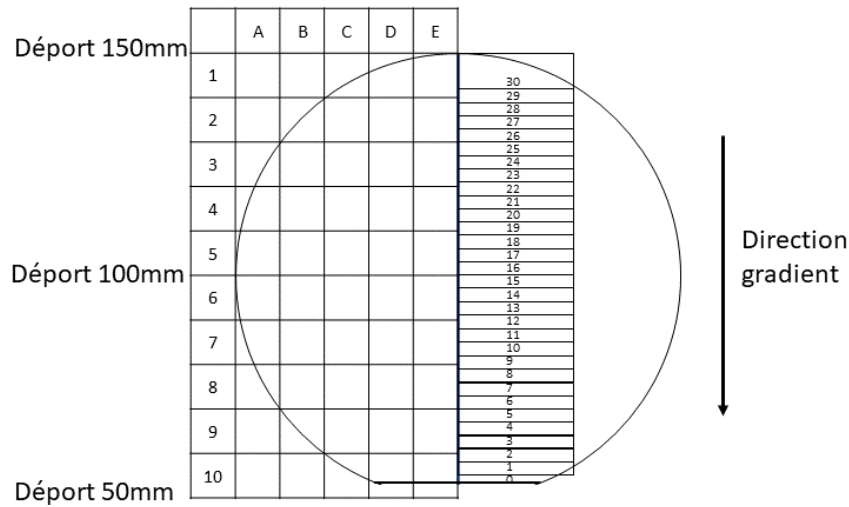


FIGURE 3.44 – Disposition des échantillons sur la plaque avec un gradient d'épaisseur sur l'une des couches de l'empilement.

complémentaires aux mesures par effet Hall le long des différents gradients d'épaisseur, la plupart de nos échantillons ont été réalisés de telle sorte que sur une moitié de la plaque on retrouve les croix de Hall et sur l'autre moitié on découpe des barrettes de  $3 \times 26 \text{ mm}^2$ . La figure 3.44 déjà présentée au début de ce chapitre rappelle cette géométrie.

Les échantillons mesurés au cours de cette thèse sont constitués d'empilements de couches particulièrement fines avec une seule couche conductrice et magnétique, la couche centrale de  $FeCoB$ . La croissance des empilements a été l'une des principales sources de problème rencontrés au cours de cette thèse. En effet, il a été particulièrement difficile de parvenir à obtenir des couches de suffisamment bonne qualité pour pouvoir être mesurées. Ainsi, malgré de très nombreux dépôts, seules les trois plaques présentées précédemment ont pu être exploitées.

La figure 3.45 (a) présente les mesures de résistance réalisées grâce à la méthode 4 pointes sur différentes plaques sur lesquelles sont déposées des empilements présentant un gradient d'épaisseur de la couche de  $FeCoB$ . Sur les cinq plaques présentées ici, trois sont identiques à celles sur lesquelles ont été réalisées les mesures présentées précédemment. Les deux autres correspondent à des empilements similaires déposés sur une première couche de tantale de  $20 \text{ \AA}$  qui est censée permettre une meilleure croissance des couches suivantes. La première chose que l'on note ici c'est que les plaques AN04\_21 (en noir) et AN13\_09 (en rouge), présentent toutes deux une divergence très importante de leur résistance aux alentours de  $1 \text{ nm}$  d'épaisseur. Ceci semble être le signe d'un phénomène de percolation dont nous avons déjà parlé plus tôt. En réalisant un agrandissement de ces courbes comme présenté sur la figure 3.45 (b), on constate la présence d'une grande variabilité, d'une plaque à l'autre, des comportements des résistances en fonction de l'épaisseur de la couche ferromagnétique.

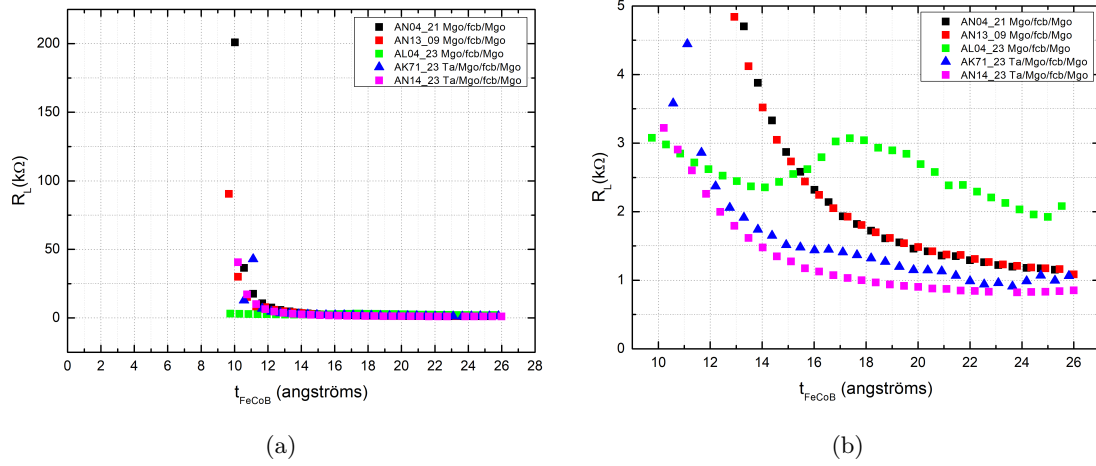


FIGURE 3.45 – (a) Résistances mesurées par la méthode 4 points sur les barrettes  $3 \times 26 \text{ mm}^2$  (b) recadrage des données de (a).

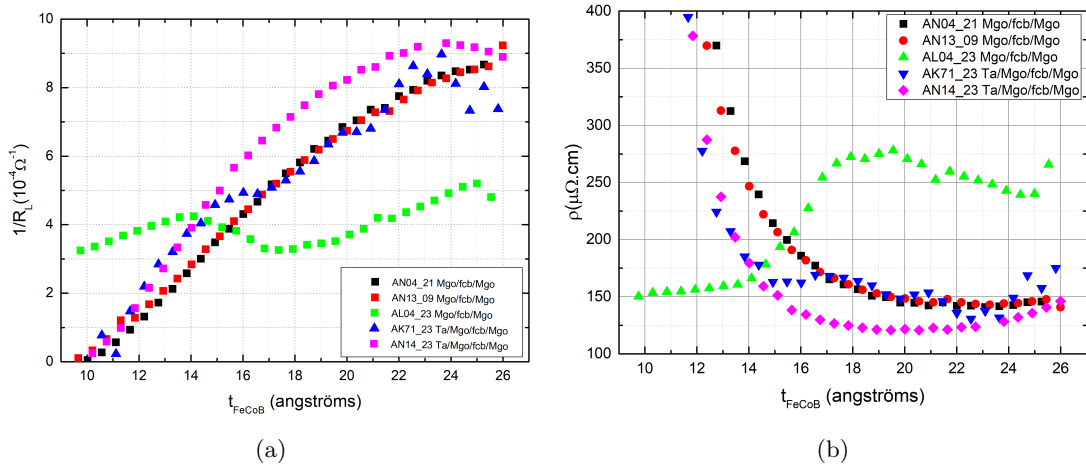


FIGURE 3.46 – (a) Inverse de la résistance mesurée en 4 points sur les barrettes (b) Résistivité calculée à partir des mesures 4 points sur les barrettes.

On trace sur la figure 3.46 (a) l'inverse des résistances mesurées par la méthode 4 pointes et sur la figure 3.46 (b) les résistivités calculées à partir de ces mesures. Les courbes de résistivités peuvent nous donner une indication de la qualité de la couche. Ainsi, une résistivité plus faible peut être le signe d'une croissance en îlots. En effet, pour les épaisseurs très faibles, la résistivité augmente. Or, lors du dépôt, le matériau ne mouille pas parfaitement la surface et présente donc une croissance en îlots, l'épaisseur réelle du conducteur sera plus importante que celle obtenue avec la même quantité de matériau mais qui mouillerait parfaitement la surface. Ainsi, la résistivité sera plus faible que celle d'une couche parfaitement plane. Cette croissance irrégulière entraîne ensuite, lorsque l'épaisseur diminue, une déconnexion de certaines zones et donc un phénomène de percolation. Ainsi sur cette figure, dans le cas des trois plaques sans tantale, les courbes rouge et noire qui, à fortes épaisseurs, ont une résistivité plus faible que la verte, semblent être de moins bonne qualité. Ceci se vérifie sur les courbes de résistances de la figure 3.45 (a) qui divergent très fortement. Pour ce qui est des échantillons avec tantale, l'ajout de cette couche ne semble pas permettre de réelle amélioration de nos dépôts. Cette couche présente de plus l'inconvénient de court-circuiter une partie du courant. Cette idée a donc été abandonnée. On peut également noter la présence d'oscillations de la résistivité sur les courbes verte et bleue. Nous n'avons à ce jour pas d'explications pour ce phénomène. Si le confinement quantique peut conduire à des oscillations, la période observée ici ne semble pas correspondre.

### 3.7 Discussions

Récemment, deux études expérimentales portant sur des échantillons sans métal lourd ont été publiées.

Dans la première, parue en 2016, Emori *et al.* [ENB<sup>+</sup>16] ont réalisé des mesures dans des échantillons composés d'une couche ferromagnétique (*NiFe*) comprise entre une couche de métal léger (*Ti*) et une couche d'oxyde ( $Al_2O_3$ ). Ils ont mis en évidence la présence de couples de spin-orbite qu'ils ont associé à un effet de type Rashba au niveau de l'interface *NiFe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>* avec l'hypothèse que la couche de *Ti*, métal léger ne produisait pas de couple de spin orbite.. Ce champ effectif ne possède qu'une composante "Field-like". Cette première conclusion correspond à ce que nous avons nous même pu mesurer pour un couple FM/Ox différent.

La variation du champ total mesuré et noté  $H_I$  en fonction de l'épaisseur de la couche ferromagnétique est présentée sur la figure 3.47 (a). Le champ  $H_I$  correspond à la somme du champ dû au couplage spin-orbite,  $H_{SO}$ , et du champ d'Oersted généré par le courant circulant dans la couche de titane  $H_{Oe,Ti}$ . A partir de ces résultats, il suffit de soustraire  $H_{Oe,Ti}$  à  $H_I$  pour obtenir  $H_{SO}$ . Ce dernier, normalisé par la densité de courant, est tracé sur la figure 3.47 (b) en fonction de  $t_{NiFe}$ . Ils retrouvent ici une forme en  $1/t_{NiFe}$  caractéristique d'un effet produit en dehors ou à l'interface de la couche de permalloy. On peut noter que pour des épaisseurs entre 1 et 2 nm, les amplitudes des champs qu'ils mesurent sont 4 à 5 fois plus élevées que celles que nous obtenons dans nos échantillons *MgO/FeCoB/AlOx*. Ceci semble cohérent dans la mesure où nos

échantillons présentent deux interfaces  $FM/Ox$  qui produisent des effets opposés, alors que leurs échantillons ont une asymétrie plus marquée et que, dans l’hypothèse où en effet le  $Ti$  ne crée pas de couples de spin orbite, la seule source est l’interface  $NiFe/Al_2O_3$ . Bien que la couche ferromagnétique soit différente, nos deux approches semblent donner des résultats concordants.

Afin de valider le fait que les couples mesurés sont produits au niveau de l’interface  $NiFe/Al_2O_3$ , ils ont également fait varier leurs empilements. On retrouve leurs résultats sur la figure 3.47 (c). On peut noter ici que dans le cas de l’échantillon (1) constitué d’une couche de permalloy prise en sandwich entre deux oxydes, ils ne mesurent aucun champ magnétique effectif dans des échantillons pourtant très proches de ceux que nous avons étudiés. Ceci peut s’expliquer par deux raisons :

- La première tient de leur méthode de fabrication. En effet contrairement à nous, leurs couches d’oxydes ne sont pas réalisées grâce à un dépôt métallique suivi d’une oxydation mais directement par un dépôt d’oxyde à partir d’une cible d’ $Al_2O_3$ . On peut ainsi s’attendre à ce que l’oxygène soit mieux réparti dans leurs couches et que leurs deux interfaces soient quasi-identiques.
- La seconde, est liée à l’épaisseur de leur couche de matériau ferromagnétique. En effet, ces empilements contiennent une couche de permalloy de 2,3 nm. À cause du phénomène de décohérence, pour une épaisseur similaire de  $FeCoB$ , nous ne mesurons nous non plus de champ effectif. Ce phénomène pourrait donc également expliquer leurs résultats.

Une seconde étude publiée en 2019 par Wang *et al.* [WWA<sup>+</sup>19] porte sur des empilements constitués d’une couche de permalloy prise en sandwich entre deux couches d’alumine. La différence majeure avec nos échantillons, se situe ici au niveau de l’épaisseur de matériau ferromagnétique. Leur couche de  $NiFe$  a en effet une épaisseur de 32 nm, bien supérieure à la longueur d’échange, leur permet d’observer des déviations de l’aimantation indépendantes au niveau des deux interfaces. Lors de l’injection d’un courant planaire parallèle à l’aimantation, ils observent au niveau des interfaces inférieure et supérieure, une déviation hors du plan de l’aimantation (figure 3.48). Ils interprètent ce résultat par la présence d’un effet Hall de spin dans la couche de matériau ferromagnétique NiFe, qui crée un courant de spin transverse à la direction du courant et de l’aimantation avec une polarisation de spins dans le plan et orthogonale à l’aimantation. S’en suit alors l’apparition d’une accumulation de spin au niveau des deux interfaces FM/Ox qui à son tour va produire un couple sur l’aimantation équivalent à la présence d’un champs magnétique effectif hors du plan. Ce champ magnétique engendre alors, au niveau des interfaces, une déviation hors du plan de l’aimantation.

Il s’agit ici d’un phénomène de volume qui ne peut pas être observé dans nos échantillons. En effet ces derniers présentent des épaisseurs bien inférieures à la longueur d’échange. L’aimantation bouge ainsi de manière uniforme dans l’ensemble de l’échantillon et les éventuelles contributions des ces accumulations de spin au niveau des interfaces inférieure et supérieure se compensent. Il pourrait néanmoins être intéressant dans des travaux futurs, de tenter de tirer profit de ce phénomène en réalisant des échantillons plus épais qui permettraient d’exploiter à la fois cette accumulation de spin et

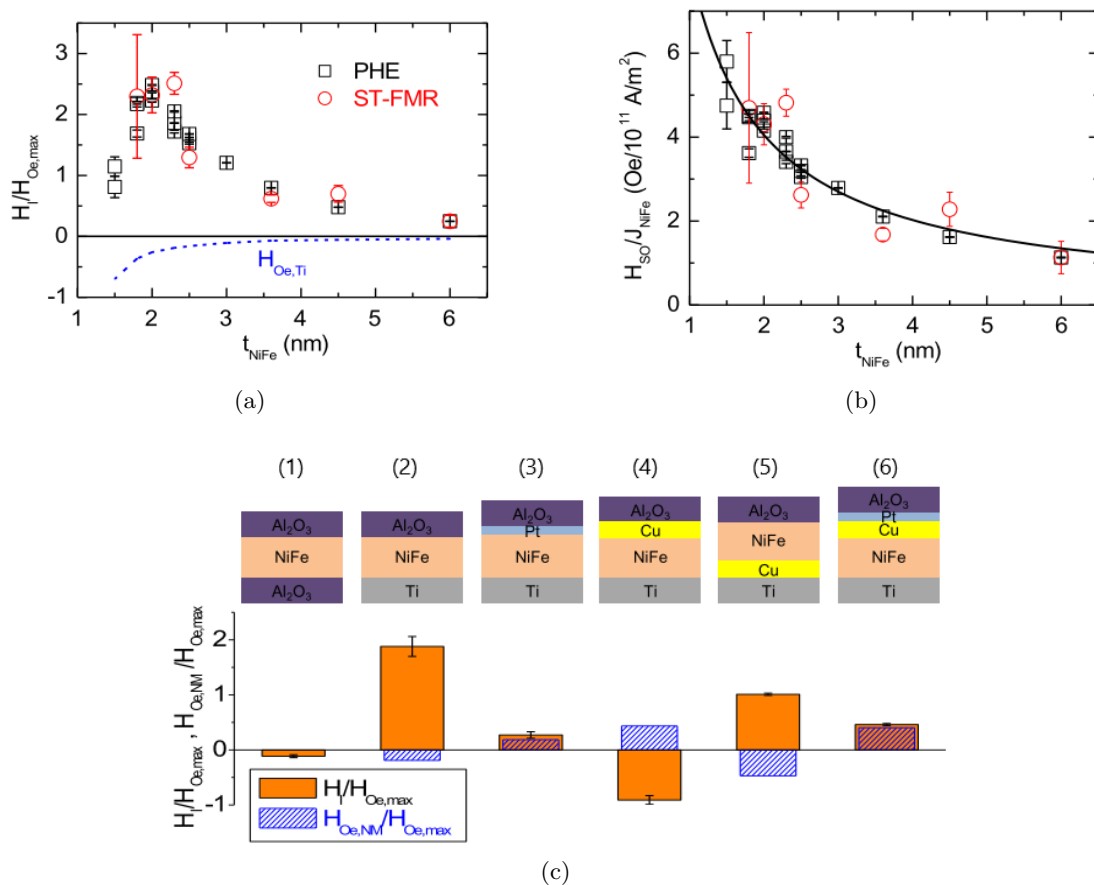


FIGURE 3.47 – (a) Variation de  $H_I$  normalisé par  $H_{Oe,max}$  en fonction de l'épaisseur de  $NiFe$   $t_{NiFe}$  obtenue avec des techniques de mesures. En bleu, le champ  $H_{Oe,Ti}$  calculé généré par le courant circulant dans la couche de titane. (b) Champ effectif  $H_{SO}$  associé aux couples de spin-orbite normalisé par la densité de courant circulant dans la couche de  $NiFe$  en fonction de  $t_{NiFe}$ . (c) En orange  $H_I$  normalisé par  $H_{Oe,max}$  obtenu pour différents empilements et en bleu hachuré, le champ d'Oersted généré par le courant circulant dans les couches non-ferromagnétiques,  $H_{Oe,NM}$ , normalisé par  $H_{Oe,max}$ . Figures issues de [ENB<sup>+</sup>16].

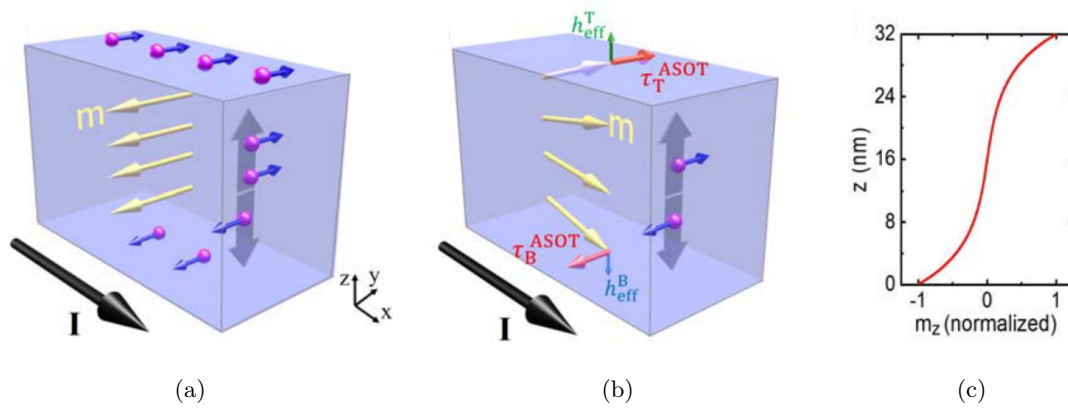


FIGURE 3.48 – (a) Représentation schématique de l'effet Hall anomal. Un courant de charge  $I$  (flèche noire) perpendiculaire à l'aimantation  $\vec{m}$  (flèches jaunes) génère un courant de spin (flèches grises) dans la direction  $z$ . Les flèches bleues sur les sphères violettes représentent la direction des spins des électrons. À cause du déséquilibre entre électrons majoritaires et minoritaires, il en résulte une accumulation de spin et de charge au niveau des interfaces inférieure et supérieure. (b) Lorsqu'un courant de charge est appliqué parallèlement à l'aimantation, l'AHE disparaît mais l'interaction spin-orbite génère un courant de spin vertical avec une polarisation transverse qui donne naissance au couple de spin-orbite anomal (ASOT). Les ASOTs (flèches rouges) sont équivalents à des champs magnétiques hors du plan,  $h_{eff}^a$  et  $h_{eff}^b$  (flèches vertes), qui à proximité des interfaces tendent à faire sortir l'aimantation du plan. (c) Résultat de simulation de la distribution de la projection hors du plan de l'aimantation  $m_z$  normalisée dans une couche de permalloy de  $32\text{ nm}$  créée par des ASOTs égaux et de directions opposées au niveau des deux interfaces. Figures issues de [WWA<sup>+</sup>19]

l'effet Rashba que nous avons mesuré.



# Conclusion Générale

L'objectif des travaux présentés dans ce manuscrit était d'apporter une approche expérimentale originale pour permettre une meilleure compréhension des phénomènes de couple de spin-orbite (SOT). L'origine de ces couples fait en effet l'objet de débats animés depuis leur mise en évidence expérimentale au début des années 2010 dans des empilements composés d'une couche ferromagnétique (FM) en sandwich entre une couche de métal lourd (HM) et une couche d'oxyde (Ox). Plusieurs études ont notamment tenté de distinguer les origines des composantes "damping-like" et "field-like" des SOTs en faisant varier les épaisseurs des couches de métal lourd et de métal ferromagnétique. Si des études théoriques tendaient à laisser penser que les phénomènes interfaciaux tels que l'effet Rashba étaient à l'origine de la composante FL tandis que les phénomènes volumiques comme l'effet Hall de spin au sein du métal lourd étaient à l'origine de la composante DL, ces études expérimentales ont montré que les deux composantes de couple ne pouvaient pas être séparées si simplement. On pense notamment aux études de Hayashi *et al.* [KSR<sup>+</sup>12] et de Drouard *et al.* [Dro14] qui ont montré une dépendance similaire des composantes DL et FL avec l'épaisseur de métal lourd. Ces observations ont depuis été confirmées par des études théoriques montrant que ces deux contributions pouvaient donner naissance aux deux composantes de couple.

Dans ce contexte il nous a alors semblé nécessaire de proposer une nouvelle approche qui permettrait de supprimer purement et simplement l'une des deux contributions. C'est ainsi que nous avons décidé de supprimer la couche de métal lourd dans ces empilements et d'étudier uniquement la composante interfaciale en réalisant des mesures sur des empilements composés d'une couche de métal ferromagnétique prise en sandwich entre deux oxydes.

Afin de caractériser ces couples dans nos empilements nous avons choisi d'utiliser une méthode de mesure directe basée sur l'effet Hall anomal. Cette mesure consiste à injecter un courant sinusoïdal basse fréquence (typiquement 10 Hz) dans le plan des couches et à mesurer les éventuelles oscillations de la composante hors du plan de l'aimantation, générées par les couples de spin-orbite, grâce à l'effet Hall anomal. En comparant l'amplitude de ces oscillations à la variation de la composante hors du plan de l'aimantation engendrée par une légère variation du champ magnétique extérieur, nous pouvons évaluer l'amplitude des champs effectifs induits par le courant. Pour faciliter le traitement des mesures, il est intéressant de pouvoir caractériser ces oscillations pour de nombreuses positions d'équilibre de l'aimantation. Avec des échantillons ayant une anisotropie per-



pendiculaire avec une rémanence non nulle, on peut aisément obtenir ces différentes mesures en appliquant le champ extérieur suivant une direction proche du plan et en faisant varier son amplitude. Malheureusement les échantillons mesurés au cours de cette thèse ne présentent pas une anisotropie magnétique suffisante. Nous avons donc adapté cette méthode de mesure, dite harmonique, afin de pouvoir, de façon automatique, faire varier la direction du champ magnétique extérieur. On peut alors appliquer un champ avec une amplitude fixe, suffisamment élevée pour que l'échantillon soit toujours saturé, et faire varier sa direction.

Grâce à cette technique de mesure nous avons été capables de mettre en évidence la présence de couples de spin-orbite dans un empilement  $MgO/FeCoB/MgO$ . Ceci pouvait pourtant *a priori* paraître impossible dans des échantillons présentant une très forte symétrie et n'incluant pas de métal lourd a priori source du fort couplage spin-orbite nécessaire à la présence des SOT. De plus nous avons pu montrer que seule la composante "field-like" était présente. Si on ne peut pas complètement exclure qu'il existe une composante "damping-like", si elle existe elle possède une amplitude non détectable avec notre méthode de mesure. Ces résultats semblent en accord avec un effet interfacial de type Rashba.

L'amplitude des champs effectifs que nous avons mesurés ici est bien plus faible que ceux qui l'ont été dans des empilements avec métal lourds. Elle est ainsi environ 13 fois inférieure à celle mesurée par Marc Drouard dans des empilements  $Pt/Co/AlOx$ . Malgré cette différence de plus d'un ordre de grandeur, il est important de noter que l'asymétrie des échantillons mesurés au cours de cette thèse est très faible et les contributions des interfaces  $FM/Ox$  tendent à se compenser. Ainsi la contribution de chacune d'elles doit-être beaucoup plus importante et pourrait jouer un rôle important dans les empilements de type  $HM/FM/Ox$ .

L'étude de la dépendance de ces champs avec l'épaisseur de la couche ferromagnétique a montré un comportement inattendu. En effet pour les échantillons  $MgO/FeCoB/MgO$  la dépendance semble suivre une courbe en  $1/t_{FeCoB}$  jusqu'à une épaisseur d'environ 2 nm puis subir diminution rapide. Tout se passe comme si les deux interfaces avaient besoin, de "se voir" pour produire leur effet et, lorsqu'elles sont trop éloignées l'une de l'autre pour que ce soit le cas, tout effet disparaît. Ce comportement ne pouvant pas s'expliquer par un modèle uniquement basé sur un effet interfacial, nous avons proposé une interprétation intégrant un phénomène de confinement quantique. Les simulations que nous avons réalisées permettent de reproduire cette dépendance en  $1/t_{FeCoB}$  tandis que la chute brutale peut être interprétée grâce au phénomène de décohérence. Afin de valider ce modèle, nous avons réalisé des mesures en température qui semblent confirmer nos hypothèses. En effet la diminution de la température augmente l'amplitude des champs effectifs mesurés. Or la diminution de la température diminue les événements de diffusion inélastique qui sont une des sources de la décohérence.

Nous avons également pu faire varier la nature de l'une des deux interfaces afin de modifier la hauteur de la barrière et l'amplitude de l'effet Rashba qui lui sont associées. Pour ce faire nous avons dans un premier temps fait varier l'oxydation de la couche supérieure de  $MgO$ . Nous avons alors obtenu une variation parabolique des champs effectifs

avec l'oxydation signe d'une compétition entre deux phénomènes. Cette variation peut très bien se comprendre avec notre modèle basé sur un effet de confinement quantique associé à l'effet Rashba. En effet l'effet Rashba est un effet interfacial, il agit donc uniquement sur les électrons à proximité de l'interface considérée. Or, dans le cadre d'états confinés, plus la barrière de potentiel associée à cette interface est haute, plus elle va avoir tendance à repousser les fonctions d'onde des électrons vers l'interface opposée. Quand les couches de MgO sont sous-oxydées, comme c'est le cas dans nos échantillons, la hauteur de barrière associée à l'interface FM/MgO augmente avec l'oxydation. Ainsi, la probabilité de présence des électrons à proximité de cette interface diminue. Si dans le même temps l'autre interface est constante, on s'attend alors à renforcer sa contribution. Néanmoins, si dans le même temps l'augmentation de l'oxydation de la couche supérieure renforce l'effet Rashba au niveau de cette dernière, on obtient alors deux effets qui entrent en compétition : un premier qui tend à augmenter la contribution de l'interface inférieure en augmentant la probabilité de présence des électrons à proximité de cette dernière, et un second qui tend à augmenter la contribution de l'interface supérieure en augmentant l'amplitude de l'effet Rashba.

Enfin nous avons augmenté l'asymétrie de nos échantillons en remplaçant la couche de MgO supérieure par une couche d'alumine. Nous avons également pu montrer dans ces empilements l'absence de la composante "damping-like". Le champ effectif "Field-like" présente quant à lui une amplitude environ deux fois supérieure à celle mesurée dans les échantillons MgO/FeCoB/MgO. Ceci semble en accord avec un échantillon présentant une asymétrie plus importante. Enfin ce champ effectif a, comme dans le cas des échantillons avec deux couche de MgO, montré une dépendance en  $1/t_{FeCoB}$  pour des épaisseurs allant de 8 à 13 Å.

Les mesures réalisées au cours de cette thèse sont les premières mesures de couple de spin-orbite dans un régime quantique cohérent. Il serait ainsi intéressant de poursuivre ces investigations notamment à basse température afin d'étudier plus en profondeur l'effet du confinement quantique sur la génération de SOT. De plus, si nous sommes capables d'insérer une couche de matériau à fort couplage spin-orbite dans ces empilements tout en conservant les états confinés, nous pourrions obtenir un système modèle dans lequel les théories de diffusions ne s'applique pas et ainsi pouvoir directement comparer les résultats expérimentaux à des résultats obtenus par des calculs *ab initio*.



# Bibliographie

- [AA<sup>Y</sup>+15] Mustafa Akyol, Juan G. Alzate, Guoqiang Yu, Pramey Upadhyaya, Kin L. Wong, Ahmet Ekicibil, Pedram Khalili Amiri, and Kang L. Wang. Effect of the oxide layer on current-induced spin-orbit torques in Hf|CoFeB|MgO and Hf|CoFeB|TaOx structures. *Applied Physics Letters*, 106(3) :032406, jan 2015.
- [AG<sup>G</sup>+14] Can Onur Avci, Kevin Garello, Mihai Gabureac, Abhijit Ghosh, Andreas Fuhrer, Santos F. Alvarado, and Pietro Gambardella. Interplay of spin-orbit torque and thermoelectric effects in ferromagnet/normal-metal bilayers. *Physical Review B*, 90(22) :224427, dec 2014.
- [AG<sup>N</sup>+14] Can Onur Avci, Kevin Garello, Corneliu Nistor, Sylvie Godey, Belén Ballesteros, Aitor Mugarza, Alessandro Barla, Manuel Valvidares, Eric Pellegrin, Abhijit Ghosh, Ioan Mihai Miron, Olivier Boulle, Stephane Auffret, Gilles Gaudin, and Pietro Gambardella. Fieldlike and antidamping spin-orbit torques in as-grown and annealed Ta/CoFeB/MgO layers. *Physical Review B*, 89(21) :214419, jun 2014.
- [AH10] Jérémy Alvarez-Hérault. *Mémoire magnétique à écriture par courant polarisé en spin assistée thermiquement*. PhD thesis, UNIVERSITÉ DE GRENOBLE, 2010.
- [AH<sup>I</sup>+02] Y. Ando, M. Hayashi, S. Iura, K. Yaoita, C. C. Yu, H. Kubota, and T. Miyazaki. Growth mechanism of thin insulating layer in ferromagnetic tunnel junctions prepared using various oxidation methods. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 35(19) :2415–2421, oct 2002.
- [APZ12] A. D. Avery, M. R. Pufall, and B. L. Zink. Observation of the Planar Nernst Effect in Permalloy and Nickel Thin Films with In-Plane Thermal Gradients. *Physical Review Letters*, 109(19) :196602, nov 2012.
- [ATH<sup>+</sup>08] K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa, and E. Saitoh. Electric Manipulation of Spin Relaxation Using the Spin Hall Effect. *Physical Review Letters*, 101(3) :036601, jul 2008.
- [AUSM13] Hiroto Adachi, Ken Ichi Uchida, Eiji Saitoh, and Sadamichi Maekawa. Theory of the spin Seebeck effect. *Reports on Progress in Physics*, 76(3), 2013.

- [Ban11] Sébastien Bandiera. *Jonctions tunnel magnétiques à anisotropie perpendiculaire et écriture assistée thermiquement*. PhD thesis, UNIVERSITÉ DE GRENOBLE, 2011.
- [BBF<sup>+</sup>88] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Physical Review Letters*, 61(21) :2472–2475, 1988.
- [Beh09] Kamran Behnia. The Nernst effect and the boundaries of the Fermi liquid picture. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 21(11) :113101, mar 2009.
- [Ber70] Luc Berger. Side-jump mechanism for the hall effect of ferromagnets. *Physical Review B*, 2(11) :4559–4566, dec 1970.
- [BGSZ89] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Physical Review B*, 39(7) :4828–4830, 1989.
- [BIM15] Stewart E Barnes, Jun’Ichi Ieda, and Sadamichi Maekawa. Rashba Spin-Orbit Anisotropy and the Electric Field Control of Magnetism. *Scientific Reports*, 4(1) :4105, may 2015.
- [BKDH89] F. J. A. Broeder, D. Kuiper, H. C. Donkersloot, and W. Hoving. A comparison of the magnetic anisotropy of [001] and [111] oriented Co/Pd Multilayers. *Applied Physics A Solids and Surfaces*, 49(5) :507–512, nov 1989.
- [Blu01] Stephen Blundell. *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford uni edition, 2001.
- [BNB00] Arne Brataas, Yu. V. Nazarov, and Gerrit E. W. Bauer. Finite-Element Theory of Transport in Ferromagnet-Normal Metal Systems. *Physical Review Letters*, 84(11) :2481–2484, mar 2000.
- [Bou07] Olivier Boule. *Précession de l’aimantation par transfert de spin dans des nanopiliers magnétiques*. PhD thesis, UNIVERSITE PARIS 6, 2007.
- [BSvW12] Gerrit E. W. Bauer, Eiji Saitoh, and Bart J. van Wees. Spin caloritronics. *Nature Materials*, 11(5) :391–399, may 2012.
- [BZR<sup>+</sup>84] A A Bakun, P Zakharchenya, A A Rogachev, M N Tkachuk, and V G Fle. Observation of a surface photocurrent caused by optical orientation of electrons in a semiconductor, 1984.
- [BZSM01] W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess, and J. M. MacLaren. Spin-dependent tunneling conductance of Fe|MgO|Fe sandwiches. *Physical Review B*, 63(5) :054416, jan 2001.
- [CFV07] Claude Chappert, Albert Fert, and Frédéric Nguyen Van Dau. The emergence of spin electronics in data storage. *Nature Materials*, 6(11) :813–823, 2007.
- [CMS85] P. F. Carcia, A. D. Meinhaldt, and A. Suna. Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co thin film layered structures. *Applied Physics Letters*, 47(2) :178–180, jul 1985.

- [CNT<sup>+</sup>07] Y. S. Choi, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, H. Maehara, D. D. Djayaprawira, S. Yuasa, and K. Ando. Effect of Ta getter on the quality of MgO tunnel barrier in the polycrystalline CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junction. *Applied Physics Letters*, 90(1) :012505, jan 2007.
- [Coe10] John Michael David Coey. *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge edition, 2010.
- [CSVO02a] M. Chshiev, D. Stoeffler, A. Vedyayev, and K. Ounadjela. Influence of quantum well states on transport properties of double barrier junctions. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 240(1-3) :146–148, feb 2002.
- [CSVO02b] M Chshiev, D Stoeffler, A Vedyayev, and K Ounadjela. Magnetic diode effect in double-barrier tunnel junctions. *Europhysics Letters (EPL)*, 58(2) :257–263, apr 2002.
- [Cuc15] Léa Cuchet. *Propriétés de transport et d’anisotropie de jonctions tunnel magnétiques perpendiculaires avec simple ou double barrière*. PhD thesis, Grenoble Alpes, 2015.
- [Cur94] Pierre Curie. Sur la symétrie dans les phénomènes physiques, symétrie d’un champ électrique et d’un champ magnétique. *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, 3(1) :393–415, 1894.
- [DC17] B. Dieny and M. Chshiev. Perpendicular magnetic anisotropy at transition metal/oxide interfaces and applications. *Reviews of Modern Physics*, 89(2) :025008, 2017.
- [Dim05] Ol’ga V. Dimitrova. Spin-Hall conductivity in a two-dimensional Rashba electron gas. *Physical Review B*, 71(24) :245327, jun 2005.
- [DP71a] Mikhail I. Dyakonov and V. I. Perel. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. *Physics Letters A*, 35(6) :459–460, 1971.
- [DP71b] Mikhail I. Dyakonov and V. I. Perel. Possibility of Orienting Electron Spins with Current. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 13 :467, 1971.
- [Dro14] Marc Drouard. *Etude de l’origine des couples magnétiques induits par le couplage spin orbite dans des structures asymétriques à base de Co / Pt*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2014.
- [DSP<sup>+</sup>91] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S.P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, and D. Mauri. Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers. *Physical Review B*, 43(1) :1297–1300, 1991.
- [DSY<sup>+</sup>14] Zheng Duan, Andrew Smith, Liu Yang, Brian Youngblood, Jürgen Lindner, Vladislav E. Demidov, Sergej O. Demokritov, and Ilya N. Krivorotov. Nanowire spin torque oscillator driven by spin orbit torques. *Nature Communications*, 5 :1–7, 2014.
- [du 99] Etienne du Trémolet de Lacheisserie. *Magnétisme I- Fondements*. EDP Science, edp scienc edition, 1999.

- [DWH14] Chunhui Du, Hailong Wang, Fengyuan Yang, and P. Chris Hammel. Systematic variation of spin-orbit coupling with d-orbital filling : Large inverse spin Hall effect in 3d transition metals. *Physical Review B*, 90(14) :140407, oct 2014.
- [Dya12] Mikhail I. Dyakonov. Spin Hall Effect. *Future Trends in Microelectronics*, page 70360R, oct 2012.
- [Dya17] Mikhail I. Dyakonov. *Spin Physics in Semiconductors*, volume 157 of *Springer Series in Solid-State Sciences*. Springer International Publishing, Cham, springer edition, 2017.
- [EI06] M. E. Eames and J. C. Inkson. Interface scattering and the tunneling magnetoresistance of Fe(001)|MgO(001)|Fe(001) junctions. *Applied Physics Letters*, 88(25) :252511, jun 2006.
- [ENB<sup>+</sup>16] Satoru Emori, Tianxiang Nan, Amine M. Belkessam, Xinjun Wang, Alexei D. Matyushov, Christopher J. Babroski, Yuan Gao, Hwaider Lin, and Nian X. Sun. Interfacial spin-orbit torque without bulk spin-orbit coupling. *Physical Review B*, 93(18) :1–5, 2016.
- [EP89] P.M. Echenique and J.B. Pendry. Theory of image states at metal surfaces. *Progress in Surface Science*, 32(2) :111–159, jan 1989.
- [ERH07] Hans-Andreas Engel, Emmanuel I. Rashba, and Bertrand I. Halperin. Out-of-Plane Spin Polarization from In-Plane Electric and Magnetic Fields. *Physical Review Letters*, 98(3) :036602, jan 2007.
- [FC68] A. Fert and I. A. Campbell. Two-current conduction in nickel. *Physical Review Letters*, 21(16) :1190–1192, 1968.
- [FCF<sup>+</sup>11] Hans Fangohr, Dmitri S. Chernyshenko, Matteo Franchin, Thomas Fischbacher, and Guido Meier. Joule heating in nanowires. *Physical Review B*, 84(5) :054437, aug 2011.
- [GIB<sup>+</sup>02] S. D. Ganichev, E. L. Ivchenko, V. V. Bel'kov, S. A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, and W. Prettl. Spin-galvanic effect. *Nature*, 417(6885) :153–156, may 2002.
- [GM68] U. Gradmann and J. Müller. Flat Ferromagnetic, Epitaxial 48Ni/52Fe(111) Films of few Atomic Layers. *Physica Status Solidi (b)*, 27(1) :313–324, 1968.
- [GM11] Pietro Gambardella and Ioan Mihai Miron. Current-induced spin-orbit torques. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 369(1948) :3175–3197, 2011.
- [GMA<sup>+</sup>13] Kevin Garello, Ioan Mihai Miron, Can Onur Avci, Frank Freimuth, Yuriy Mokrousov, Stefan Blügel, Stéphane Auffret, Olivier Boulle, Gilles Gaudin, and Pietro Gambardella. Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures. *Nature Nanotechnology*, 8(8) :587–593, 2013.

- [GMCN08] G. Y. Guo, Shuichi Murakami, T.-W. Chen, and Naoto Nagaosa. Intrinsic Spin Hall Effect in Platinum : First-Principles Calculations. *Physical Review Letters*, 100(9) :096401, mar 2008.
- [GP03] S D Ganichev and W Prettl. Spin photocurrents in quantum wells. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 15(20) :R935–R983, may 2003.
- [Hal79] Edwin H. Hall. On a New Action of the Magnet on Electric Currents. *American Journal of Mathematics*, 2(3) :287, sep 1879.
- [Hal81] Edwin H. Hall. XVIII. On the "Rotational Coefficient" in nickel and cobalt. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 12(74) :157–172, sep 1881.
- [HIL<sup>+</sup>06] J. Hayakawa, S. Ikeda, Y. M. Lee, F. Matsukura, and H. Ohno. Effect of high annealing temperature on giant tunnel magnetoresistance ratio of CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 89(23) :67–70, 2006.
- [Hir99] J. E. Hirsch. Spin hall effect. *Physical Review Letters*, 83(9) :1834–1837, 1999.
- [HLL<sup>+</sup>13] Paul M. Haney, Hyun-Woo Lee, Kyung-Jin Lee, Aurélien Manchon, and M. D. Stiles. Current induced torques and interfacial spin-orbit coupling : Semiclassical modeling. *Physical Review B*, 87(17) :174411, may 2013.
- [Hof13] Axel Hoffmann. Spin Hall Effects in Metals. *IEEE Transactions on Magnetics*, 49(10) :5172–5193, oct 2013.
- [HWL<sup>+</sup>11] S. Y. Huang, W. G. Wang, S. F. Lee, J. Kwo, and C. L. Chien. Intrinsic Spin-Dependent Thermal Transport. *Physical Review Letters*, 107(21) :216604, nov 2011.
- [IAN<sup>+</sup>08] A. Iovan, S. Andersson, Yu. G. Naidyuk, A. Vedyayev, B. Dieny, and V Korovin. Spin Diode Based on Fe/MgO Double Tunnel Junction. *Nano Letters*, 8(3) :805–809, mar 2008.
- [IBM04] Jun Ichiro Inoue, Gerrit E W Bauer, and Laurens W. Molenkamp. Suppression of the persistent spin Hall current by defect scattering. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 70(4) :1–4, 2004.
- [IHA<sup>+</sup>08] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, and H. Ohno. Tunnel magnetoresistance of 604% at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeBMgOCoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature. *Applied Physics Letters*, 93(8) :67–70, 2008.
- [IMY<sup>+</sup>10] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, and H. Ohno. A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction. *Nature Materials*, 9(9) :721–724, 2010.



- [JBdBdV96] M T Johnson, P J H Bloemen, F J A den Broeder, and J J de Vries. Magnetic anisotropy in metallic multilayers. *Reports on Progress in Physics*, 59(11) :1409–1458, nov 1996.
- [JBL<sup>+</sup>95] Pablo Jensen, Albert-László Barabási, Hernán Larralde, Shlomo Havlin, and H.E. Stanley. Growth and percolation of thin films : A model incorporating deposition, diffusion and aggregation. *Chaos, Solitons & Fractals*, 6(C) :227–236, jan 1995.
- [JFV01] F. J. Jedema, A. T. Filip, and B. J. Van Wees. Electrical spin injection and accumulation at room temperature in an all-metal mesoscopic spin valve. *Nature*, 410(6826) :345–348, 2001.
- [JG87] M. Jonson and Anna Grincwajg. Effect of inelastic scattering on resonant and sequential tunneling in double barrier heterostructures. *Applied Physics Letters*, 51(21) :1729–1731, nov 1987.
- [Jul75] M. Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters A*, 54(3) :225–226, 1975.
- [JYM<sup>+</sup>10] C. M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, D. D. Awschalom, J. P. Heremans, and R. C. Myers. Observation of the spin-Seebeck effect in a ferromagnetic semiconductor. *Nature Materials*, 9(11) :898–903, nov 2010.
- [KCK<sup>+</sup>17] Junyeon Kim, Yan-Ting Chen, Shutaro Karube, Saburo Takahashi, Kouta Kondou, Gen Tatara, and Yoshichika Otani. Evaluation of bulk-interface contributions to Edelstein magnetoresistance at metal/oxide interfaces. *Physical Review B*, 96(14) :140409, oct 2017.
- [KKU<sup>+</sup>09] A. Kohn, A. Kovács, T. Uhrmann, T. Dimopoulos, and H. Brückl. Structural and electrical characterization of SiO<sub>2</sub> /MgO (001) barriers on Si for a magnetic transistor. *Applied Physics Letters*, 95(4) :2007–2010, 2009.
- [KL54] Robert Karplus and J. M. Luttinger. Hall Effect in Ferromagnetics. *Physical Review*, 95(5) :1154–1160, sep 1954.
- [KMGA04a] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom. Current-Induced Spin Polarization in Strained Semiconductors. *Physical Review Letters*, 93(17) :176601, oct 2004.
- [KMGA04b] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom. Observation of the spin hall effect in semiconductors. *Science*, 306(5703) :1910–1913, 2004.
- [KMM<sup>+</sup>15] M. Kawaguchi, T. Moriyama, H. Mizuno, K. Yamada, H. Kakizakai, T. Koyama, D. Chiba, and T. Ono. Extraction of the Anomalous Nernst Effect in the Electric Measurement of the Spin Orbit Torque. *arXiv preprint arXiv :1510.04363*, 2015.
- [KNS<sup>+</sup>07] Hiroshi Kontani, Masayuki Naito, Dai S. Hirashima, Kosaku Yamada, and Jun-ichiro 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*, 76(10) :103702, oct 2007.

- [KOS<sup>+</sup>07] T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa. Room-Temperature Reversible Spin Hall Effect. *Physical Review Letters*, 98(15) :156601, apr 2007.
- [KP07] Helmut. Kronmuller and Stuart S. P. Parkin. *Handbook of magnetism and advanced magnetic materials*. John Wiley and Sons, wiley edition, 2007.
- [KSF<sup>+</sup>14] H. Kurebayashi, Jairo Sinova, D. Fang, A. C. Irvine, T. D. Skinner, J. Wunderlich, V. Novák, R. P. Campion, B. L. Gallagher, E. K. Vehstedt, L. P. Zârbo, K. Výborný, A. J. Ferguson, and T. Jungwirth. An antidamping spin-orbit torque originating from the Berry curvature. *Nature Nanotechnology*, 9(3) :211–217, mar 2014.
- [KSH<sup>+</sup>13] Junyeon Kim, Jaivardhan Sinha, Masamitsu Hayashi, Michihiko Yamanouchi, Shunsuke Fukami, Tetsuhiro Suzuki, Seiji Mitani, and Hideo Ohno. Layer thickness dependence of the current-induced effective field vector in Ta|CoFeB|MgO. *Nature Materials*, 12(3) :240–245, mar 2013.
- [KSM<sup>+</sup>14] Junyeon Kim, Jaivardhan Sinha, Seiji Mitani, Masamitsu Hayashi, Saburo Takahashi, Sadamichi Maekawa, Michihiko Yamanouchi, and Hideo Ohno. Anomalous temperature dependence of current-induced torques in CoFeB/MgO heterostructures with Ta-based underlayers. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 89(17) :1–8, 2014.
- [KSR<sup>+</sup>12] Kyoung-Whan Kim, Soo-Man Seo, Jisu Ryu, Kyung-Jin Lee, and Hyun-Woo Lee. Magnetization dynamics induced by in-plane currents in ultrathin magnetic nanostructures with Rashba spin-orbit coupling. *Physical Review B*, 85(18) :180404, may 2012.
- [KTH<sup>+</sup>08] Hiroshi Kontani, T. Tanaka, D. S. Hirashima, K. Yamada, and J. Inoue. Giant Intrinsic Spin and Orbital Hall Effects in Sr2MO4 (M = Ru, Rh, Mo). *Physical Review Letters*, 100(9) :096601, mar 2008.
- [KTH<sup>+</sup>09] Hiroshi Kontani, T. Tanaka, D. S. Hirashima, K. Yamada, and J. Inoue. Giant Orbital Hall Effect in Transition Metals : Origin of Large Spin and Anomalous Hall Effects. *Physical Review Letters*, 102(1) :016601, jan 2009.
- [KW15] Andrew D. Kent and Daniel C. Worledge. A new spin on magnetic memories. *Nature Nanotechnology*, 10(3) :187–191, 2015.
- [LCS12] T. Liu, J. W. Cai, and Li Sun. Large enhanced perpendicular magnetic anisotropy in CoFeB/MgO system with the typical Ta buffer replaced by an Hf layer. *AIP Advances*, 2(3) :032151, sep 2012.
- [LHI<sup>+</sup>07] Y. M. Lee, J. Hayakawa, S. Ikeda, F. Matsukura, and H. Ohno. Effect of electrode composition on the tunnel magnetoresistance of pseudo-spin-valve magnetic tunnel junction with a MgO tunnel barrier. *Applied Physics Letters*, 90(21) :8–11, 2007.
- [LLG<sup>+</sup>12] Luqiao Liu, O. J. Lee, T. J. Gudmundsen, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Current-induced switching of perpendicularly magnetized magnetic

- layers using spin torque from the spin hall effect. *Physical Review Letters*, 109(9) :1–5, 2012.
- [LMRB11] Luqiao Liu, Takahiro Moriyama, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Spin-Torque Ferromagnetic Resonance Induced by the Spin Hall Effect. *Physical Review Letters*, 106(3) :036601, jan 2011.
- [LMTT02] N. I. Lebovka, S. S. Manna, S. Tarafdar, and N. Teslenko. Percolation in models of thin film depositions. *Physical Review E*, 66(6) :066134, dec 2002.
- [LPL<sup>+</sup>12] Luqiao Liu, Chi Feng Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Spin-torque switching with the giant spin hall effect of tantalum. *Science*, 336(6081) :555–558, 2012.
- [LYJ<sup>+</sup>13] R. S. Liu, See-Hun Yang, Xin Jiang, X.-G. Zhang, Charles Rettner, Li Gao, Teya Topuria, Philip M. Rice, Weifeng Zhang, C. M. Canali, and Stuart S. P. Parkin. CoFe alloy as middle layer for strong spin dependent quantum well resonant tunneling in MgO double barrier magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 87(2) :024411, jan 2013.
- [Man12] Aurelien Manchon. Spin Hall effect versus Rashba torque : a Diffusive Approach. *arXiv preprint arXiv :1204.4869*, apr 2012.
- [MGA<sup>+</sup>10] Ioan Mihai Miron, Gilles Gaudin, Stéphane Auffret, Bernard Rodmacq, Alain Schuhl, Stefania Pizzini, Jan Vogel, and Pietro Gambardella. Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer. *Nature Materials*, 9(3) :230–234, 2010.
- [MGG<sup>+</sup>11] Ioan Mihai Miron, Kevin Garello, Gilles Gaudin, Pierre-Jean Zermatten, Marius V. Costache, Stéphane Auffret, Sébastien Bandiera, Bernard Rodmacq, Alain Schuhl, and Pietro Gambardella. Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection. *Nature*, 476(7359) :189–193, aug 2011.
- [MKWM95] J. S. Moodera, Lisa R. Kinder, Terrilyn M. Wong, and R. Meservey. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Physical Review Letters*, 74(16) :3273–3276, 1995.
- [MM65] Nevill Francis Mott and Harrie Stewart Wilson Massey. *The Theory of Atomic Collisions*. Oxford University Press, oxford uni edition, 1965.
- [Mot29] Nevill Francis Mott. The Scattering of Fast Electrons by Atomic Nuclei. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 124(794) :425–442, jun 1929.
- [Mot36] Nevill Francis Mott. The Resistance and Thermoelectric Properties of the Transition Metals. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 156(888) :368–382, 1936.
- [MOU<sup>+</sup>12] Masaki Mizuguchi, Satoko Ohata, Ken-ichi Uchida, Eiji Saitoh, and Koki Takanashi. Anomalous Nernst Effect in an L10-Ordered Epitaxial FePt Thin Film. *Applied Physics Express*, 5(9) :093002, aug 2012.

- [MRA<sup>+</sup>02] S. Monso, Bernard Rodmacq, Stéphane Auffret, G. Casali, F. Fettar, B Gilles, Bernard Dieny, and P. Boyer. Crossover from in-plane to perpendicular anisotropy in Pt/CoFe/AlO<sub>x</sub> sandwiches as a function of Al oxidation : A very accurate control of the oxidation of tunnel barriers. *Applied Physics Letters*, 80(22) :4157–4159, jun 2002.
- [MT95] T. Miyazaki and N. Tezuka. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe junction. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 139(3) :94–97, 1995.
- [Mur03] Shuichi Murakami. Dissipationless Quantum Spin Current at Room Temperature. *Science*, 301(5638) :1348–1351, sep 2003.
- [Mur05] Shuichi Murakami. Intrinsic Spin Hall Effect. In *Advances in Solid State Physics*, pages 197–209. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 2005.
- [MV64] A. Matthiessen and C. Vogt. Ueber den Einfluß der Temperatur auf die elektrische Leitungsfähigkeit der Legierungen. *Annalen der Physik*, 198(5) :19–78, 1864.
- [MVP<sup>+</sup>10] O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, and A. Hoffmann. Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers. *Physical Review B*, 82(21) :214403, dec 2010.
- [MZ08] A. Manchon and S. Zhang. Theory of nonequilibrium intrinsic spin torque in a single nanomagnet. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 78(21) :1–4, 2008.
- [MZ09] A. Manchon and S. Zhang. Theory of spin torque due to spin-orbit coupling. *Physical Review B*, 79(9) :094422, mar 2009.
- [Née54] Louis Néel. Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d’orientation. *Journal de Physique et le Radium*, 15(4) :225–239, 1954.
- [Née56] Louis Néel. Remarques sur la théorie des propriétés magnétiques des couches minces et des grains fins. *Journal de Physique et le Radium*, 17(3) :250–255, 1956.
- [NKS<sup>+</sup>98] N. Nakajima, T. Koide, T. Shidara, H. Miyauchi, H. Fukutani, A. Fujimori, K. Iio, T. Katayama, M. Nývlt, and Y. Suzuki. Perpendicular Magnetic Anisotropy Caused by Interfacial Hybridization via Enhanced Orbital Moment in Co/Pt Multilayers : Magnetic Circular X-Ray Dichroism Study. *Physical Review Letters*, 81(23) :5229–5232, dec 1998.
- [NRAD09] Lavinia Nistor, Bernard Rodmacq, Stéphane Auffret, and Bernard Dieny. Pt/Co/oxide and oxide/Co/Pt electrodes for perpendicular magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 94(1) :012512, jan 2009.
- [NSO<sup>+</sup>10] Naoto Nagaosa, Jairo Sinova, Shigeki Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong. Anomalous Hall effect. *Reviews of Modern Physics*, 82(2) :1539–1592, may 2010.

- [NTI06] T Nozaki, N Tezuka, and K Inomata. Quantum Oscillation of the Tunneling Conductance in Fully Epitaxial Double Barrier Magnetic Tunnel Junctions. *Physical Review Letters*, 96(2) :027208, jan 2006.
- [OPS<sup>+</sup>16] Yongxi Ou, Chi Feng Pai, Shengjie Shi, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Origin of fieldlike spin-orbit torques in heavy metal/ferromagnet/oxide thin film heterostructures. *Physical Review B*, 94(14) :1–6, 2016.
- [OWCM13] Christian Ortiz Pauyac, Xuhui Wang, Mairbek Chshiev, and Aurelien Manchon. Angular dependence and symmetry of Rashba spin torque in ferromagnetic heterostructures. *Applied Physics Letters*, 102(25) :252403, jun 2013.
- [PDFB98] L. Piraux, S. Dubois, A. Fert, and L. Belliard. The temperature dependence of the perpendicular giant magnetoresistance in Co/Cu multilayered nanowires. *European Physical Journal B*, 4(4) :413–420, 1998.
- [PKB<sup>+</sup>10] Ung Hwan Pi, Kee Won Kim, Ji Young Bae, Sung Chul Lee, Young Jin Cho, Kwang Seok Kim, and Sunae Seo. Tilting of the spin orientation induced by Rashba effect in ferromagnetic metal layer. *Applied Physics Letters*, 97(16) :2010–2012, 2010.
- [PM12] D. A. Pesin and A. H. MacDonald. Quantum kinetic theory of current-induced torques in Rashba ferromagnets. *Physical Review B*, 86(1) :014416, jul 2012.
- [QDN<sup>+</sup>14] Xuepeng Qiu, Praveen Deorani, Kulothungasagaran Narayanapillai, Ki-Seung Lee, Kyung-Jin Lee, Hyun-Woo Lee, and Hyunsoo Yang. Angular and temperature dependence of current induced spin-orbit effective fields in Ta/CoFeB/MgO nanowires. *Scientific Reports*, 4(1) :4491, may 2014.
- [RAD<sup>+</sup>03] Bernard Rodmacq, Stéphane Auffret, Bernard Dieny, S. Monso, and P. Boyer. Crossovers from in-plane to perpendicular anisotropy in magnetic tunnel junctions as a function of the barrier degree of oxidation. *Journal of Applied Physics*, 93(10 2) :7513–7515, 2003.
- [RCFL87] J.P Rogers, P.H Cutler, T.E Feuchtwang, and A.A Lucas. Quantum size effects in the fermi energy and electronic density of states in a finite square well thin film model. *Surface Science*, 181(3) :436–456, mar 1987.
- [RMD<sup>+</sup>09] Bernard Rodmacq, Aurélien Manchon, Clarisse Ducruet, Stéphane Auffret, and Bernard Dieny. Influence of thermal annealing on the perpendicular magnetic anisotropy of Pt/Co/AlO<sub>x</sub> trilayers. *Physical Review B*, 79(2) :024423, jan 2009.
- [RSGV12] R. Raimondi, P. Schwab, C. Gorini, and G. Vignale. Spin-orbit interaction in a two-dimensional electron gas : A SU(2) formulation. *Annalen der Physik*, 524(3-4) :n/a–n/a, apr 2012.
- [SBA01] K. Sieradzki, K. Bailey, and T. L. Alford. Agglomeration and percolation conductivity. *Applied Physics Letters*, 79(21) :3401–3403, nov 2001.

- [SBCJ94] N. V. Smith, N. B. Brookes, Y. Chang, and P. D. Johnson. Quantum-well and tight-binding analyses of spin-polarized photoemission from Ag/Fe(001) overlayers. *Physical Review B*, 49(1) :332–338, jan 1994.
- [SBvW11] Abraham Slachter, Frank Lennart Bakker, and Bart Jan van Wees. Anomalous Nernst and anisotropic magnetoresistive heating in a lateral spin valve. *Physical Review B*, 84(2) :020412, jul 2011.
- [SCN<sup>+</sup>04] Jairo Sinova, Dimitrie Culcer, Q. Niu, N. A. Sinitsyn, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald. Universal Intrinsic Spin Hall Effect. *Physical Review Letters*, 92(12) :126603, mar 2004.
- [SFI<sup>+</sup>11] T. Suzuki, S. Fukami, N. Ishiwata, M. Yamanouchi, S. Ikeda, N. Kasai, and H. Ohno. Current-induced effective field in perpendicularly magnetized Ta/CoFeB/MgO wire. *Applied Physics Letters*, 98(14) :142505, apr 2011.
- [Sil04] Robert H. Silsbee. Spin-orbit induced coupling of charge current and spin polarization. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 16(7) :R179–R207, feb 2004.
- [Sko08] Ralph Skomski. *Simple Models of Magnetism*. Oxford University Press, jan 2008.
- [Slo89] J. C. Slonczewski. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Physical Review B*, 39(10) :6995–7002, 1989.
- [Slo96] J.C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1-2) :L1–L7, jun 1996.
- [SMEH06] A. V. Shytov, E. G. Mishchenko, H.-A. Engel, and B. I. Halperin. Small-angle impurity scattering and the spin Hall conductivity in two-dimensional semiconductor systems. *Physical Review B*, 73(7) :075316, feb 2006.
- [Smi91] Pavel Smilauer. Thin metal films and percolation theory. *Contemporary Physics*, 32(2) :89–102, mar 1991.
- [SMSC06] Jairo Sinova, Shuichi Murakami, Shun-Qing Shen, and Mahn-Soo Choi. Spin-Hall effect : Back to the beginning at a higher level. *Solid State Communications*, 138(4) :214–217, apr 2006.
- [SS06] Joachim Stöhr and Hans Christoph Siegmann. *Magnetism*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, springer edition, 2006.
- [SSM<sup>+</sup>13] M. Schmid, S. Srichandan, D. Meier, T. Kuschel, J.-M. Schmalhorst, M. Vogel, G. Reiss, C. Strunk, and C. H. Back. Transverse Spin Seebeck Effect versus Anomalous and Planar Nernst Effects in Permalloy Thin Films. *Physical Review Letters*, 111(18) :187201, oct 2013.
- [SVW<sup>+</sup>15] Jairo Sinova, Sergio O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth. Spin Hall effects. *Reviews of Modern Physics*, 87(4) :1213–1260, 2015.
- [THO26] L. H. THOMAS. The Motion of the Spinning Electron, 1926.

- [TKN<sup>+</sup>08] T. Tanaka, Hiroshi Kontani, M. Naito, T. Naito, D. S. Hirashima, K. Yamada, and J. Inoue. Intrinsic spin Hall effect and orbital Hall effect in 4d and 5d transition metals. *Physical Review B*, 77(16) :165117, apr 2008.
- [TSD<sup>+</sup>03] S. Tehrani, J.M. Slaughter, M. Deherrera, B.N. Engel, N.D. Rizzo, J. Salter, M. Durlam, R.W. Dave, J. Janesky, B. Butcher, K. Smith, and G. Grynke-wich. Magnetoresistive random access memory using magnetic tunnel junctions. *Proceedings of the IEEE*, 91(5) :703–714, 2003.
- [TYZ<sup>+</sup>15] B. S. Tao, H. X. Yang, Y. L. Zuo, X. Devaux, G. Lengaigne, M. Hehn, D. Lacour, S. Andrieu, M. Chshiev, T. Hauet, F. Montaigne, S. Mangin, X. F. Han, and Y. Lu. Long-Range Phase Coherence in Double-Barrier Magnetic Tunnel Junctions with a Large Thick Metallic Quantum Well. *Physical Review Letters*, 115(15) :157204, oct 2015.
- [TZF86] M. N. Tkachuk, B. P. Zakharchenya, and V. G. Fleisher. Resonant photo-voltaic effect in the NMR of nuclei in a semiconductor lattice, 1986.
- [UAO<sup>+</sup>10] Ken-ichi Uchida, Hiroto Adachi, Takeru Ota, Hiroyasu Nakayama, Sada-michi Maekawa, and Eiji Saitoh. Observation of longitudinal spin-Seebeck effect in magnetic insulators. *Applied Physics Letters*, 97(17) :172505, oct 2010.
- [VF93] T. Valet and A. Fert. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. *Physical Review B*, 48(10) :7099–7113, 1993.
- [VKO07] Laurent Vila, Takashi Kimura, and Yoshichika Otani. Evolution of the Spin Hall Effect in Pt Nanowires : Size and Temperature Effects. *Physical Review Letters*, 99(22) :226604, nov 2007.
- [VT06] S. O. Valenzuela and M. Tinkham. Direct electronic measurement of the spin Hall effect. *Nature*, 442(7099) :176–179, jul 2006.
- [WKSJ05] J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, and T. Jungwirth. Experimental observation of the spin-hall effect in a two-dimensional spin-orbit coupled semiconductor system. *Physical Review Letters*, 94(4) :1–4, 2005.
- [WKU<sup>+</sup>01] W. Wulfhekel, M. Klaua, D. Ullmann, F. Zavaliche, J. Kirschner, R. Urban, T. Monchesky, and B. Heinrich. Single-crystal magnetotunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 78(4) :509–511, jan 2001.
- [WLP<sup>+</sup>06] Y. V. White, X. Lu, R. Pasternak, N. H. Tolk, A. Chatterjee, R. D. Schrimpf, D. M. Fleetwood, A. Ueda, and R. Mu. Studies of charge carrier trapping and recombination processes in Si/SiO<sub>2</sub>/MgO structures using second-harmonic generation. *Applied Physics Letters*, 88(6) :062102, feb 2006.
- [WLZH06] Yan Wang, Zhong-yi Lu, X.-G. Zhang, and X F Han. First-Principles Theory of Quantum Well Resonance in Double Barrier Magnetic Tunnel Junctions. *Physical Review Letters*, 97(8) :087210, aug 2006.
- [WM12] Xuhui Wang and Aurelien Manchon. Diffusive Spin Dynamics in Ferro-magnetic Thin Films with a Rashba Interaction. *Physical Review Letters*, 108(11) :117201, mar 2012.

- [WWA<sup>+</sup>19] Wenrui Wang, Tao Wang, Vivek P Amin, Yang Wang, Anil Radhakrishnan, Angie Davidson, Shane R Allen, T J Silva, Hendrik Ohldag, Davor Balzar, Barry L Zink, Paul M Haney, John Q Xiao, David G Cahill, Virginia O Lorenz, and Xin Fan. Anomalous Spin-Orbit Torques in Magnetic Single-Layer Films. feb 2019.
- [WWF93] Ding-sheng Wang, Ruqian Wu, and A. J. Freeman. Magnetocrystalline anisotropy of Co-Pd interfaces. *Physical Review B*, 48(21) :15886–15892, dec 1993.
- [YC71] K. L. Yau and J T H Chang. The planar Hall effect in thin foils of Ni-Fe alloy. *Journal of Physics F : Metal Physics*, 1(1) :307, jan 1971.
- [YCA<sup>+</sup>14] Guoqiang Yu, Li Te Chang, Mustafa Akyol, Pramey Upadhyaya, Congli He, Xiang Li, Kin L. Wong, Pedram Khalili Amiri, and Kang L. Wang. Current-driven perpendicular magnetization switching in Ta/CoFeB/[TaOx or MgO/TaOx] films with lateral structural asymmetry. *Applied Physics Letters*, 105(10), 2014.
- [YCD<sup>+</sup>11] H. X. Yang, M. Chshiev, B. Dieny, J. H. Lee, A. Manchon, and K. H. Shin. First-principles investigation of the very large perpendicular magnetic anisotropy at Fe|MgO and Co|MgO interfaces. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 84(5) :5440140–7570, 2011.
- [YD07] S. Yuasa and D. D. Djayaprawira. Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO(0 0 1) barrier. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(21) :337–354, 2007.
- [YHL<sup>+</sup>94] Q. Yang, P. Holody, S. F. Lee, L. L. Henry, R. Loloee, P. A. Schroeder, W. P. Pratt, and J. Bass. Spin flip diffusion length and giant magnetoresistance at low temperatures. *Physical Review Letters*, 72(20) :3274–3277, 1994.
- [YKK05] Ilsang Yoo, Deok-kee Kim, and Young Keun Kim. Switching characteristics of submicrometer magnetic tunnel junction devices with perpendicular anisotropy. *Journal of Applied Physics*, 97(10) :10C919, may 2005.
- [YNF<sup>+</sup>04] Shinji Yuasa, Taro Nagahama, Akio Fukushima, Yoshishige Suzuki, and Koji Ando. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions. *Nature Materials*, 3(12) :868–871, dec 2004.
- [YUF<sup>+</sup>14] Guoqiang Yu, Pramey Upadhyaya, Yabin Fan, Juan G. Alzate, Wan-jun Jiang, Kin L. Wong, So Takei, Scott A. Bender, Li Te Chang, Ying Jiang, Murong Lang, Jianshi Tang, Yong Wang, Yaroslav Tserkovnyak, Pedram Khalili Amiri, and Kang L. Wang. Switching of perpendicular magnetization by spin-orbit torques in the absence of external magnetic fields. *Nature Nanotechnology*, 9(7) :548–554, 2014.



## Résumé

Mis en évidence expérimentalement au début des années 2010, les couples de spin-orbite (SOTs) ont très rapidement suscité un très fort intérêt dans la communauté du magnétisme et de l'électronique de spin. En effet, ils permettent, dans un empilement de type métal lourd / métal ferromagnétique / oxyde (HM/FM/Ox), de manipuler l'aimantation de la couche ferromagnétique (FM) en injectant un courant dans le plan des couches. En remarquant que la bicouche FM/Ox correspond à la moitié d'un empilement typique utilisé dans les cellules mémoires de types MRAM (Magnetic Random Access Memory, mémoire magnétique à accès aléatoire), on comprend que ce mécanisme est très intéressant pour l'écriture de la couche libre de ces cellules. En effet, le courant d'écriture ne traverse plus la barrière tunnel, ce qui répond naturellement à certaines limitations des MRAM actuelles. L'interprétation physique de ces phénomènes s'est cependant révélée particulièrement complexe. Ces couples ont deux composantes, généralement appelée "Field-like", FL, et "Damping-like", DL. Si dans un premier temps, les études théoriques ont prédit que la composante DL provenait principalement d'un effet de volume dans la couche HM, et que la composante FL provenait principalement d'un effet d'interface, des études expérimentales plus récentes ont montré qu'il n'était pas si simple de séparer ces deux contributions.

Dans ce travail de thèse, nous avons choisi une approche originale permettant de n'étudier qu'une seule des deux contributions. Pour ce faire, nous avons choisi de nous concentrer sur la contribution interfaciale en étudiant des échantillons de types Ox1/FM/Ox2. Nous avons ainsi pu mettre en évidence dans ces empilements la présence de SOTs ce qui n'était *a priori* pas si évident dans une structure ne contenant pas de métal lourd et présentant de surcroît une forte symétrie. D'autre part, nous avons pu montrer que seule la composante FL de ces couples était présente. Le comportement inattendu de ce FL-SOT en fonction de l'épaisseur de la couche FM, nous a conduit à proposer un modèle basé sur la combinaison d'un effet interfacial de type Rashba et d'un effet de confinement quantique dû à la très faible épaisseur de matériau conducteur dans ces empilements.

## Abstract

Experimentally demonstrated in the early 2010's, spin-orbit torques (SOTs) very quickly generated a very strong interest in the magnetism and spin electronics community. Indeed, they allow, in a heavy metal / ferromagnetic metal / oxide (HM/FM/Ox) multilayer, to manipulate the magnetization of the ferromagnetic layer (FM) by injecting an in-plane current. Noting that the FM/Ox bilayer corresponds to half of a typical stack used in MRAM memory cells (Magnetic Random Access Memory), we understand that this mechanism is very interesting for writing the free layer of these cells. Indeed, the writing current no longer crosses the tunnel barrier, which naturally responds to some of the limitations of current MRAMs. However, the physical interpretation of these phenomena has proved to be particularly complex. These torques have two components, generally called "Field-like", FL, and "Damping-like", DL. While initially, theoretical studies predicted that the DL component was mainly due to a volume effect in the HM layer, and the FL component was mainly due to an interface effect, more recent experimental studies have shown that it is not so simple to separate these two contributions.

In this thesis work, we have chosen an original approach that allows us to study only one of the two contributions. To do so, we have chosen to focus on the interfacial contribution by studying Ox1/FM/Ox2 samples. We were thus able to highlight in these stacks the presence of SOTs, which was not so obvious in a structure that did not contain heavy metal and also had a strong symmetry. On the other hand, we were able to show that only the FL component of these couples was present. The unexpected behaviour of this FL-SOT as a function of the thickness of the FM layer led us to propose a model based on the combination of a Rashba interfacial effect and a quantum confinement effect due to the very thin thickness of conductive material in these multilayers.