

Table des matières

Introduction	11
I État de l'art	15
I.1 Motivations : mémoire système	16
I.1.1 Hiérarchie mémoire	16
I.1.2 Technologies mémoire constituant ces blocs	17
I.1.2.1 Flash	18
I.1.2.2 La mémoire à accès direct statique (SRAM)	19
I.1.2.3 La mémoire à accès direct dynamique (DRAM)	20
I.1.3 Technologies mémoire émergentes	20
I.1.4 Mémoires à accès direct magnétique (MRAM)	21
I.1.4.1 Mémoires à accès direct magnétique écrites par champ magnétique	22
I.1.4.2 Mémoires à accès direct magnétique écrites par couples de transfert de spin (STT-MRAM)	23
I.1.4.3 Mémoires à accès direct magnétique écrites par couples de spin-orbite (SOT-MRAM)	24
I.2 Formalisme utilisé et bases théoriques	27
I.2.1 Matériaux magnétiques	27
I.2.2 Energies magnétiques	28
I.2.3 Spintronique	31
I.2.3.1 Conduction à deux canaux	31
I.2.3.2 Magnétorésistances géante et tunnel	32
I.3 Transfert de spin	36
I.3.1 Couples de transfert de spin (STT)	36
I.3.1.1 Dynamique de l'aimantation	38
I.3.1.2 Couple de Slonczewski	39
I.3.1.3 Couple de champ effectif	41
I.3.2 Couples de spin-orbite (SOT)	42
I.3.2.1 Couplage de spin-orbite	42
I.3.2.2 Origine physique	44
I.3.2.3 Confirmations expérimentales	50
I.3.2.4 Mécanismes de retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite	54
I.4 Contrôle de l'aimantation via un champ électrique	56
I.4.1 Confirmations expérimentales	56
I.4.1.1 Expériences préliminaires dans les semi-conducteurs	56

I.4.1.2	Modulation du champ coercitif dans les métaux ferromagnétiques	57
I.4.2	Retournement de l'aimantation grâce à un champ électrique	58
I.4.2.1	Dynamique avec des impulsions courtes (ns)	59
I.4.2.2	Retournement de l'aimantation par STT assisté par un champ électrique	60
I.4.2.3	Nucléation et propagation de parois de domaines	63
I.4.3	Origine physique	65
I.4.3.1	Modification du remplissage des orbitales atomiques à l'interface	66
I.4.3.2	Migration d'oxygène	67
I.4.4	Prédictions théoriques pour un retournement par SOT assisté par un champ électrique	67
II Techniques expérimentales		69
II.1	Matériaux utilisés et fabrication des échantillons	69
II.1.1	Choix des matériaux	70
II.1.1.1	Jonction tunnel magnétique	70
II.1.1.2	Piégeage de l'aimantation de la couche ferromagnétique dure	71
II.1.1.3	Exemple de cycle d'hystérésis d'une jonction tunnel magnétique	72
II.1.1.4	Croix de Hall	74
II.1.2	Fabrication des échantillons	74
II.1.2.1	Dépôt des matériaux	74
II.1.2.2	Nano et micro-structuration	75
II.2	Mesures de magnéto-transport	77
II.2.1	Contacts électriques	78
II.2.2	Champ magnétique	80
II.2.3	Mesures de magnétorésistance tunnel (TMR)	80
II.2.4	Mesures d'Effet Hall Extraordinaire (EHE)	82
II.3	Injection de courant dans la piste de matériau lourd	85
II.3.1	Application d'impulsions de courant et mesure de l'état d'aimantation	85
II.3.2	Application d'impulsions de courant, d'un champ électrique et mesure de l'état d'aimantation	85
II.4	Conclusion	87
III Retournement de l'aimantation par couple de spin-orbite		89
III.1	Dépendance du courant critique avec le champ magnétique extérieur pour une tricouche Ta/CoFeB/MgO	90
III.1.1	Étude semi-quantitative	91
III.1.2	Comparaison avec la littérature	94
III.2	SOT-MRAM à écriture ultra-rapide	94
III.2.1	Écriture ultra-rapide d'une cellule SOT-MRAM	95
III.2.2	Dépendance avec la durée d'impulsion	95
III.2.3	Considérations énergétiques	101
III.3	Conclusion	102

IV Modulation de l'anisotropie magnétique par application d'un champ électrique	105
IV.1 Modulation de l'anisotropie magnétique et du champ coercitif par un champ électrique	106
IV.1.1 Modulation de l'anisotropie magnétocristalline avec le champ électrique	106
IV.1.1.1 Détermination de l'anisotropie magnétocristalline	108
IV.1.1.2 Effets d'un champ électrique sur l'anisotropie magnétocristalline	113
IV.1.1.3 Comparaison avec la littérature	114
IV.1.2 Conséquences de l'application d'un champ électrique sur le champ coercitif	116
IV.1.2.1 Cas d'une tricouche Ta/CoFeB/MgO	116
IV.1.2.2 Cas d'une jonction tunnel magnétique	119
IV.2 Écriture SOT assistée par un champ électrique	121
IV.2.1 Tricouche Ta/CoFeB/MgO	121
IV.2.2 SOT-MRAM	124
IV.3 Conclusion	128
Conclusion	133

Introduction

L'électron a de nombreuses propriétés dont la charge et le spin. L'électricité puis l'électronique utilisent la charge de l'électron pour transporter une information, alimenter des appareils ou encore effectuer des opérations logiques. Le spin de l'électron est utilisé depuis des millénaires pour guider les hommes via ses propriétés macroscopiques : la boussole suit les lignes du champ magnétique terrestre et nous indique le nord. Le spin et la charge de l'électron ont été utilisés séparément jusqu'au vingtième siècle. Depuis quelques décennies, ils sont étudiés et utilisés conjointement dans un domaine en plein essor : la spintronique. Cette branche de la physique de la matière condensée étudie le stockage, la lecture et l'écriture des informations et a donné naissance à des technologies mémoire fiables, robustes et compactes.

Les premières applications spintroniques ont vu le jour au XX^e siècle, bien que les études théoriques aient débutées dès le XIX^e siècle avec les équations de Maxwell dans les milieux magnétiques. Le premier grand succès de la spintronique est la création du disque dur : c'est un disque magnétique sur lequel sont stockées les données des ordinateurs. Pour lire et écrire ces dernières, une tête de lecture et d'écriture survolent le disque en rotation qui s'immobilise à l'emplacement où se trouve l'information à lire ou à encoder. La grande capacité de stockage et la longue durée de rétention du disque dur, le destinent tout naturellement au stockage de masse de l'information. Les technologies utilisées pour la tête de lecture/écriture ont beaucoup évolué depuis leur création. Utilisant au départ l'induction électromagnétique, la découverte de la magnétorésistance géante (GMR) par Albert Fert et Peter Grünberg en 1988 (récompensée par le prix Nobel de physique en 2007) a permis une nette amélioration du signal de lecture et a suscité un engouement sans précédent pour la spintronique. Une autre découverte importante est celle du couple de transfert de spin (STT) qui correspond au mécanisme relatif à la GMR. Pour la GMR, l'aimantation modifie les propriétés de la conduction électrique alors que pour le STT un courant électrique est utilisé pour moduler l'aimantation.

SPINTEC (SPINtronique et TTechnologie des Composants) est un laboratoire de recherche spécialisé en la spintronique dans lequel cette thèse a été effectuée. Il se veut le lien entre la recherche fondamentale, la preuve de concept de nouvelles technologies et les dispositifs commerciaux. Un des rôles de ce laboratoire est de découvrir et d'expliquer des

phénomènes de spintronique afin de les utiliser dans des dispositifs innovants.

Cette thèse se sert de la découverte des couples de spin-orbite (SOT) faite au laboratoire SPINTEC pour les appliquer aux mémoires de type cache. Ces mémoires sont utilisées dans les ordinateurs entre le processeur et la mémoire de masse, mais de nombreuses recherches sont actuellement en cours pour remplacer les technologies qui les composent car celles-ci deviennent obsolètes. Les couples de spin-orbite ont été observés dans des multicouches magnétiques ultra minces, caractérisés par la présence d'interfaces entre des métaux lourds tels que le platine ou le tantale et des matériaux magnétiques tels que le cobalt ou le fer.

Les SOT sont très activement étudiés car ils ouvrent un nouveau champ de recherche sur le couplage entre structures cristallines, transport électronique et magnétisme induits par le couplage spin-orbite. Ce couplage offre de nouveaux moyens de manipuler l'aimantation dans des nanostructures magnétiques, qui ouvre des perspectives intéressantes pour écrire l'information dans des dispositifs à mémoire non-volatile. Ils peuvent être utilisés à la place des STT dans les applications mémoires statiques car ils permettent de s'affranchir de certaines limitations de ces derniers, mais ils servent également à propager des parois de domaines magnétiques dans des technologies de type registre à décalage magnétique. Nous nous sommes concentrés sur l'étude de dispositifs mémoires à accès direct magnétiques (MRAM) écrits par couples de spin-orbite et formés d'un plot magnétique statique qui conserve l'information. Plus précisément, nous avons essayé de rendre leur écriture plus rapide et d'utiliser des densités de courant d'écriture plus faibles que celles utilisées aujourd'hui en vue d'application aux mémoires cache.

Dans le premier chapitre, nous donnerons un aperçu de l'état des avancées technologiques, expérimentales et théoriques liées aux MRAM écrites par couples de spin-orbite, les SOT-MRAM. Le début de ce chapitre permettra de placer les SOT-MRAM dans un contexte historique et économique. Nous y rappelerons les technologies mémoires concurrentes ainsi que les défis à relever pour les SOT-MRAM dans un futur proche. Nous introduirons ensuite quelques bases de spintronique et nous définirons les termes et notations utilisés par la suite. Cette partie assez basique ne se veut pas exhaustive et le lecteur familier avec la spintronique pourra aisément se passer de celle-ci. Les couples de transfert de spin et ceux de spin-orbite sont ensuite décrits. Enfin, l'utilisation d'un champ électrique pour contrôler l'aimantation est présentée.

Le deuxième chapitre expose les techniques expérimentales utilisées. Les matériaux utilisés sont décrits, ainsi que les transformations qu'ils subissent pendant les lithographies pour les amener à avoir la forme voulue. Puis, le principe des deux techniques de mesures utilisées pendant cette thèse, à savoir la mesure de la magnétorésistance tunnel et celle de l'effet Hall extraordinaire, seront présentées. Nous verrons finalement quels sont les

montages utilisés pour l'injection d'impulsions de courant tout en mesurant les résistances et en appliquant un champ électrique.

Le troisième chapitre est consacré aux résultats expérimentaux. Il contient les études faites sur le retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite sur un dispositif mémoire simplifié, ainsi que sur une cellule mémoire SOT-MRAM. L'écriture ultra-rapide en dessous de la nanoseconde a été prouvée pour une cellule SOT-MRAM et nous expliquerons les mécanismes supposés être à l'origine des retournements de l'aimantation observés.

Le quatrième et dernier chapitre présente la modulation de l'anisotropie magnétique par un champ électrique et ses applications. La détermination précise de l'anisotropie magnétique permet d'étudier les variations de celle-ci avec un champ électrique. Nous y verrons l'assistance du champ électrique dans le processus de retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite. Nous terminerons par des perspectives sur les cellules mémoires SOT-MRAM.

Chapitre I

État de l'art

Sommaire

I.1 Motivations : mémoire système	16
I.1.1 Hiérarchie mémoire	16
I.1.2 Technologies mémoire constituant ces blocs	17
I.1.3 Technologies mémoire émergentes	20
I.1.4 Mémoires à accès direct magnétique (MRAM)	21
I.2 Formalisme utilisé et bases théoriques	27
I.2.1 Matériaux magnétiques	27
I.2.2 Énergies magnétiques	28
I.2.3 Spintronique	31
I.3 Transfert de spin	36
I.3.1 Couples de transfert de spin (STT)	36
I.3.2 Couples de spin-orbite (SOT)	42
I.4 Contrôle de l'aimantation via un champ électrique	56
I.4.1 Confirmations expérimentales	56
I.4.2 Retournement de l'aimantation grâce à un champ électrique . .	58
I.4.3 Origine physique	65
I.4.4 Prédictions théoriques pour un retournement par SOT assisté par un champ électrique	67

Ce chapitre a pour but de donner les motivations de la thèse et les outils nécessaires à la compréhension des autres chapitres. La première partie présente les finalités de la thèse, la deuxième présente le formalisme et les bases de nanomagnétisme dont nous nous servirons par la suite. La troisième partie décrit les mécanismes de transfert de spin et la dernière partie présente la modulation de l'anisotropie magnétique via un champ électrique.

I.1 Motivations : mémoire système

La mémoire informatique matérielle des ordinateurs tend à être plus petite, plus rapide, moins consommatrice d'énergie et non-volatile¹. Chacune de ces propriétés répond à des attentes spécifiques du consommateur : portabilité, rapidité, faible consommation énergétique et plus grande fiabilité avec des ordinateurs « normally off/instant on » c'est-à-dire capables d'être instantanément allumés et restant la plupart du temps éteints [1]. Pour faire face à ces défis de nouveaux matériaux ou de nouvelles technologies émergent et nous nous concentrerons dans cette partie sur les technologies considérées par les industriels du secteur comme innovantes [2].

I.1.1 Hiérarchie mémoire

La mémoire informatique est hiérarchisée pour pallier la différence entre la vitesse de traitement des données du processeur (rapide) et la vitesse de lecture ou d'écriture de la mémoire de masse (lente).

Ainsi de nombreuses mémoires intermédiaires sont insérées entre ces deux systèmes pour passer graduellement d'une vitesse à une autre (cf. figure I.1). Les mémoires les plus proches du processeur sont appelées les registres et sont insérées directement dans le processeur. Le second niveau de mémoire est l'antémémoire ou mémoire « cache » en anglais. Cette mémoire conserve certaines informations encodées dans la mémoire de masse et servent de mémoire « tampon » : si le processeur a besoin de ces informations, il va directement les chercher dans la mémoire cache attenante plutôt que dans les mémoires plus lointaines ce qui économise du temps. Par conséquent l'antémémoire doit être très rapide (lecture et écriture sub-nanoseconde) et ne nécessite pas une grande capacité de stockage², de l'ordre du kilo-octet.

Le troisième niveau correspond à la mémoire centrale qui traite énormément de données : la mémoire centrale nécessite donc une grande capacité de stockage (de l'ordre du mégaoctet) pour des durées de lecture et d'écriture inférieures à la centaine de nanoseconds. Nous verrons plus en détail cette mémoire dans la partie I.1.2.

Enfin la mémoire de masse doit conserver un volume très important d'informations, et ce, que le système informatique soit allumé ou éteint : c'est donc une mémoire non volatile. Plusieurs technologies existent pour cette mémoire, notamment le disque dur³ et la mémoire Flash. Même si les ventes de disques durs diminuent depuis 2011 [3] et sont aujourd'hui en-dessous de 150 millions par an au niveau mondial, ceux-ci restent

1. Non-volatile se dit d'une mémoire dont le contenu ne s'efface pas lorsque l'alimentation électrique est coupée.

2. La capacité de stockage d'une mémoire s'exprime comme un multiple du bit (unité binaire 0 ou 1 de quantité d'information) et plus généralement comme un multiple de l'octet ou du byte (1 byte = 1 octet = 8 bit, par exemple 10100110).

3. Le disque dur est un disque sur lequel l'information est conservée magnétiquement.

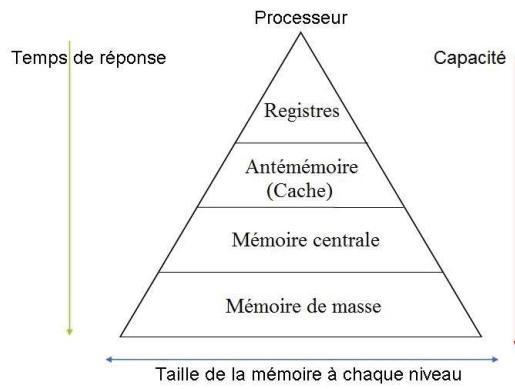


Figure I.1 – Schéma de la hiérarchie mémoire des ordinateurs.

très utilisés pour les serveurs. La technologie Flash est aujourd’hui très employée pour les applications embarquées, pour les ordinateurs portables et personnels [4] : nous la détaillerons plus en détails par la suite (voir I.4).

I.1.2 Technologies mémoire constituant ces blocs

Les mémoires à accès direct sont des mémoires omniprésentes dans tous les niveaux de mémoire. Elles s’opposent aux mémoires de type disque dur (ou bande magnétique) car leur accès se fait de manière « aléatoire ⁴ » d’où le nom anglais de Random Access Memory (RAM) ou mémoire à accès direct en français. Elles se composent de pistes métalliques agencées dans une matrice en lignes et en colonnes à l’intersection desquelles se trouve la cellule mémoire (cf figure I.2). L’architecture pour toutes les mémoires à accès direct est la même, par contre elles se différencient par la technologie de leur cellule mémoire.

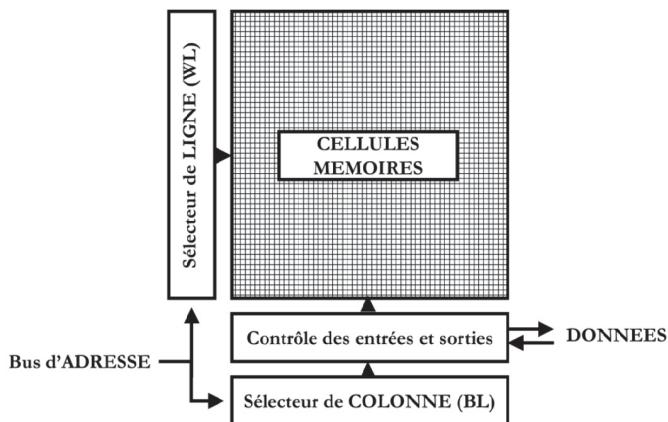


Figure I.2 – Organisation matricielle des mémoires à accès direct (vue de haut).

Pour sélectionner (par exemple pour la lecture) une cellule mémoire, le transistor d’adressage adjacent à celle-ci est utilisé spécifiquement de telle sorte qu’une seule cel-

4. La dénomination aléatoire de la RAM vient du fait que les données sont adressées pour la lecture ou l’écriture avec la même durée quel que soit leur emplacement physique dans cette mémoire. L’accès aléatoire s’oppose à l’accès séquentiel (prédéterminé) des disques durs.

lule est adressée (voir la figure I.3 pour un exemple de matrice de MRAM). Différentes technologies peuvent être utilisées dans ces cellules mémoire pour stocker physiquement l'information, d'où les différents types de technologies mémoire : Flash, la mémoire à accès direct statique (SRAM), la mémoire à accès direct dynamique (DRAM), la mémoire à accès direct magnétorésistive (MRAM)... Nous allons maintenant décrire succinctement ces mémoires, leurs avantages et leurs inconvénients.

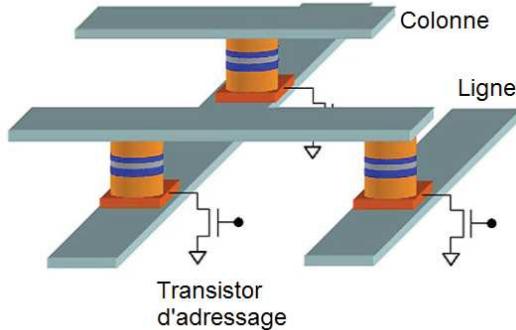


Figure I.3 – Organisation matricielle des mémoires à accès direct magnétiques [5].

I.1.2.1 Flash

La cellule mémoire Flash se compose d'un transistor à grille flottante et l'information est codée grâce à la présence ou non d'électrons sur la grille flottante (voir figure I.4). Les électrons peuvent être placés dans cette grille flottante par effet tunnel si la tension de grille de contrôle (ou grille « normale ») est suffisante. Si des électrons sont placés dans la grille flottante on définit alors l'information comme étant un 0 et lorsqu'il n'y a pas d'électron l'information est un 1. Pour plus de détails sur le transistor à grille flottante le lecteur pourra se reporter à la référence [6].

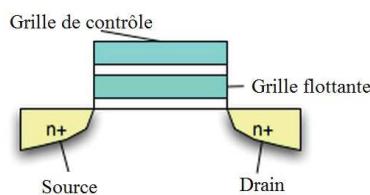


Figure I.4 – Schéma d'un transistor à grille flottante, cellule mémoire de la Flash.

Les fortes tensions appliquées sur la barrière tunnel peuvent endommager l'oxyde et ces mémoires ont une endurance limitée à environ 10^5 cycles d'écriture [4]. De plus, leurs durées de lecture et d'écriture sont très supérieures à la microseconde d'où leur utilisation assez lointaine par rapport au processeur [2].

Il existe deux sortes de mémoires Flash : les NAND-Flash et les NOR-Flash. NAND

correspond à la table logique NON-ET⁵ pour laquelle la sortie est NON seulement si toutes ses entrées sont OUI , NOR correspondant à NON-OU. L'architecture de ces deux types de mémoire Flash est différente : les transistors à grille flottante sont reliés différemment. Les NAND-Flash sont les plus répandues pour les applications non-volatiles [4] car elles ont des meilleures capacités, densités et possède un effaçage plus rapide donc nous nous concentrerons sur celles-ci. En plus d'une endurance limitée les NAND-Flash ont un temps d'accès pour la lecture long, de l'ordre de la dizaine de microsecondes [8]. Toutefois, elles ont l'avantage de posséder une grande densité, de l'ordre de la centaine de gigaoctets/cm² [2]. Ces mémoires qui possèdent une grande densité de stockage mais une endurance plutôt faible et des faibles vitesses d'accès sont donc de très bonnes candidates pour être utilisées loin du processeur dans la mémoire de masse, par exemple en remplacement du disque dur [4].

I.1.2.2 La mémoire à accès direct statique (SRAM)

La mémoire SRAM (ou *Static Random Access Memory*) est présente en-dessous des registres. Elle se compose de 6 transistors agencés de telle sorte que la lecture et l'écriture de 0 et de 1 soient possibles grâce à des portes logiques (voir [7] pour des explications sur les portes logiques). Les principaux avantages de la mémoire statique SRAM sont son extrême rapidité pour la lecture et l'écriture, en dessous de la nanoseconde, et son extrême endurance supérieure à 10^{16} cycles. Ces deux propriétés sont indispensables pour l'antémémoire et justifient à elles seules l'omniprésence des SRAM à ce niveau de la mémoire informatique. L'agencement logique des transistors [7] permet de conserver l'information mémoire tant que les transistors sont alimentés et celle-ci n'a pas besoin d'être rafraîchie, d'où son appellation de statique par rapport à la mémoire dynamique⁶. Comme les transistors utilisés dans la SRAM nécessitent une mise sous tension la SRAM est une mémoire volatile. Cependant l'utilisation des 6 transistors rend cette mémoire encombrante⁷. La miniaturisation de la SRAM utile pour augmenter la densité de stockage nécessite une diminution de la taille des transistors qui engendre deux effets néfastes pour la consommation d'énergie électrique : la réduction des tailles des SRAM ne s'accompagne pas d'une diminution du « courant » dans le mode veille/statique qui devrait rester à 100 nA/ μ m pour les SRAM hautes performances [2] et les courants de fuite (statiques et dynamiques) dans les transistors augmentent et dépassent déjà la centaine de picoampère pour des tailles latérales de 90 nm [9].

5. Pour une explication détaillée sur les portes logiques le lecteur se reportera au document [7].

6. Attention les termes statique et dynamique ne correspondent pas à une mémoire volatile/non-volatile. En effet, la mémoire statique est fondée sur l'utilisation de portes logiques avec des transistors qui ont besoin d'être alimentés pour conserver l'information. La mémoire dynamique a besoin d'être rafraîchie en plus d'être en permanence alimentée.

7. La SRAM est encombrante même si d'après le rapport sur les prévisions technologiques internationales pour les semi-conducteurs (ITRS en anglais) sa taille devrait diminuer jusqu'à atteindre 3000 nm² en 2030.

I.1.2.3 La mémoire à accès direct dynamique (DRAM)

La mémoire dynamique (utilisée comme technologie de la mémoire centrale) ne nécessite pas une vitesse d'exécution aussi élevée que la SRAM mais requiert néanmoins des temps d'écriture et de lecture inférieurs à la dizaine de nanosecondes. L'information binaire de la DRAM est conservée sous la forme d'une charge (bit 1) ou décharge (bit 0) d'un condensateur. La lecture et l'écriture de cette information se font à l'aide du transistor adjacent au condensateur : ces deux composants forment la cellule DRAM. Ainsi l'utilisation d'un seul transistor par rapport aux 6 de la SRAM permet à la DRAM d'être beaucoup moins encombrante. Comme le condensateur n'est pas parfait, la mémorisation n'est pas infinie et il faut rafraîchir la DRAM régulièrement (environ toutes les dizaines de millisecondes) : c'est pourquoi on appelle cette mémoire « dynamique » [7]. Pour la lecture, le transistor est adressé et la charge (ou « non charge ») contenue dans le condensateur est poussée vers la colonne adjacente puis vers un amplificateur de lecture. Là, l'information est comparée à une référence pour déterminer si l'information est un 0 ou un 1. Comme ce procédé est destructif il est nécessaire de réécrire la DRAM après sa lecture. La densité de stockage et le coût des DRAM sont bien meilleurs que pour la SRAM : une puce de DRAM de 64 mégaoctets correspond en taille et en coût à une SRAM de 2 mégaoctets [10]. Cependant la miniaturisation des cellules réduit la durée de rétention à cause de l'augmentation des courants de fuite des transistors [2].

Le tableau I.1 présente les avantages et inconvénients des trois types de technologies mémoire décrites. La mémoire Flash est une technologie mémoire assez lente, avec une grande rétention des données et une grande densité. Elle reste avec le disque dur une technologie d'avenir notamment grâce à son intégration sous forme de matrices en 3 dimensions [2]. Les SRAM et DRAM présentent des limitations à leur miniaturisation d'où la recherche de nouvelles technologies candidates à leur remplacement.

I.1.3 Technologies mémoire émergentes

En 2013, l'ITRS a identifié quatre nouvelles technologies non volatiles qui pourraient remplacer la SRAM et la DRAM : ce sont la RAM ferroélectrique, la RAM magnétorésistive, la RAM à changement de phase et la RAM résistive [2]. Avant de discuter plus en détail la mémoire à accès direct magnétique nous allons décrire les avantages et inconvénients des trois autres types de mémoire.

La technologie mémoire RAM ferroélectrique ou FeRAM est basée sur un condensateur ferroélectrique dont la polarisation peut être modifiée et lue. Pour lire cette mémoire, le cycle d'hystérésis entier du ferroélectrique doit être parcouru, ce qui détruit l'information. Ces technologies nécessitent donc une réécriture postérieure à leur lecture. Leur endurance, lorsqu'elles sont couplées à un transistor, est assez mauvaise : 10^{14} cycles en 2013 [2]. Ainsi les FeRAM ne sont pas de très bonnes candidates pour le remplacement des mémoires

SRAM et DRAM mais elles restent très intéressantes pour les applications embarquées car elles allient des bonnes durées de lecture et d'écriture autour de la dizaine de nanosecondes et une faible consommation électrique de l'ordre de 10 fJ/bit [2].

Les technologies mémoire RAM à changement de phase (PCRAM) stockent l'information binaire avec leur état de cristallinité : soit amorphe, soit cristallin. Ces deux états ont des résistances différentes, ce qui les différencie du point de vue électrique. La lecture se fait par mesure de résistance alors que l'écriture nécessite deux étapes : une phase d'effaçage de l'information avec la fonte du matériau à l'aide d'une courte impulsion de tension puis une cristallisation à l'aide d'une tension plus faible appliquée plus longtemps (>100 ns). Cette durée nécessaire pour l'écriture limite encore l'utilisation des PCRAM près du processeur et ne lui permet pas d'être une des remplaçante de la SRAM. De plus, la grande énergie nécessaire pour l'écriture (quelques pJ/bit) et la faible endurance (10^9 cycles en 2013 [2]) de la PCRAM n'en font pas une candidate possible au remplacement complet de la DRAM [2].

La technologie mémoire RAM résistive⁸ RRAM ou ReRAM garde l'information suivant son état de résistance haute ou basse. Ces technologies utilisent un matériau diélectrique, normalement isolant, dans lequel des filaments de conduction peuvent apparaître lorsque celles-ci sont soumises à de fortes tensions. Ces chemins/filaments de conduction peuvent être cassés et (re)formés par l'application d'une tension. Cette tension peut être assez faible aujourd'hui : 1,6 V pour des filaments en or dans de l'oxyde de silicium [11] avec des temps d'écriture inférieurs à 50 ns. Leur faible endurance, inférieure à 10^6 cycles est néanmoins un gros inconvénient [12]. Elles restent cependant de bonnes candidates pour le remplacement de la technologie Flash.

I.1.4 Mémoires à accès direct magnétique (MRAM)

La quatrième technologie mémoire intéressante d'après l'ITRS est la RAM magnétorésistive (MRAM). La cellule mémoire de la MRAM est composée d'une jonction tunnel magnétique : c'est une tricouche dans laquelle une couche mince⁹ isolante sépare deux matériaux ferromagnétiques (voir figure I.5). Il existe différentes méthodes d'écriture mais la lecture est commune à toutes les MRAM. L'information est codée grâce à l'orientation relative des deux moments magnétiques : si les deux moments magnétiques de la couche libre¹⁰ et de la couche fixe sont alignés de même sens, la résistance est basse : c'est un bit 0 (voir la figure I.5(a)), si les deux matériaux ont leur moment de sens opposé la résistance est haute : c'est un bit 1 (voir la figure I.5(b)). Cet effet correspond à la magnétorésistance

8. Attention, toutes les mémoires présentées dans la partie I.1.3 sont des technologies mémoires fondées sur la lecture d'une résistance électrique mais seule la RRAM est appelée « résistive ».

9. Les couches minces sont des couches de matériau de quelques nanomètres d'épaisseur.

10. Une couche ferromagnétique libre est un matériau dont l'aimantation est relativement facile à retourner. A contrario, l'aimantation d'une couche ferromagnétique fixe est difficile à retourner. Nous reviendrons sur ces notions dans la partie I.2.1.

tunnel. La lecture se fait avec un courant qui sonde la résistance de la jonction tunnel magnétique. Nous verrons dans la partie I.2.3.2 le principe physique sous-jacent.

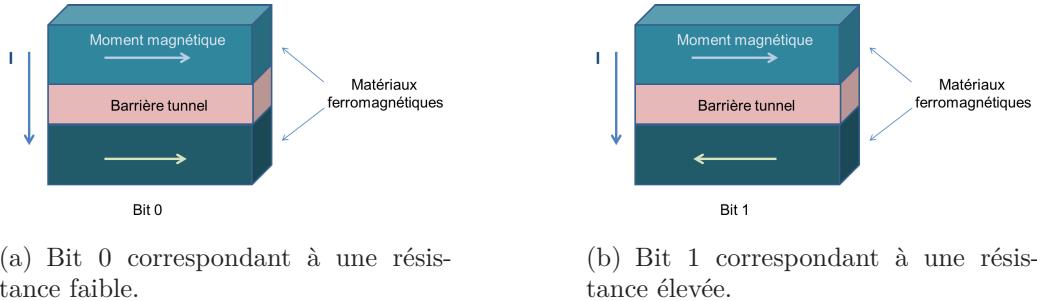


Figure I.5 – Schéma d'une jonction tunnel magnétique et effet de magnétorésistance tunnel. Le courant **I** permet de lire la valeur de la résistance, haute ou basse et de lui attribuer une valeur de bit, 0 ou 1.

I.1.4.1 Mémoires à accès direct magnétique écrites par champ magnétique

La première MRAM apparue est la MRAM écrite par champ magnétique. L'écriture, comme son nom l'indique, se fait grâce à un champ magnétique d'Oersted¹¹ (voir la flèche noire sur la figure I.6) créé par une ligne de courant. Les moments magnétiques des matériaux ferromagnétiques ressentent ces champs magnétiques et peuvent se retourner. Comme l'une des deux couches est plus dure magnétiquement, seul le moment magnétique de la couche libre peut se retourner. Ainsi grâce à ce champ d'Oersted la résistance peut être changée et donc la cellule mémoire écrite. D'après l'ITRS [2] les MRAM écrites par champ magnétique sont les plus proches des mémoires universelles car elles combinent non-volatilité, endurance infinie et rapidité. Avec tous ces avantages elles pourraient être utilisées dans la hiérarchie mémoire comme SRAM, DRAM ou mémoires non-volatiles embarquées [13]. Cependant, la diminution des dimensions latérales de ces cellules mémoire cause plusieurs problèmes. Le premier problème vient du champ magnétique d'écriture non-spécifique à une cellule mémoire : si la mémoire MRAM est plus dense il y a un risque d'écriture des cellules mémoire voisines. Le deuxième problème vient de la stabilité thermique¹² de l'information : plus les dimensions des MRAM sont petites moins le moment magnétique est stable thermiquement. Comme l'information doit être conservée quelques années il faut donc utiliser des matériaux ferromagnétiques à aimantation mieux piégée, c'est-à-dire des matériaux plus durs magnétiquement. Le retournement de leur aimantation nécessite un plus grand courant électrique pour générer le champ d'Oersted et donc une consommation énergétique croissante [15]. Comme le champ d'Oersted est

11. Un champ magnétique d'Oersted est un champ magnétique créé au voisinage d'un conducteur parcouru par un courant électrique.

12. La stabilité thermique est décrite par le paramètre adimensionné Δ . On pourra se reporter à la référence [14] pour une étude de la stabilité thermique des jonctions tunnel à base de CoFeB/MgO.

proportionnel au courant électrique et non pas à sa densité, une réduction de la taille de la cellule mémoire entraîne une énorme augmentation de la densité de courant. Pour pallier ces difficultés la mémoire écrite par couple de transfert de spin¹³ (STT-MRAM) semble une bonne candidate pour le remplacement des mémoires SRAM et DRAM.

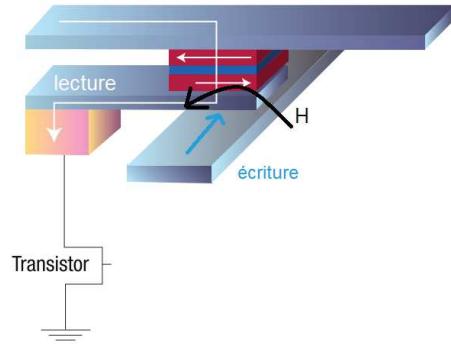


Figure I.6 – Schéma d'une cellule MRAM écrite par un champ magnétique \mathbf{H} créé par le courant \mathbf{I} . Figure extraite de l'article [16].

I.1.4.2 Mémoires à accès direct magnétique écrites par couples de transfert de spin (STT-MRAM)

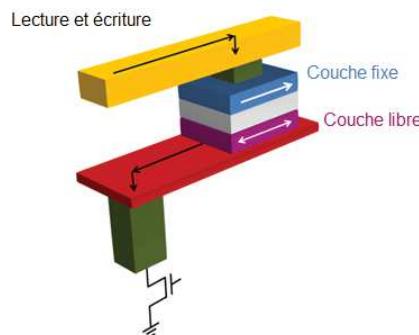


Figure I.7 – Schéma d'une cellule STT-MRAM avec les deux matériaux ferromagnétiques et leurs moments magnétiques (flèches blanches), et la barrière tunnel en gris clair. Les flèches noires représentent le chemin du courant pour l'écriture et la lecture. Le transistor d'adressage est représenté en noir par un symbole électrique en bas de la figure.

Les STT-MRAM présentent aujourd’hui de très bonnes propriétés à température ambiante : temps d’écriture autour de 4 ns [17], cellules fonctionnelles jusqu’à la dizaine de nanomètre, temps de lecture de la dizaine de nanoseconde [18] et des énergies d’écriture inférieures au pJ/bit.

13. Le spin des électrons est leur moment angulaire intrinsèque. C'est une propriété quantique qui admet deux états $\mathbf{S} = \pm \frac{\hbar}{2}$ pour l'électron. Par la suite, on représentera par \uparrow les spins de valeur $+\frac{\hbar}{2}$ et par \downarrow les spins de valeur $-\frac{\hbar}{2}$.

La STT-MRAM est écrite à l'aide d'une forte densité de courant dans la jonction tunnel (voir la figure I.7). Le courant induit le retournement de l'aimantation par un effet de transfert de spin décrit plus en détail dans la partie I.3.1. Il n'y a alors plus besoin de champ magnétique extérieur ce qui résout le problème de l'écriture spécifique d'une cellule mémoire lors de la miniaturisation des MRAM écrites par champ magnétique. De plus, les couples de transfert de spin sont proportionnels à la densité de courant, contrairement aux champs d'Oersted qui sont proportionnels au courant, donc si les tailles de la cellule mémoire diminuent, alors pour une même densité de courant, le courant électrique d'écriture des STT-MRAM diminue. Cependant on peut voir sur la figure I.7 que les chemins de lecture et d'écriture sont les mêmes, ce qui peut conduire à des retournements de l'aimantation de la couche libre non désirés lors de la lecture. De plus le courant qui traverse la jonction tunnel pour l'écriture limite l'endurance des STT-MRAM à environ 10^{13} cycles pour des impulsions de courant d'écriture de 10 ns [19]. Pour des faibles densités de courant, le mécanisme d'écriture des STT-MRAM peut être assez stochastique [20]. Pour remédier au fort taux d'erreur lors de l'écriture, des tensions plus élevées ou des impulsions plus longues sont utilisées [20]. Néanmoins le fait d'augmenter l'un ou l'autre accroît drastiquement la consommation électrique et la probabilité d'abîmer l'oxyde. De plus, pour le remplacement de la SRAM les courants électriques nécessaires sont énormes ce qui réduit la densité de stockage. Ainsi il est très difficile de combiner durée courte, faibles tensions d'écriture (et donc bonne endurance) et fortes densités pour enregistrer l'information mémoire dans les STT-MRAM.

Le tableau I.1 résume les propriétés de toutes les mémoires présentées en détails ci-dessus avec leurs avantages (en vert) et leurs inconvénients (en rouge).

I.1.4.3 Mémoires à accès direct magnétique écrites par couples de spin-orbite (SOT-MRAM)

Un nouveau mécanisme de retournement de l'aimantation pour les cellules mémoire a été proposé au laboratoire SPINTEC, permettant de s'affranchir notamment des problèmes d'endurance et de fiabilité des STT-MRAM évoqués ci-dessus. Cette mémoire écrite par couples de spin-orbite (SOT pour *Spin Orbit Torque*) comprend un métal lourd adjacent à une jonction tunnel magnétique [21]. Pour l'écriture, un courant est injecté dans la piste composée d'un métal lourd, générant des couples de spin-orbite (voir la figure I.8). Ceux-ci peuvent retourner le moment magnétique du matériau ferromagnétique adjacent (nous verrons plus en détails ce mécanisme dans la partie I.1.4.3). Ainsi aucun courant ne circule dans la jonction tunnel magnétique lors de son écriture, résolvant le problème d'endurance des STT-MRAM. De plus la fiabilité des cellules SOT-MRAM est bien meilleure car les chemins de lecture et d'écriture sont différents (voir figure I.8) : en choisissant des barrières d'oxyde épaisse, le courant traversant la jonction tunnel magnétique est très faible et cela permet de s'affranchir des problèmes d'écriture lors de la

Technologie mémoire		Flash	SRAM	DRAM	FeRAM	PCRAM	STT-MRAM
Principe physique		Charge piégée dans une grille flottante	Portes logiques	Charge d'un condensateur	Polarisation rémanente d'un condensateur	Changement de phase cristalline	Aimantation d'une couche magnétique
Surface de la cellule (μm^2) / capacité	2013	0,0001	0,029	0,0085	0,07	0,008	0,08
	2026	< 0,0001	0,0014	0,0012	0,005	0,00025	0,002
Durée de lecture (s)	2013	0,1m	0,2n	2n	40n	12n	10n
	2026	0,1m	70p	1n	<20n	<10n	<10n
Durée d'écriture (s)	2013	1-0,1m	0,2n	2n	65n	100n	3-10n
	2026	1-0,1m	70p	1n	<10n	<50n	<1n
Endurance (en nombre de cycles)	2013	10^5	$>10^{16}$	$>10^{16}$	10^{14}	10^9	10^{12}
	2026	10^5	$>10^{16}$	$>10^{16}$	$>10^{15}$	10^9	$>10^{15}$
Durée de mémorisation	2013	10ans	∞ si alimentée	4ms	10ans	>10ans	>10ans
	2026	10ans		1ms	10ans	>10ans	>10ans
Tension d'écriture (V)	2013	4,5	1	2,5	2	3	1,8
	2026	4,5	0,7	1,5	1	<3	<1
Energie d'écriture d'une cellule (J/bit)	2013	4×10^{-16}	5×10^{-16}	5×10^{-15}	3×10^{-14}	6×10^{-12}	3×10^{-12}
	2026	1×10^{-16}	3×10^{-17}	2×10^{-15}	7×10^{-15}	10^{-15}	$1,5 \times 10^{-13}$

Tableau I.1 – Comparaison des propriétés des principales technologies mémoire [2, 13, 18]. Les cases en vert clair indiquent les performances intéressantes alors que les cases en rouge foncé montrent les inconvénients. La ReRAM n'apparaît pas dans le tableau car dans le rapport de l'ITRS de 2013 cette technologie était encore à l'état de recherche amont.

lecture. Comme présenté sur la figure I.8, les SOT-MRAM utilisent trois terminaux : deux terminaux pour la lecture (comme pour une cellule STT-MRAM) et un troisième terminal pour l'écriture ; on utilise donc le terme « dispositif trois terminaux ».

La preuve de concept des SOT-MRAM a été faite en 2012 dans des jonctions tunnel magnétiques avec une aimantation dans le plan des couches matérielles, ou aimantation planaire [23]. Cependant la miniaturisation des cellules mémoire diminue drastiquement la stabilité thermique des jonctions tunnel magnétiques à aimantation planaire. Ce problème peut être résolu en utilisant une forte anisotropie magnétocristalline, comme l'anisotropie d'interface dans les couches minces, favorisant des aimantations perpendiculaires au plan des couches [24]. Le concept des SOT-MRAM à aimantation perpendiculaire a été prouvé au laboratoire SPINTEC en 2014 [25].

Nous allons examiner plus en détails l'article [25]. La jonction tunnel utilisée est composée de deux alliages ferromagnétiques de FeCoB et d'une barrière tunnel d'oxyde de magnésium. Le métal lourd utilisé pour l'écriture est le tantalum. Les auteurs ont mesuré la

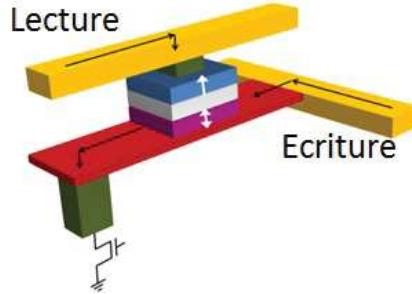


Figure I.8 – Schéma d’une cellule SOT-MRAM [22]. En rouge la piste de métal lourd surmontée de la jonction tunnel magnétique dans laquelle le courant d’écriture passe. Les flèches noires indiquent les chemins des courants d’écriture et de lecture.

résistance de la cellule mémoire après l’injection d’une impulsion de courant qui traverse la piste de tantale : leur résultat est présenté figure I.9. Si l’on considère le point (0,0) et que l’on suit la courbe rouge vers les intensités de courant croissantes alors, autour de 15 mA, la résistance mesurée effectue un saut correspondant à l’écriture de la cellule mémoire : le bit est passé de 0 à 1. Lorsque l’intensité du courant I diminue et passe dans les valeurs négatives alors autour de -10 mA la résistance fait à nouveau un saut. On remarque que la valeur de résistance atteinte égale la valeur initiale. Cela signifie que la cellule mémoire est retournée dans son état initial : le bit est donc passé de l’état 1 à 0.

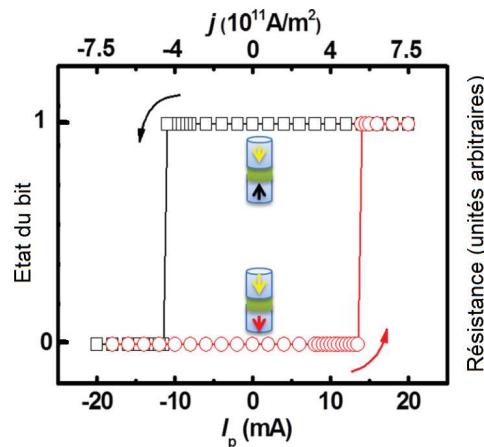


Figure I.9 – État du bit en fonction de l’intensité du courant d’écriture pour une piste de tantale de largeur $1,3 \mu\text{m}$ surmontée d’un plot magnétique de diamètre $1 \mu\text{m}$. Le courant est injecté sous forme d’impulsions de 50 ns dans la piste de tantale de la cellule SOT-MRAM [25]. Les flèches rouge et noire représentent l’aimantation du matériau ferromagnétique adjacent au tantale et les flèches jaunes le CoFeB le plus éloigné de la piste de tantale.

Cette courbe prouve la viabilité du concept de SOT-MRAM à aimantations perpendiculaires. De plus l’écriture ultrarapide et déterministe par couples de spin-orbite a été prouvée jusqu’à des durées d’impulsion de 180 ps dans des empilements de Pt/Co/AlOx [26]. Ainsi les SOT-MRAM combinent une bonne endurance et une écriture rapide. Ce-

pendant l'énergie électrique d'écriture est encore beaucoup trop grande comparée à celles des SRAM [27].

Un des but de cette thèse a été de diminuer les énergies d'écriture des SOT-MRAM grâce à l'assistance par un champ électrique et de prouver l'écriture ultrarapide de cellules SOT-MRAM intégrables dans les applications.

I.2 Formalisme utilisé et bases théoriques

Par la suite les vecteurs seront représentés en gras, comme par exemple l'aimantation \mathbf{M} . Les vecteurs normalisés, comme l'aimantation normalisée \mathbf{m} , sont représentés avec des lettres minuscules. Les coordonnées cartésiennes et le système d'unités internationales seront privilégiés.

I.2.1 Matériaux magnétiques

L'ordre ferromagnétique provient de l'interaction d'échange (modélisée par sa constante d'interaction J) qui favorise l'alignement des moments magnétiques parallèles et de même sens. Ainsi les matériaux ferromagnétiques ont une aimantation non nulle à température ambiante et champ magnétique extérieur nul : ce sont ce que l'on appelle communément des aimants. Les aimants rayonnent un champ magnétique à l'extérieur d'eux-même car ils ont une aimantation non nulle. Cet ordre magnétique n'est présent qu'en dessous d'une température critique appelée température de Curie et notée T_C . Par exemple, la température de Curie du fer est $T_C(\text{Fe}) = 1043 \text{ K}$.

La courbe d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique soumis à un champ magnétique extérieur (produit par un aimant ou une bobine) est présentée en figure I.10. Lorsque le champ magnétique \mathbf{H} est très important, tous les moments magnétiques sont alignés avec lui et l'aimantation est alors maximale : c'est \mathbf{M}_s , l'aimantation à saturation. Par exemple pour le fer $M_s(\text{Fe}) = 1730 \text{ kA/m}$ (à 300 K). Si l'amplitude du champ magnétique extérieur décroît et atteint 0 on remarque que l'aimantation ne vaut pas 0 mais \mathbf{M}_r , l'aimantation rémanente. Si l'amplitude du champ magnétique extérieur décroît encore l'aimantation diminue jusqu'à s'annuler pour un champ extérieur particulier : le champ coercitif \mathbf{H}_c .

On peut catégoriser les matériaux ferromagnétiques doux et durs en fonction de leur champ coercitif : si \mathbf{H}_c est faible alors on parle de ferromagnétique doux et pour une norme de \mathbf{H}_c importante on parle de ferromagnétique dur [28]. Si deux matériaux ferromagnétiques sont insérés dans une structure, par exemple une jonction tunnel magnétique, on parle alors de couche ferromagnétique fixe (ou de référence) et libre. La couche ferromagnétique la plus dure est appelée la couche fixe (abréviation de « couche ferromagnétique à aimantation fixe »), la couche ferromagnétique la plus douce est nommée la couche libre.

Cependant ces deux couches peuvent être composées toutes les deux de matériau ferromagnétique dur (ou doux), seule la comparaison des deux permet de les appeler fixe et libre.

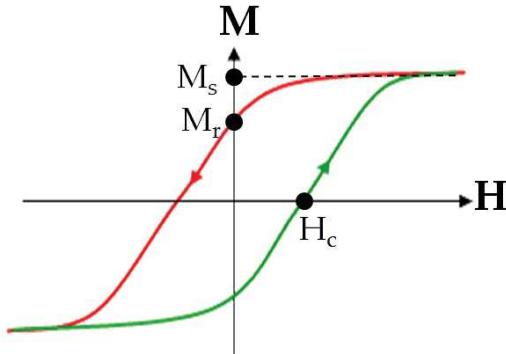


Figure I.10 – Cycle d’hystrésis typique pour un matériau ferromagnétique : variations de l’aimantation \mathbf{M} en fonction d’un champ magnétique extérieur appliqué \mathbf{H} . M_s est l’aimantation à saturation, M_r l’aimantation rémanente et H_c le champ coercitif.

I.2.2 Énergies magnétiques

L’état physique d’un système correspond à un des états de plus basse énergie libre. La minimisation des énergies magnétiques permet de prédire l’état stable d’aimantation des matériaux magnétiques. Nous allons maintenant nous intéresser aux quatre principales énergies magnétiques.

L’énergie d’échange (qui permet l’ordre magnétique entre moments adjacents) est l’énergie d’interaction entre deux moments \mathbf{S}_1 et \mathbf{S}_2 adjacents et s’écrit :

$$\epsilon_{12} = -J\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2. \quad (\text{I.1})$$

En supposant des faibles variations d’angle entre deux moments adjacents, on peut linéariser l’équation précédente et exprimer l’énergie d’échange d’un matériau ferromagnétique de volume V comme :

$$\epsilon_{ex} = AV(\nabla \mathbf{m})^2 \quad (\text{I.2})$$

où \mathbf{m} est l’aimantation normalisée, et A la constante d’échange (qui prend en compte la symétrie, le nombre de plus proches voisins, le spin de l’électron, la constante J et la distance entre deux moments magnétiques adjacents). Comme vu précédemment $J > 0$ dans un matériau ferromagnétique favorise l’alignement parallèle des moments magnétiques et

une aimantation préférentielle uniforme dans le matériau. La constante d'échange vaut environ $+10^{-11}\text{J/m}$ pour le fer, le cobalt et le nickel.

L'énergie Zeeman est l'énergie d'interaction entre l'aimantation et un champ magnétique extérieur appliqué \mathbf{H} . Son expression pour un matériau uniformément aimanté de volume V et d'aimantation \mathbf{M} est :

$$\epsilon_Z = -\mu_0 V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} \quad (\text{I.3})$$

où μ_0 est la perméabilité du vide de valeur $4\pi \times 10^{-7} \text{ kg m}/(\text{A s})^2$. D'après cette équation, l'énergie Zeeman est minimale lorsque \mathbf{M} et \mathbf{H} sont alignés et de même sens. Ainsi l'aimantation d'un matériau magnétique plongé dans un champ magnétique extérieur tend à s'aligner parallèlement et dans le même sens que celui-ci.

L'énergie dipolaire (ou magnétostatique) est l'énergie liée au champ rayonné par chaque moment magnétique du matériau sur les moments voisins. C'est une énergie de type Zeeman et le champ magnétique associé à cette énergie est nommé champ dipolaire (ou champ démagnétisant \mathbf{H}_d à l'intérieur du matériau). L'énergie dipolaire¹⁴ d'un matériau ferromagnétique uniformément aimanté de volume V et d'aimantation \mathbf{M} est définie d'après [28] par :

$$\epsilon_d = -\frac{1}{2} \mu_0 V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d. \quad (\text{I.4})$$

Dans le cas d'un film mince, ce terme s'écrit :

$$\epsilon_d = \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \sin^2 \theta_M, \quad (\text{I.5})$$

où θ_M est l'angle entre l'aimantation et la normale au plan des couches minces. Le champ démagnétisant tend ainsi à aligner l'aimantation dans le plan des couches minces.

Enfin l'énergie d'anisotropie magnétique volumique E_a est la somme des énergies volumiques magnétocrystalline E_{mc} , magnétoélastique E_{mel} et de surface (ou d'interface selon le cas) E_s .

L'énergie magnétocrystalline favorise une aimantation alignée suivant certains axes du cristal appelés axes faciles ou axes d'anisotropie facile (et a contrario les axes difficiles sont ceux énergétiquement défavorables pour l'aimantation). Un cristal uniaxial a un seul

14. On pourra rencontrer l'expression d'anisotropie magnétique de forme : cette énergie d'anisotropie est directement l'énergie dipolaire.

axe facile, biaxial deux... On peut aussi définir les matériaux magnétiques durs comme ceux ayant une forte énergie d'anisotropie magnétocristalline et les matériaux magnétiques doux comme ceux ayant une faible énergie d'anisotropie magnétocristalline.

L'énergie magnétoélastique vient des contraintes mécaniques apportées, par exemple, par des matériaux cristallins adjacents. À l'interface entre le matériau magnétique et son voisin les deux paramètres de maille (définissant la taille élémentaire d'une maille cristalline) vont s'ajuster. Cela implique une tension compressive ou extensive qui apparaît dans tout le matériau (et pas seulement à l'interface). On considérera que celle-ci est comprise dans l'expression de la constante d'anisotropie volumique K_v pour la contribution volumique et dans K_s pour la contribution surfacique.

L'énergie d'interface provient d'une brisure de symétrie : l'environnement des atomes à l'interface est différent de celui des atomes du volume. Pour les couches minces le rapport atomes en surface/atomes du volume est très élevé et cette énergie devient prépondérante par rapport à l'énergie d'anisotropie magnétocristalline.

L'énergie d'anisotropie pour un cristal uniaxial de volume V est, en se limitant au terme du premier ordre :

$$\epsilon_a = K_1 V \sin^2 \theta \quad (\text{I.6})$$

où θ est l'angle entre l'aimantation et l'axe d'anisotropie magnétocristalline et K_1 la constante d'anisotropie uniaxiale d'ordre 1. Cette constante d'anisotropie magnétocristalline comprend un terme volumique représenté par sa constante K_v et un terme surfacique de constante K_s . On peut alors écrire la constante d'anisotropie magnétocristalline comme ceci :

$$K_1 = K_v + \frac{2K_s}{t} \quad (\text{I.7})$$

avec K_v la constante d'anisotropie volumique en J/m^3 , K_s la constante d'anisotropie de surface¹⁵ en J/m^2 et t l'épaisseur du matériau en mètre. On définit le champ magnétique d'anisotropie \mathbf{H}_K comme le champ magnétique à partir duquel l'aimantation du matériau atteint sa valeur à saturation M_s lorsque l'on effectue une courbe d'hystérésis du matériau ferromagnétique uniaxial avec un champ magnétique extérieur appliqué perpendiculairement à l'axe d'anisotropie. Ce champ vaut alors dans le cas le plus simple $H_K = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s}$ [29]. Si l'on choisit de compter l'énergie dipolaire dans l'équation d'anisotropie pour prendre en compte l'anisotropie intrinsèque (c'est l'anisotropie magnétocristalline) et l'anisotropie extrinsèque (c'est l'anisotropie de forme), on aura alors une constante d'anisotropie effective K_{eff} en J/m^3 qui vaut pour des couches minces à aimantation perpendiculaire aux plans de ces couches :

¹⁵ Ici on suppose que les deux constantes d'anisotropie aux deux interfaces sont égales et valent K_s , d'où le 2 dans la formule.

$$K_{eff} = K_1 - \frac{\mu_0 M_s^2}{2}. \quad (I.8)$$

Comme vu précédemment, si l'énergie magnétocristalline ou l'énergie d'échange est nettement supérieure aux autres énergies alors l'aimantation sera alignée suivant une orientation préférentielle : c'est un unique domaine magnétique (ou monodomaine) *i.e.* une région de l'espace dans laquelle l'aimantation est globalement uniforme. Cependant, dans certains échantillons, l'interaction dipolaire favorise la création de domaines magnétiques. Ceux-ci sont séparés par une paroi de domaine : c'est une région confinée de l'espace dans laquelle l'aimantation tourne rapidement, voir la figure I.11.

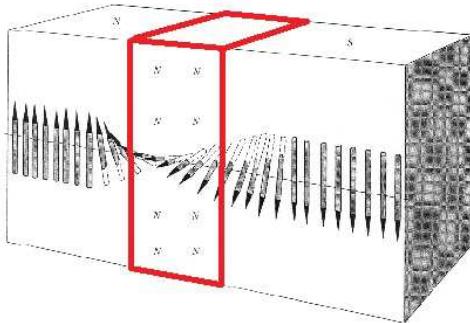


Figure I.11 – Paroi de domaine entre deux domaines magnétiques (la paroi est matérialisée par les lignes rouges).

La largeur de paroi peut-être calculée comme une longueur caractéristique résultant de l'équilibre entre les différentes énergies mises en jeu. Une paroi de domaine a aussi un coût énergétique. Pour plus de détails sur les parois de domaines magnétiques on pourra se reporter au document [28].

I.2.3 Spintronique

En 1936 Mott [30] découvre que la résistivité des matériaux ferromagnétiques comporte des anomalies autour de T_C : les mesures dévient de la prédiction linéaire théorique de la résistivité en fonction de la température (voir la figure 5 de la référence [30]). Il suggère alors que la conduction électrique est modifiée par les propriétés magnétiques des métaux de transition. En effet, la conduction électrique est assurée par les électrons proches du niveau de Fermi des bandes électroniques s. Ces électrons portent un moment magnétique propre : leur spin, qui va pouvoir interagir avec les moments magnétiques locaux. On parle alors d'électronique de spin ou de spintronique.

I.2.3.1 Conduction à deux canaux

Pour expliquer les différences de conductivité observées dans les matériaux ferromagnétiques, Fert et Campbell [31] proposent en 1968 un modèle de conduction différent

pour les spins \uparrow et \downarrow dans des alliages de nickel : le modèle de conduction à deux canaux.

Les bandes s de spin \uparrow et \downarrow ont la même forme et le même remplissage, contrairement aux bandes électroniques d de spin \uparrow et \downarrow comme présenté sur la figure I.12(a). Au niveau de Fermi (E_F) on peut voir sur la figure I.12(a) que les bandes énergétiques s et d se recouvrent. Lors des événements de diffusion conservant le spin, les électrons s peuvent ainsi utiliser les états libres de même énergie et de même spin dans les bandes d. Plus la densité d'états au niveau de Fermi est grande pour les bandes d, plus cette diffusion est probable d'après la règle d'or de Fermi : sur la figure I.12(a) la densité d'état est plus grande au niveau de Fermi pour les électrons de spin \downarrow , ils seront donc plus diffusés que les électrons de spin \uparrow . Une probabilité de diffusion plus importante entraîne une conduction pour les électrons de spin (ici) \downarrow plus faible et donc une résistivité plus grande. On peut modéliser ce phénomène par deux canaux de conduction indépendants avec des résistivités différentes¹⁶ (voir figure I.12(b)) d'où le nom du modèle à deux canaux de conduction : un pour les \uparrow et un pour les \downarrow . Une des conséquences des résistivités différentes pour les spins majoritaires et minoritaires¹⁷ apparaît lorsque le matériau ferromagnétique est soumis à une différence de potentiel. En effet, le champ électrique appliqué crée un courant qui sera différent pour les spins \uparrow et \downarrow du fait des résistivités différentes. On dit alors que le courant (de charges) est polarisé en spin. Ce courant de charge, polarisé en spin, est aussi un courant de moment angulaire de spin appelé courant de spin. Dans ce cas les courants de spin et courants polarisés en spin ont le même sens, mais il existe (voir partie I.3.2.2.b.) des cas pour lesquels seul un courant de spin existe, non accompagné d'un courant net (de charges) polarisé en spin.

Une des propriétés du courant polarisé en spin est sa polarisation P. On peut la définir comme une quantité sans dimension permettant de quantifier la différence de densités de courant des spins \uparrow et \downarrow notées j_{\uparrow} et j_{\downarrow} par :

$$P = \frac{j_{\uparrow} - j_{\downarrow}}{j_{\uparrow} + j_{\downarrow}} \quad (\text{I.9})$$

que l'on peut réécrire à l'aide des résistivités comme ceci :

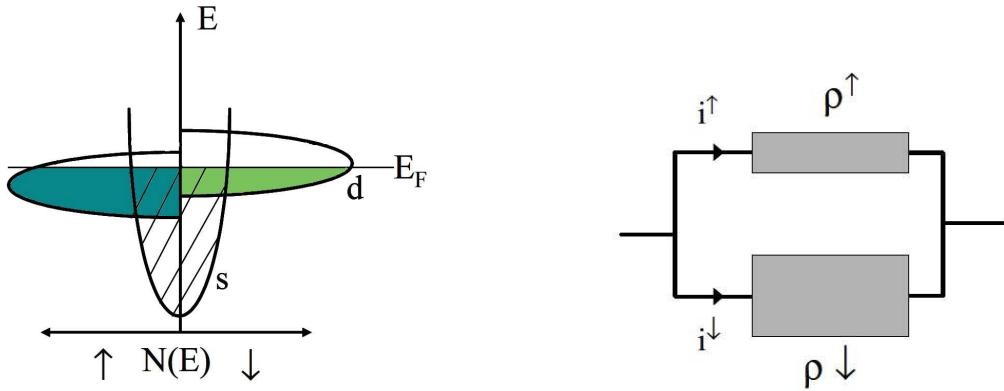
$$P = \frac{\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}}. \quad (\text{I.10})$$

I.2.3.2 Magnétorésistances géante et tunnel

Le modèle de la conduction à deux canaux permet de décrire l'effet de magnétorésistance géante (GMR en anglais) découvert en 1988 par Peter Grünberg et Albert Fert [33] [34]. Cette découverte est à l'origine de l'engouement pour la spintronique et leur a valu le

16. Dans les matériaux ferromagnétiques, les électrons mobiles de spins \uparrow et \downarrow ont d'autres propriétés différentes : leur vecteur d'onde, leur vitesse, leur énergie...

17. Nous appelons les spins majoritaires \uparrow , les électrons de conduction de spin colinéaire et de même sens que l'aimantation du matériau, et minoritaires ceux de sens opposé \downarrow .



(a) Densités d'états $n(E)$ schématiques des bandes énergétiques des électrons d de spins \uparrow (en bleu, majoritaires) et \downarrow (en vert, minoritaires) et des bandes s.

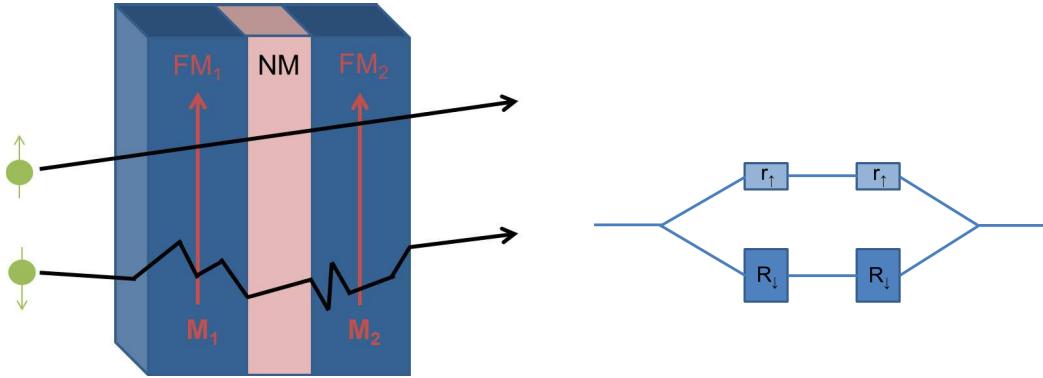
(b) Représentation électronique de la conduction à deux canaux avec les résistivités ρ_\uparrow pour les spins \uparrow et ρ_\downarrow pour les spins \downarrow .

Figure I.12 – Origine et représentation schématique de la conduction à deux canaux [32].

prix Nobel de physique en 2007. Dans ce modèle le système est composé de deux couches minces ferromagnétiques (FM1 et FM2) séparées par une couche non-magnétique NM (voir la figure I.13(a)). Si le matériau non-magnétique est métallique et inséré entre deux couches ferromagnétiques, le système est nommé « vanne de spin ». Dans la configuration de la figure I.13(a), FM1 et FM2 ont leurs aimantations \mathbf{M}_1 et \mathbf{M}_2 alignées et de même sens : on parle de configuration parallèle. Si l'on considère que les densités d'états de FM1 et FM2 sont celles de la figure I.12(a) alors les électrons minoritaires (de spin \downarrow) ont une densité d'état à l'énergie de Fermi dans la bande d plus grande que pour celles des électrons de spin \uparrow . Ainsi dans les matériaux FM1 et FM2 les électrons de spin \uparrow seront peu diffusés et ceux de spin \downarrow très diffusés (voir figure I.13(a)). La résistance du canal de conduction des électrons de spin \downarrow , R_\downarrow est alors plus grande que celle pour les électrons de spin \uparrow , r_\uparrow . Le schéma électrique équivalent à la configuration parallèle comporte deux lignes en parallèle (pour les deux canaux de conduction) avec pour l'une deux r_\uparrow en série et pour l'autre deux R_\downarrow en série comme présenté sur la figure I.13(b). La résistance équivalente de la configuration parallèle R_p vaut alors $R_p = \frac{2r_\uparrow R_\downarrow}{r_\uparrow + R_\downarrow}$.

Pour la configuration anti-parallèle les deux aimantations sont de sens opposé. Les phénomènes physiques pour la première couche ferromagnétique sont les mêmes que précédemment. Pour la seconde couche mince ferromagnétique les électrons de spin \downarrow vont être peu diffusés et leur résistance r_\downarrow est faible alors que les \uparrow seront très diffusés et auront une résistance R_\uparrow beaucoup plus grande, voir la figure I.14(a). Dans le schéma électrique équivalent il y a deux lignes en parallèle avec pour l'une r_\uparrow en série avec R_\uparrow et pour l'autre R_\downarrow en série avec r_\downarrow , voir la figure I.14(b). La résistance équivalente de la configuration anti-parallèle R_{ap} vaut alors $R_{ap} = \frac{(r_\uparrow + R_\uparrow)(R_\downarrow + r_\downarrow)}{r_\uparrow + R_\uparrow + r_\downarrow + R_\downarrow}$.

Si les matériaux sont exactement identiques, on peut simplifier en considérant $r_\downarrow = r_\uparrow = r$



(a) Schéma du parcours des électrons dans la tricouche FM1/NM/FM2. Les cercles verts surmontés d'une flèche correspondent aux électrons avec leur spin et les courbes noires au chemin schématique des électrons.

(b) Schéma électrique équivalent à la configuration magnétique parallèle.

Figure I.13 – Principe physique de la configuration parallèle et schéma électrique équivalent.

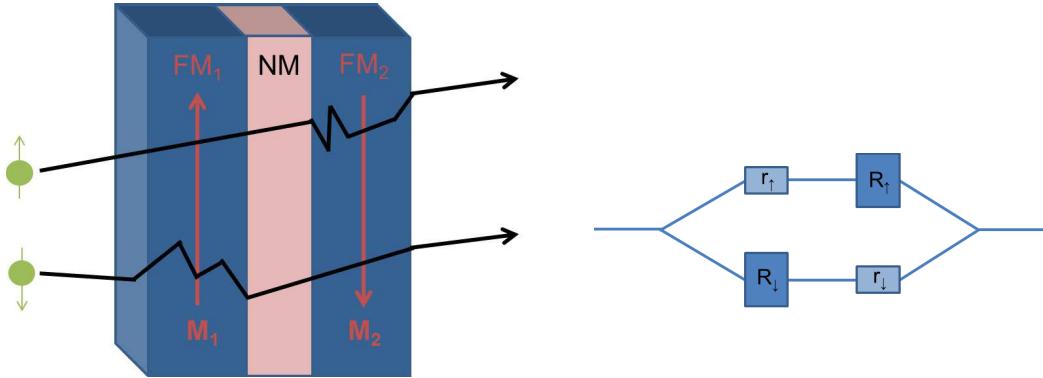
et $R_{\uparrow}=R_{\downarrow}=R$ d'où la résistance $R_{ap} = \frac{r+R}{2}$. On remarque alors que la configuration anti-parallèle a une résistance plus grande que la configuration magnétique parallèle correspondante : $R_p = \frac{2rR}{r+R}$.

On peut alors définir la magnétorésistance MR (en %) comme ceci : $MR = 100 \frac{R_{ap}-R_p}{R_p}$. Dans le cas précédent on obtient pour la magnétorésistance $MR = 100 \frac{(r-R)^2}{4rR}$. L'article de Baibich et al. présente une magnétorésistance d'environ 80% à 4,2 K pour un système composé d'un répétition de Fe/Cr : elle a été nommée magnétorésistance géante (GMR pour *Giant Magneto-Resistance*) au vu de sa très grande valeur [34]. Trois ans plus tard, une valeur de GMR de 5% est reportée pour une vanne de spin à température ambiante [35].

En 1995, pour améliorer la magnétorésistance géante les équipes de Moodera et Miyazaki remplacent la couche non magnétique séparant les deux couches ferromagnétiques par un oxyde d'aluminium AlOx [36] [37]. Le système matériel est alors nommé « jonction tunnel magnétique » et abrévié MTJ. Les magnétorésistances atteintes valent environ 10 – 20% à température ambiante. Cependant ce n'est pas la première mise en évidence expérimentale puisque Jullière avait déjà prouvé l'effet tunnel magnétique en 1975 dans des tricouches Fe/GeO/Co atteignant une TMR de 14% [38]. Malgré sa découverte très anticipée par rapport à celles des équipes de Moodera et Miyazaki, la température utilisée pour l'étude à $T = 4$ K n'a pas permis d'aboutir à des applications à température ambiante.

L'effet de magnéto-résistance tunnel se fonde sur l'effet tunnel¹⁸ pour des électrons polarisés en spin. Le modèle de Slonczewski [40] suppose que les électrons conservent

18. Pour une explication détaillée de l'effet tunnel voir la référence [39].



(a) Schéma du parcours des électrons dans la tricouche FM1/NM/FM2. Les cercles verts surmontés d'une flèche correspondent aux électrons avec leur spin et les courbes noires au parcours schématique des électrons.

(b) Schéma électrique équivalent à la configuration magnétique parallèle.

Figure I.14 – Principe physique de la configuration anti-parallèle et schéma électrique équivalent.

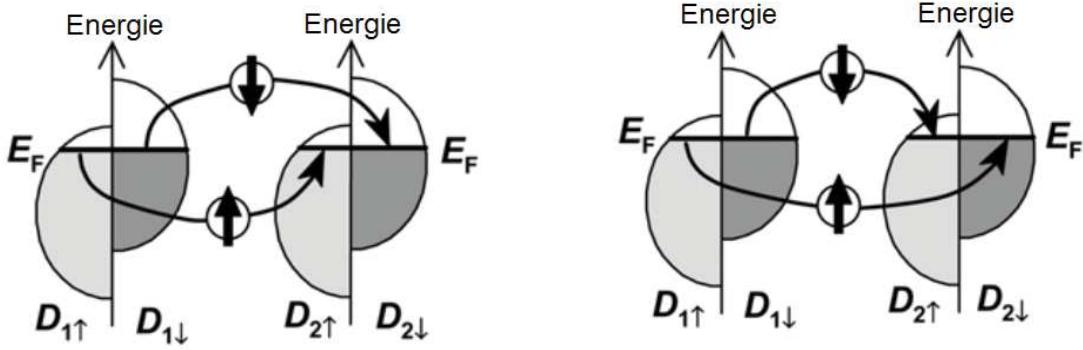
leur état de spin pendant leur conduction tunnel et que leur probabilité de franchir la barrière est proportionnelle aux densités électroniques d'états au niveau de Fermi pour les électrodes émettrice (FM1) et réceptrice (FM2).

Considérons les densités d'états électroniques présentées figure I.15 pour les matériaux FM1 à gauche et FM2 à droite de chaque image. Dans la configuration parallèle, les densités d'états au niveau de Fermi sont les mêmes dans l'électrode émettrice et réceptrice pour une même polarité de spin : un grand nombre d'états libres dans l'électrode réceptrice pourra être atteint par un grand nombre d'électrons qui traversent la barrière depuis l'électrode émettrice (voir figure I.15(a)). Cela implique un courant tunnel fort pour l'état parallèle. Dans l'état anti-parallèle les densités d'états sont différentes pour une même polarité de spin dans l'électrode émettrice et réceptrice comme présenté figure I.15(b). Pour le cas des spins \uparrow la densité d'états au niveau de Fermi est faible dans l'électrode émettrice et pour les spins \downarrow il n'y a que peu d'états disponibles dans l'électrode réceptrice. Dans cette configuration anti-parallèle, la densité d'états est faible soit dans l'électrode émettrice soit dans l'électrode réceptrice donc pour les deux canaux de spins, ce qui implique une courant tunnel faible.

Cela explique les différents courants de conduction pour les états parallèle et anti-parallèle. On peut alors définir la magnéto-résistance tunnel géante comme étant :

$$TMR = 100 \frac{R_{ap} - R_p}{R_p}. \quad (\text{I.11})$$

En utilisant des tricouches composées de CoFeB/MgO/CoFeB des TMR de 500% à température ambiante et de 1010% à 5 K ont été observées [42]. Les très bonnes TMR autour de 100% de ces tricouches impliquent leur utilisation dans les MRAM et expliquent



(a) Schéma de la densité d'états pour le matériau FM1 à gauche et FM2 à droite dans la configuration parallèle.

(b) Schéma de la densité d'états pour le matériau FM1 à gauche et FM2 à droite dans la configuration anti-parallèle.

Figure I.15 – Principe physique de la conduction tunnel pour les canaux de spin \uparrow et \downarrow , d'après [41].

aussi les nombreuses recherches qui leurs sont liées [43]. Nous allons voir maintenant comment un courant de spin et une aimantation vont interagir et se transférer du moment angulaire mutuellement.

I.3 Transfert de spin

I.3.1 Couples de transfert de spin (STT)

Lorsqu'un courant traverse un matériau ferromagnétique, l'interaction d'échange entre les électrons s et d tend à faire s'aligner les spins des électrons de conduction des bandes électroniques s avec l'aimantation locale définie par les électrons d (ceci dans un modèle s-d simplifié ne prenant pas en compte la complexité des hybridations des bandes s et d). Cela correspond par exemple au cas où un courant passe d'un matériau non-magnétique à un matériau magnétique. L'effet inverse peut aussi se produire : si un courant polarisé en spin traverse un matériau ferromagnétique, le moment angulaire porté par les électrons de conduction via leur spin interagit avec l'aimantation qui tend alors à s'aligner avec le spin des électrons de conduction (voir figure I.16).

Afin de mieux visualiser l'effet des deux mécanismes cités ci-dessus, on considère à présent un système modèle de type vanne de spin. Dans ce système idéal le courant rentre par FM1, dont l'aimantation \mathbf{M}_1 est piégée. Les spins des électrons de conduction s'alignent avec l'aimantation \mathbf{M}_1 du fait de l'interaction d'échange (voir figure I.17) : cette couche ferromagnétique est appelée polarisatrice¹⁹ puisqu'elle génère un courant polarisé

19. La couche polarisatrice magnétique ré-oriente les spins des électrons selon sa direction d'aimantation et donc peut être reliée à un polariseur optique qui lui filtre les photons de direction différente à sa polarisation.

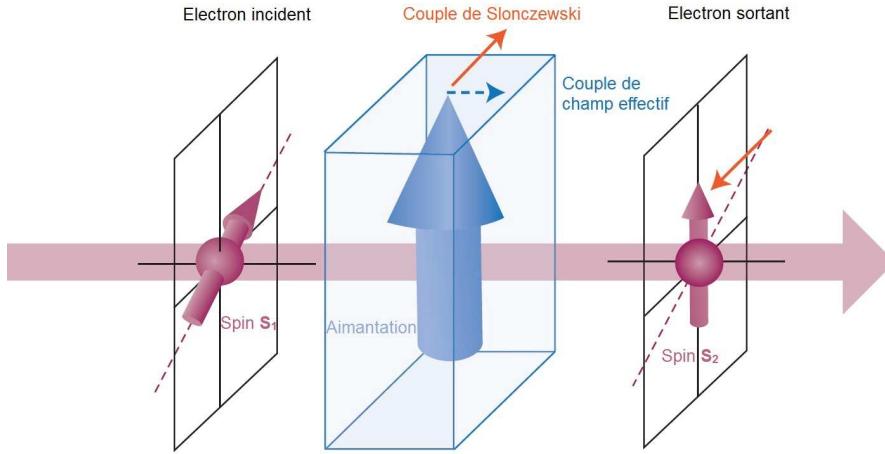


Figure I.16 – Couples induits par un courant polarisé en spin. Lorsqu'un courant polarisé en spin traverse un matériau ferromagnétique son interaction avec l'aimantation locale entraîne une rotation de son spin. Cette différence de polarisation produit des couples sur l'aimantation : un couple de transfert de spin dans le plan (S_1, S_2) appelé couple de Slonczewski (flèche fine orange) et un couple perpendiculaire à ce plan appelé couple de champ effectif (flèche fine en pointillé bleue) [44].

en spin. En supposant que les électrons conservent leur état de spin dans le matériau non-magnétique, ils vont aussi devoir s'aligner avec l'aimantation M_2 en entrant dans FM2. Si M_1 et M_2 ne sont pas colinéaires, la partie transverse²⁰ du moment angulaire de spin porté par les électrons est absorbée par l'aimantation locale [45]. Par conservation du moment angulaire [46] les spins des électrons exercent aussi un couple sur l'aimantation : si ce couple est suffisamment fort l'aimantation peut se retourner ou rentrer dans des états de précession. On parle alors de couple de transfert de spin pour qualifier le transfert de moment angulaire des spins des électrons de conduction vers l'aimantation (mais le couple d'amplitude égale et de sens opposé existe et transfère du moment angulaire de l'aimantation au spin des électrons de conduction).

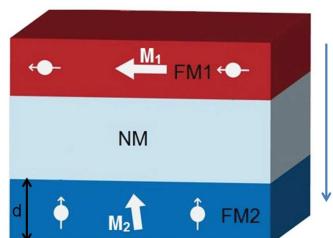


Figure I.17 – Schéma d'une tricouche magnétique traversée par un courant I avec FM1 (FM2) le matériau ferromagnétique 1 (2) et NM le matériau non-magnétique. Les aimantations M_1 et M_2 sont représentées par des flèches blanches et les électrons et leur spin par des disques blancs surmontés d'une flèche.

En 1996 Slonczewski et Berger décrivent théoriquement l'effet de transfert de spin [46]

20. L'adjectif transverse signifie perpendiculaire à la direction d'une onde ou d'un champ en physique.

[47]. Il définissent un couple appelé couple de Slonczewski et noté Γ_S . Ce couple n'est pas le seul couple de transfert de spin : il existe aussi un couple de transfert de spin transverse noté Γ_t [48, 49]. Une description détaillée de ces deux couples sera présentée dans les parties I.3.1.2 et I.3.1.3. Le couple de Slonczewski est dans le plan défini par les spins entrants et sortants (cf. figure I.16) alors que le couple transverse (aussi appelé couple hors du plan ou couple de champ effectif) est dans un plan perpendiculaire.

Pour décrire l'action de ces deux couples sur l'aimantation nous nous intéressons à présent à l'équation de la dynamique de l'aimantation.

I.3.1.1 Dynamique de l'aimantation

La dynamique de l'aimantation est régie par l'équation de Landau-Lifschitz-Gilbert qui s'écrit d'après [50] :

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}, \quad (\text{I.12})$$

où \times représente le produit vectoriel, \mathbf{m} est le vecteur aimantation normalisé $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{\|\mathbf{M}\|}$, $\gamma = \frac{\mu_0 g \mu_B}{\hbar}$ le rapport gyromagnétique avec g le facteur de Landé²¹, μ_B le magnéton de Bohr²², \hbar la constante de Planck réduite et \mathbf{H}_{eff} le champ magnétique effectif défini à partir du champ extérieur appliqué, de l'interaction d'échange, du champ dipolaire et du champ d'anisotropie dus à l'interaction de spin-orbite²³. Enfin α est la constante d'amortissement de Gilbert²⁴ qui caractérise le retour de l'aimantation vers son état d'équilibre. Cette équation fait intervenir des aimantations normalisées donc la dimension du membre de gauche et de droite est s^{-1} . Nous lui donnerons la dénomination couple²⁵ bien que l'unité mécanique du couple soit le N/m.

Arrêtons-nous sur cette équation pour comprendre la dynamique de l'aimantation. Le premier terme du membre de droite correspond à la précession de l'aimantation autour du champ effectif \mathbf{H}_{eff} : il s'agit d'un terme conservatif²⁶, dans le sens où il ne provoque pas de dissipation d'énergie. En présence de ce seul terme, l'aimantation tournerait indéfiniment dans un mouvement de précession autour de \mathbf{H}_{eff} (voir la trajectoire noire sur

21. Les facteurs de Landé du fer, et de multicouches de cobalt-nickel sont $g(\text{Fe})=2,115$ [51] et $g(\text{Co}|\text{Ni})=2,2$ [52]. Pour un alliage de CoFeB il vaut environ 2 [53].

22. Le magnéton de Bohr est une constante qui permet de relier le moment magnétique de l'électron à son moment angulaire. Il s'exprime à partir de constantes fondamentales et vaut pour l'électron $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ avec e la charge élémentaire et m_e la masse effective de l'électron.

23. Nous verrons plus en détail dans le chapitre I.3.2.1 cette interaction.

24. Quelques valeurs typiques du paramètre d'amortissement sont : $\alpha(\text{Co}) = 0,011$, $\alpha(\text{Fe}) = 0,002$, $\alpha(\text{Ni}) = 0,064$ et pour les alliages de CoFeB : $\alpha(\text{CoFeB}) = 0,004$ [54].

25. Quand on démontre l'équation précédente, on peut partir du moment magnétique μ purement orbital et du théorème du moment cinétique. Si le gradient de champ magnétique est nul alors il n'y a pas de force magnétique résultante d'où l'appellation couple.

26. Si on fait le produit scalaire avec l'aimantation normalisée dans l'équation I.12 où l'on ne conserve que le terme de champ effectif dans le membre de droite, ce dernier s'annule et le membre de gauche est la dérivée par rapport au temps du carré de la norme de l'aimantation à un facteur 2 près.

la figure I.18) : c'est le couple de précession. Ce cas idéal ne prend pas en compte les interactions avec le milieu extérieur, or il existe des couplages entre l'aimantation et son environnement composé de phonons²⁷, d'électrons (de conduction, d'orbitales proches...) et de magnons²⁸. De ces interactions résulte l'amortissement qui correspond au deuxième terme du membre de droite de l'équation (I.12). Ce terme perpendiculaire à l'aimantation et au terme de précession force l'aimantation à relaxer vers le champ effectif (cf. figure I.18). L'équation n'est alors plus conservative et le terme d'amortissement permet de décrire phénoménologiquement la dissipation d'énergie. Cependant le terme d'amortissement est généralement bien plus petit en norme que le terme de précession [28].

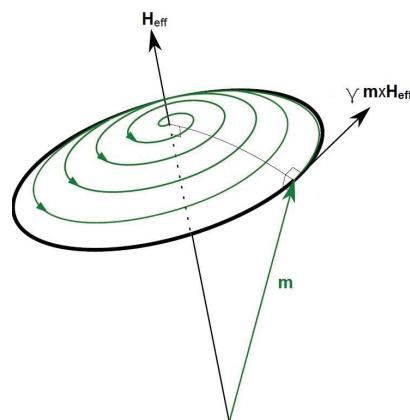


Figure I.18 – Illustration de la précession d'un moment magnétique normalisé \mathbf{m} autour d'un champ magnétique effectif \mathbf{H}_{eff} . La trajectoire en noir correspond au terme de précession seul alors que la trajectoire en vert qui s'enroule autour de \mathbf{H}_{eff} comprend le terme d'amortissement [28].

Nous allons voir maintenant comment cette équation est modifiée par l'addition des couples de transfert de spin et quelles en sont les conséquences.

I.3.1.2 Couple de Slonczewski

Le couple de Slonczewski normalisé par l'aimantation s'exprime en s^{-1} . Il est exercé par un courant de spin \mathbf{I}_s sur une aimantation normalisée \mathbf{m} d'un matériau ferromagnétique de volume V et s'écrit comme suit [44] :

$$\Gamma_s = -\frac{\gamma \hbar}{2eM_s V} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{I}_s). \quad (I.13)$$

Ajoutons ce terme dans l'équation (I.12) appelée alors équation de Landau-Lifschitz-Gilbert-Slonczewski (LLGS) :

27. Les phonons sont les quanta d'oscillation associés aux vibrations collectives des atomes dans un réseau cristallin.

28. Les magnons sont des ondes de spin, ou des modes d'excitation des spins des électrons du réseau.

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} - \frac{\gamma \hbar}{2eM_sV} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{I}_s). \quad (I.14)$$

Considérons maintenant le terme de Slonczewski dans l'équation (I.14) : si l'on remplace $\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}$ dans le terme d'amortissement par le membre de droite de (I.12) (en négligeant les termes en α^2) on a alors :

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \simeq -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff} - \alpha \gamma \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}) - \frac{\gamma \hbar}{2eM_sV} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{I}_s). \quad (I.15)$$

On voit que les deux derniers termes ont la même forme générale : si \mathbf{I}_s et \mathbf{H}_{eff} sont colinéaires et de même sens alors le terme d'amortissement et le terme de Slonczewski le sont aussi. Comme le couple d'amortissement, le couple de Slonczewski n'est pas conservatif. Suivant la direction du courant ces deux couples vont s'ajouter ou s'opposer. S'ils s'opposent, le couple de Slonczewski tend alors à contrer l'amortissement et s'il le supplanté il peut retourner l'aimantation : l'injection d'un courant polarisé en spin peut donc être un moyen de retourner l'aimantation. Ce mécanisme est à la base des STT-MRAM vues dans la partie I.1.4.2 qui ne nécessitent donc aucun champ magnétique pour être écrites.

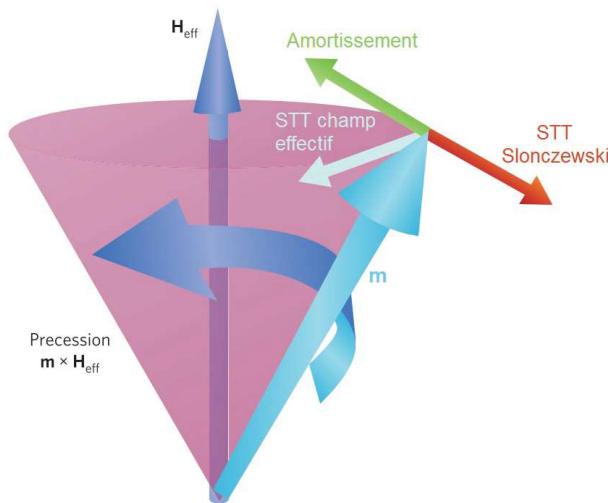


Figure I.19 – Schéma des couples s'exerçant sur l'aimantation normalisée \mathbf{m} décrits dans l'équation (I.18). On suppose que le courant de spin est positif : $I_s > 0$. Si le courant est de sens opposé les couples auront un sens opposé à celui présenté. \mathbf{H}_{eff} est le champ magnétique effectif [44].

L'équation (I.14) est valable dans le cas d'un courant de spins \mathbf{I}_s injecté dans un matériau ferromagnétique, \mathbf{I}_s celui-ci ayant été créé au préalable, par exemple par une couche ferromagnétique en amont : c'est le cas schématisé sur la figure I.17. Si le système étudié est une vanne de spin et que l'on suppose que le moment angulaire de spin est conservé lors du passage dans le matériau non-magnétique alors le couple de Slonczewski

normalisé s'écrit :

$$\boldsymbol{\Gamma}_S = -\frac{\gamma \hbar j P}{2M_{2s}te} \mathbf{m}_2 \times (\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1) \quad (I.16)$$

où j est la densité de courant, P et M_{2s} la polarisation et l'aimantation à saturation de la couche FM2 et t son épaisseur [55] (voir figure I.17). Si les deux aimantations ne sont pas colinéaires alors le couple est non nul et est orthogonal à l'aimantation \mathbf{M}_2 . Le résultat de l'équation (I.16) est indépendant du matériau magnétique et est vrai pour FM1 et FM2. Ainsi, la symétrie de ces couples ne correspond pas à un transfert de moment magnétique d'une couche ferromagnétique à l'autre mais bien d'un transfert de moment angulaire des spins des électrons de conduction vers les aimantations [44].

I.3.1.3 Couple de champ effectif

Le couple de champ effectif normalisé peut s'exprimer comme suit :

$$\boldsymbol{\Gamma}_t = -\frac{\gamma \hbar}{2eM_s V} \beta \mathbf{m} \times \mathbf{I}_s \quad (I.17)$$

où β est une constante adimensionnée qui donne la proportion relative du couple de champ effectif par rapport au couple de Slonczewski [44]. Si on revient au schéma I.17, on constate que le couple de champ effectif $\boldsymbol{\Gamma}_t$ est perpendiculaire à la polarisation en spin du courant mais aussi à \mathbf{M}_1 . Ainsi, il est perpendiculaire au couple de Slonczewski. Si on ajoute ce terme à l'équation (I.14), on obtient l'équation de la dynamique d'aimantation soumise à un transfert de spin :

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} - \frac{\gamma \hbar}{2eM_s V} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{I}_s) - \frac{\gamma \hbar}{2eM_s V} \beta \mathbf{m} \times \mathbf{I}_s. \quad (I.18)$$

On peut voir que $\boldsymbol{\Gamma}_t$ a la même forme que le couple de précession (premier terme du membre de droite de (I.18)). Si \mathbf{I}_s et \mathbf{H}_{eff} sont alignés, il est colinéaire au couple de précession et agit comme un champ magnétique, d'où l'appellation de champ effectif (voir figure I.19). Pour les systèmes généralement étudiés, ce couple est très petit par rapport au couple de Slonczewski : par exemple pour un système Cu/Co le couple de champ effectif est environ 50 fois inférieur au couple de Slonczewski [56]. Cependant, dans les jonctions tunnel magnétiques le couple de champ effectif doit être pris en compte [57, 58]. Dans ce cas, la conduction tunnel garde sélectivement une partie du courant (seulement les vecteurs d'onde perpendiculaires au plan des couches) : il n'y a plus de contribution de toute la surface de Fermi mais seulement d'une partie qui agit de manière constructive pour la création du couple de champ effectif [59].

On notera toutefois que le couple de champ effectif semble ne pas jouer un rôle essentiel dans le mécanisme de retournement de l'aimantation par couples de transfert de spin dans

les jonctions tunnel à aimantation perpendiculaire [60]. Ce couple de champ effectif modifie essentiellement la fréquence de précession de l'aimantation autour de son équilibre [60]. En résolvant l'équation (I.18) pour des jonctions magnétiques où les aimantations des deux couches ferromagnétiques sont perpendiculaires au plan des couches minces, on peut montrer que la densité de courant critique, à champ magnétique nul est [61] :

$$j_c^{STT} = \frac{2e\mu_0\alpha M_s t H_{K,eff}}{\hbar\eta} \quad (\text{I.19})$$

avec t l'épaisseur du matériau magnétique qui constitue la couche libre et η un paramètre qui prend en compte l'angle entre les aimantations de la couche ferromagnétique libre et celle de la couche de référence.

I.3.2 Couples de spin-orbite (SOT)

Dans le cadre du couple de transfert de spin, on a vu que le courant se polarise en spin en traversant un matériau ferromagnétique grâce à l'interaction d'échange. Un autre moyen de polariser le courant est l'utilisation de l'interaction spin-orbite qui peut être importante dans les métaux lourds²⁹ ou aux interfaces FM/NM par exemple. Ainsi, la couche magnétique polarisante essentielle pour le STT n'est pas nécessaire ici. L'utilisation du couple de spin-orbite permet de modifier la dynamique de l'aimantation grâce au transfert de moment angulaire du réseau vers l'aimantation locale.

I.3.2.1 Couplage de spin-orbite

L'interaction relativiste de spin-orbite couple le spin de l'électron et son moment orbital (qui provient de son mouvement). En effet lorsqu'un électron quasi-relativiste se déplace dans un champ électrique \mathbf{E} alors, dans son propre référentiel il va ressentir un champ magnétique \mathbf{B} défini par sa vitesse \mathbf{v} et la célérité de la lumière dans le vide c selon l'équation :

$$\mathbf{B} = -\frac{\mathbf{v} \times \mathbf{E}}{c^2}. \quad (\text{I.20})$$

Grâce à cette équation on voit que l'interaction spin-orbite (SO) n'a lieu qu'en présence d'un champ électrique et n'a de manifestation sensible que dans le cas où les électrons sont quasi-relativistes. La dernière hypothèse est vérifiée dans les métaux où les électrons de conduction (proches du niveau de Fermi) ont une vitesse de Fermi $v_F \approx 0,01c$. Pour la première hypothèse, la présence d'un champ électrique brise la symétrie d'un système,

29. Les métaux lourds sont des métaux de numéro atomique Z élevé comme par exemple le tantalum avec $Z(\text{Ta}) = 73$, le platine $Z(\text{Pt}) = 78$ et l'or $Z(\text{Au}) = 79$. Les matériaux à fort couplage de spin-orbite sont les matériaux « lourds » puisque le couplage de spin-orbite dépend du champ électrique rayonné par l'atome qui est proportionnel au carré du numéro atomique Z .

donc d'après le principe de Curie « lorsque certains effets révèlent une certaine dissymétrie, cette dissymétrie doit se retrouver dans les causes qui lui ont donné naissance » [62], il doit exister une dissymétrie interne au système. Cette dissymétrie inhérente au couplage spin-orbite peut être créée par une brisure de symétrie par exemple une symétrie par rapport à un point (centrale) ou une symétrie orthogonale par rapport à un plan (ou symétrie miroir). Ces brisures de symétrie peuvent avoir lieu au niveau atomique (comme un cristal non-centrosymétrique³⁰) ou à des échelles plus grandes (comme une tricouche NM1/FM/NM2 avec $NM1 \neq NM2$). Nous allons nous concentrer sur les systèmes asymétriques de type tricouche. Une autre remarque peut-être faite : d'après l'équation (I.20) le champ magnétique ressenti par l'électron varie en fonction du champ électrique et de sa vitesse de Fermi. La vitesse de Fermi dépend des matériaux (voir la référence [63] pour les valeurs de v_F de quelques métaux), il en va de même pour le champ électrique perçu par les électrons. En choisissant des matériaux à fort couplage de spin-orbite tels que l'or, le platine ou le tantal (voir le tableau 1 de [64]), l'interaction SO est maximisée au sein des matériaux. De plus, la présence d'atomes lourds à l'interface NM/FM augmente le couplage spin-orbite d'interface [65, 66]. Ainsi nous utiliserons des tricouches asymétriques dans lesquelles le matériau NM est un matériau à fort couplage de spin-orbite.

Dans les tricouches magnétiques de type NM1/FM/NM2 (voir figure I.20), les deux interfaces NM1/FM et NM2/FM sont différentes car NM1 et NM2 sont deux matériaux différents. Ainsi les champs cristallins \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 aux interfaces sont différents, ce qui implique un champ résultant $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$ différent de zéro ressenti dans le matériau ferromagnétique : on parle alors de non compensation du champ électrique cristallin.

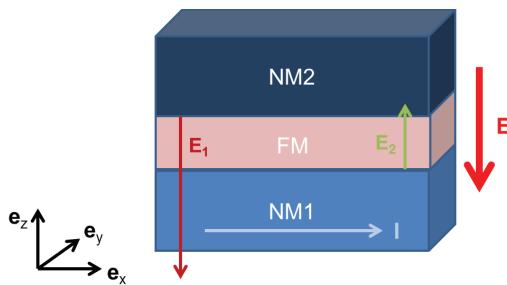


Figure I.20 – Schéma d'une tricouche composée de deux matériaux non magnétiques différents (NM1 et NM2) entourant un matériau ferromagnétique. Dans ces structures, un champ électrique \mathbf{E} apparaît du fait de l'asymétrie structurelle qui implique des champs cristallins \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 différents. \mathbf{j} est la densité de courant parcourant NM1.

Le couplage spin-orbite est aussi à l'origine de l'effet Hall extraordinaire ou effet Hall anomal³¹. Il consiste en l'apparition d'un courant de charge perpendiculaire au courant

30. Un cristal centrosymétrique est un cristal qui possède un centre d'inversion, *i.e.* un point par rapport auquel existe une symétrie centrale.

31. L'effet Hall« normal » est un effet qui se manifeste lorsqu'un courant qui traverse un métal est soumis à un champ magnétique extérieur perpendiculaire au plan de conduction. Dans ce cas il apparaît une différence de potentiel aux bornes du matériau, perpendiculaire à la direction du courant [67]. Cet

de charge initial dans un matériau ferromagnétique. Le mécanisme physique sous-jacent a les mêmes origines que l'effet Hall de spin (voir la partie I.3.2.2.b.). Dans un métal ferromagnétique la conduction est effectuée majoritairement par les électrons d'une polarité de spin donnée. Ainsi s'il existe un courant de spin créé par le couplage spin-orbite, il s'accompagne d'un courant de charge. Le courant produit, polarisé en spin et perpendiculaire au courant initial, est proportionnel à la composante M_z de l'aimantation pour des tricouches comme présentées figure I.20. On pourra se reporter à la référence [68] pour une revue détaillée de l'effet Hall anomal.

I.3.2.2 Origine physique

Nous allons maintenant voir comment le couplage spin-orbite peut créer un courant de spin à partir d'un courant de charge. Deux effets ont été identifiés : l'effet Hall de spin (SHE en anglais) et l'effet Rashba qui correspondent pour le premier à un effet volumique et pour le second à un effet surfacique. Dans le cas de l'effet Rashba, les couples de spin-orbite sont créés par les électrons de conduction à l'interface entre le matériau ferromagnétique et le matériau non magnétique. Dans celui de l'effet Hall de spin, le courant de spin est produit en amont dans une couche métallique adjacente et injecté dans le ferromagnétique. Ces couples agissent tous deux sur l'aimantation locale.

a. L'effet Rashba

Lorsqu'un gaz d'électrons mobiles bidimensionnel (ou un courant électrique) présent dans un matériau est soumis à un champ électrique perpendiculaire au plan du gaz d'électrons, l'interaction spin-orbite génère un décalage entre les bandes paraboliques d'énergie des électrons de spin \uparrow et \downarrow [69, 70]. Ce phénomène est décrit par un couple (ou un champ magnétique \mathbf{B} associé à ce couple par la relation $\Gamma = \mathbf{M} \times \mathbf{B}$) nommé Rashba³², qui interagit avec l'aimantation locale via l'interaction d'échange [70, 72]. Un raisonnement naïf permet de comprendre la symétrie des couples engendrés par l'effet Rashba. Reprenons l'équation (I.20) pour un électron de conduction dans un métal soumis à un courant \mathbf{I} de direction \mathbf{e}_x et un champ électrique selon \mathbf{e}_z provenant de la brisure de symétrie due aux matériaux comme présenté sur la figure I.20.

On a alors un champ magnétique Rashba sur les électrons de conduction

$$\mathbf{B} = -\frac{vE}{c^2} \mathbf{e}_x \times \mathbf{e}_z \quad (\text{I.21})$$

proportionnel à \mathbf{e}_y , c'est-à-dire perpendiculaire au courant \mathbf{I} et au champ électrique \mathbf{E} . En réutilisant l'équation (I.20) on trouve le couple associé au champ Rashba crée par un électron quasi-relativiste de vitesse \mathbf{v} qui vaut :

effet est utilisé pour les mesures de champ magnétique qui se réduisent alors à une mesure de tension.

³². Il existe un effet similaire à l'effet Rashba qui existe dans le volume d'un matériau non-centrosymétrique : l'effet Dresselhaus [71].

$$\boldsymbol{\Gamma}_{\mathbf{R},t} \propto \mathbf{M} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{E}). \quad (\text{I.22})$$

On voit que ce couple a la même forme que le couple de champ effectif (ou couple transverse) du STT de l'équation (I.18) : par analogie nous donnons donc à $\boldsymbol{\Gamma}_{\mathbf{R},t}$ le nom de couple Rashba de champ effectif. Ce raisonnement sur un seul électron peut s'élargir à tous les électrons de conduction : en moyennant sur toutes les vitesses des électrons on obtient aussi le couple précédent où \mathbf{v} représente cette fois la vitesse de dérive [70]. De même que pour le STT introduit précédemment, il existe un autre couple Rashba de même forme que l'amortissement ou que le couple de Slonczewski et noté $\boldsymbol{\Gamma}_{\mathbf{R},s}$ [73, 74].

Le terme $\boldsymbol{\Gamma}_{\mathbf{R},t}$ peut s'expliquer en s'appuyant sur la structure de bande des matériaux étudiés. D'après l'équation (I.22) le couple de champ effectif est proportionnel à la vitesse des électrons. Les électrons de spins \uparrow et \downarrow ont des vitesses différentes car le matériau est ferromagnétique, aussi le champ magnétique perçu n'a ni la même amplitude, ni même sens pour les spins \uparrow et \downarrow .

Le champ Rashba induit une rotation de l'axe de quantification du moment magnétique des électrons par rapport à celui défini par l'interaction d'échange. Cette rotation est différente pour les électrons de spin \uparrow et \downarrow car leurs vitesses ne sont pas les mêmes et donc le champ Rashba ressenti dépend de la polarité en spin. Cependant, si tous les spins des électrons ont un axe de quantification différent, la somme sur toute la sphère de Fermi des variations de direction des spins est nulle puisque les électrons de spin \uparrow et \downarrow ont des contributions opposées avec le champ Rashba (voir figure I.21) [75].

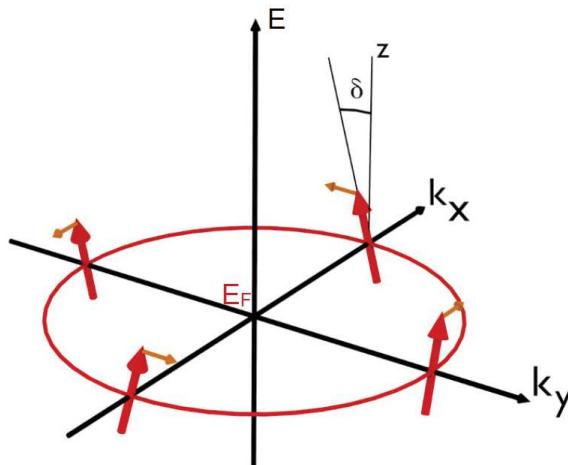


Figure I.21 – Schéma de l'effet du couple Rashba de champ effectif $\boldsymbol{\Gamma}_{\mathbf{R},t}$ sur les spins des électrons majoritaires (flèches rouges) du niveau de Fermi E_F (cercle rouge). Les flèches de couleur orange (contenues dans un plan parallèle à $(0, \mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y)$) indiquent le champ magnétique Rashba ressenti par les spins des électrons. On remarque que deux spins avec des vecteurs d'onde \mathbf{k} opposés ressentent un champ Rashba opposé. L'intégration de tous ces champs sur la surface de Fermi donne un résultat nul [76].

Raffinons à présent le raisonnement précédent pour prendre en compte le fait que les

électrons sont des électrons de conduction et donc qu'ils sont soumis à un champ électrique de dérive, source du courant qui traverse le matériau. Il apparaît alors un décalage des sphères de Fermi associées respectivement aux spins \uparrow et \downarrow . On peut voir le décalage de la bande des électrons majoritaires sur la figure I.22 pour un champ électrique de dérive selon $-\mathbf{e}_x$ (cercle rouge décalé par rapport au cercle rouge en pointillés). Les vecteurs d'onde \mathbf{k}_{F_x} ³³ et \mathbf{k}_{F-x} n'ont plus la même valeur absolue et si l'on recalcule l'intégrale des champs Rashba sur toute la surface de Fermi on obtient une valeur différente de zéro correspondant au champ Rashba ressenti par les électrons. D'après la figure I.22 le champ effectif Rashba est perpendiculaire aux deux champs électriques et est hors du plan du courant, ce qui est caractéristique d'un couple de champ effectif [77]. Dans cette démonstration nous n'avons pas pris en compte les électrons minoritaires : ils ont une surface de Fermi de diamètre plus petit que celle des électrons majoritaires et l'effet Rashba s'applique de la même façon sur eux (voir figure 2 de l'article [75]). Cependant leurs vecteurs d'onde étant plus petits ils ne peuvent pas annihiler l'effet expliqué ci-dessus, mais le diminuent. En conclusion, un couple Rashba de champ effectif est créé lorsqu'un courant traverse un matériau ferromagnétique avec une asymétrie (type NM1/FM/NM2) sur les électrons de conduction.

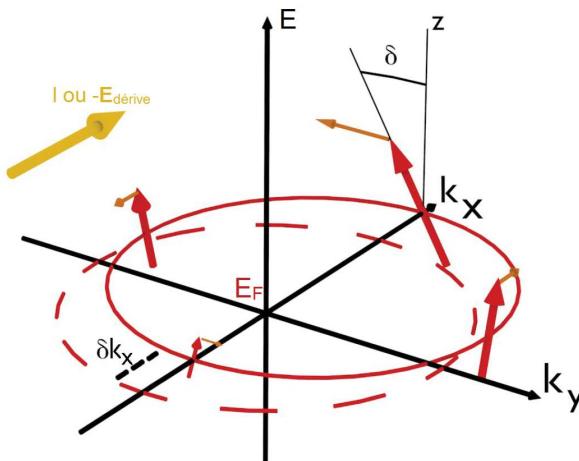


Figure I.22 – Schéma de l'effet du couple Rashba de champ effectif $\Gamma_{R,t}$ sur les spins des électrons majoritaires (flèches rouges) du niveau de Fermi E_F (cercle rouge). Les flèches de couleur orange (contenues dans un plan parallèle à $(0, \mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y)$) indiquent le champ magnétique Rashba ressenti par les spins des électrons. L'intégration de tous ces champs sur la surface de Fermi donne maintenant un résultat non nul [76].

Dans les conditions énoncées plus haut, le champ Rashba modifie l'axe de quantification du spin des électrons de conduction s. Ces derniers transfèrent cette rotation au spin des électrons d, via l'interaction s-d. L'axe de quantification des spins des électrons d définissant la direction de l'aimantation, une modification de celui-ci implique une rotation de l'aimantation. Ainsi, il existe un couple Rashba de champ effectif qui peut modifier

33. La vitesse de Fermi \mathbf{v}_F est reliée au vecteur d'onde au niveau de Fermi \mathbf{k}_F par la relation $\mathbf{v}_F = \frac{\hbar \mathbf{k}_F}{m}$.

la direction de l'aimantation. Pour un matériau à aimantation perpendiculaire de type Pt/Co/AlOx, la théorie prévoit que le couple $\Gamma_{R,t}$ est supérieur au couple de Slonczewski $\Gamma_{R,S}$ d'un ordre de grandeur environ [73].

b. Effet Hall de Spin (SHE)

L'effet Hall de spin a été prédit par D'yaknov et Perel en 1971. Ces auteurs montrent que le couplage spin-orbite dans un conducteur traversé par un courant électrique de densité j_c induit des courants de spin j_s perpendiculaires au courant de charge et tel que $j_s = \theta_{sh} j_c$ avec θ_{sh} l'angle de Hall de spin. Ce courant provoque une accumulation de spins à la surface du conducteur, les spins étant orientés parallèlement à ses faces (voir figure I.23). Les directions de spin sur deux interfaces en vis-à-vis sont colinéaires mais de sens opposé, tout en étant perpendiculaires au courant de charge [78]. Dans le cas de couches minces, seule la densité de courant perpendiculaire au courant de charge et au plan des couches est utilisée pour l'injection des spins dans la couche ferromagnétique adjacente (les spins accumulés dans l'autre direction ne peuvent pas être transmis car il n'y a pas de matériau adjacent). Ainsi, le SHE permet de convertir un courant de charge en courant de spin sans l'intermédiaire d'un matériau ferromagnétique. L'effet Hall de spin a deux origines distinctes : un effet intrinsèque et un effet extrinsèque.

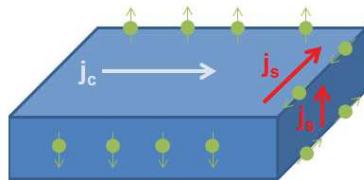


Figure I.23 – Schéma de l'effet Hall de spin dans un métal : un courant de charge de densité j_c traverse le métal et provoque des courants de spin de densités j_s qui lui sont perpendiculaires. Des accumulations de spins (ronds surmontés d'une flèche verte) apparaissent sur les surfaces.

L'effet extrinsèque a lui-même deux contributions : le « skew-scattering » (littéralement diffusion oblique) et le « side-jump » (littéralement saut de côté). Le « skew-scattering » correspond à la diffusion d'un électron de conduction par une impureté. Lorsque l'électron arrive à proximité d'une impureté, il ressent le champ électrique rayonné par celle-ci (voir figure I.24(a)) qui se traduit par un champ magnétique dans le référentiel qui lui est associé (voir équation (I.20)). Le spin de cet électron se couple à ce champ magnétique et engendre une diffusion inélastique de l'électron sur l'impureté dont le sens dépend du spin de l'électron (voir figure I.24(a)). On obtient alors après plusieurs diffusions sur les impuretés un courant de spin dans le métal [79]. Le mécanisme de « side-jump » met en jeu quant à lui un paquet d'onde arrivant sur une impureté. Les orbitales des électrons composant ce paquet d'onde sont déformées à proximité du champ électrique rayonné par l'impureté via le couplage spin-orbite. Il en résulte un décalage du centre de gravité du

paquet d'onde associé à chaque composante de spin dans une direction perpendiculaire à la variation d'impulsion [80] (voir figure I.24(b)).

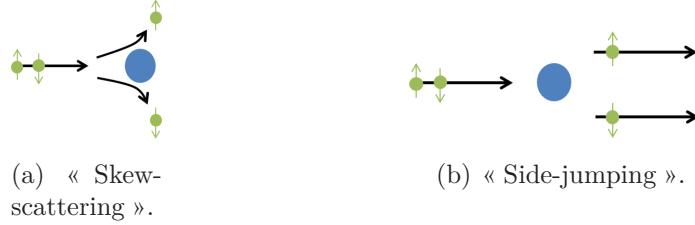


Figure I.24 – Représentation schématique des mécanismes extrinsèques d'effet Hall de spin avec les électrons de conduction en vert surmontés d'une flèche verte (leur spin) arrivant sur une impureté (disque bleu).

L'effet intrinsèque découle des propriétés des structures de bandes [81, 64] : le couplage de spin-orbite décale les bandes de conduction en spin au voisinage du niveau de Fermi [64]. Cet effet existe aussi en l'absence d'impureté. La déviation des spins n'a pas lieu uniquement sur les impuretés mais dans tout le matériau pour les électrons de la bande de conduction. Kontani et al. ont proposé un modèle pour l'effet Hall de spin intrinsèque [82, 83, 64], qui se fonde sur les travaux de Karplus et Luttinger [84]. Dans leur approche le SHE résulte des transitions inter-bandes et du couplage spin-orbite dans des métallos de transition non-magnétiques [83]. Considérons un électron de spin \uparrow se déplaçant dans un cristal métallique comme le platine. Un électron dans une orbitale d_{xy} peut passer dans une orbitale de type $d_{x^2-y^2}$ ou s , et vice-versa, par le biais du couplage spin-orbite [83]. Suivant le sens du saut entre deux orbitales (par exemple $d_{x^2-y^2} \rightarrow d_{xy}$ ou $d_{xy} \rightarrow d_{x^2-y^2}$) effectué par l'électron et le signe du couplage spin-orbite, il apparaît un flux magnétique effectif. Pour un même sens de saut les électrons de spins \uparrow et \downarrow ressentent des flux magnétiques effectifs opposés : il en résulte un flux d'électrons car les électrons n'ont pas le même sens de déviation [83].

Quand un matériau ferromagnétique est au contact du matériau traversé par un courant de charge, alors les spins accumulés à l'interface diffusent dans le matériau ferromagnétique et engendrent des couples agissant sur l'aimantation, induits par l'effet de transfert de spin vu en partie I.3.1 ; voir la figure I.25. L'effet Hall de spin conduit donc à deux couples qui s'exercent sur l'aimantation : un couple de type champ effectif et un couple de type Slonczewski. Cependant, comme discuté en I.3.1, on s'attend à ce que le couple de type Slonczewski soit beaucoup plus grand que le couple transverse d'après les calculs théoriques.

On considère un métal lourd de type tantale, de forme parallélépipédique dans lequel circule un courant de charge selon la direction e_x et surmonté d'un matériau ferromagnétique d'épaisseur t (voir la figure I.25). Le couplage de spin-orbite produit un courant de spin selon e_z via l'effet Hall de spin, qui pénètre dans le matériau ferromagnétique avec

des spins orientés selon \mathbf{e}_y . Le couple de type Slonczewski exercé par ce courant de spin sur l'aimantation réduite \mathbf{m} et dirigé suivant \mathbf{e}_x vaut [61] :

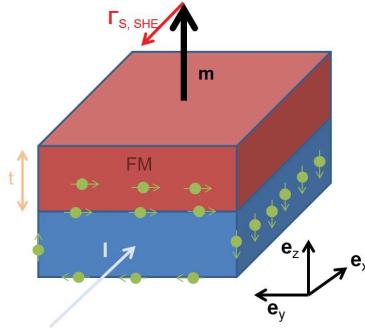


Figure I.25 – Schéma de l'effet Hall de spin dans un métal surmonté d'un ferromagnétique : un courant de charge I traverse le métal et crée des accumulations de spins (ronds surmontés d'une flèche verte) aux interfaces. Les électrons pénètrent ensuite dans le métal ferromagnétique d'aimantation \mathbf{M} . Le couple de type Slonczewski $\Gamma_{\text{SHE},\mathbf{S}}$ (flèche rouge) induit par l'effet Hall de spin peut permettre de renverser l'aimantation.

$$\Gamma_{\text{SHE},\mathbf{S}} = \frac{\gamma \hbar j_c \theta_{SH}}{2etM_s} \mathbf{m} (\times \mathbf{e}_y \times \mathbf{m}). \quad (\text{I.23})$$

On remarque que ce couple, par rapport au couple de transfert de spin de type Slonczewski (voir équation I.16) ne dépend pas de la polarisation mais de l'angle de Hall de spin.

Considérons deux systèmes de dimensions latérales égales, dont les épaisseurs de couche mince du matériau ferromagnétique doux sont égales et composés pour le premier système d'une tricouche NM/FM/oxyde, pour l'autre d'un empilement NM/FM/oxyde/FM1 avec les matériaux NM, FM et oxyde semblables pour les deux structures. Soit j_c^{SHE} la densité de courant critique de retournement de l'aimantation de FM par couples de spin-orbite qui a pour origine l'effet Hall de spin. Soit j_c^{STT} la densité de courant critique de retournement de l'aimantation de FM par couple de transfert de spin de type Slonczewski. Le rapport de ces deux densités de courant critiques vaut, en supposant le champ magnétique dans le plan négligeable par rapport au champ d'anisotropie effective [61] :

$$\frac{j_c^{\text{SHE}}}{j_c^{\text{STT}}} \approx \frac{P}{\alpha \theta_{SH}}. \quad (\text{I.24})$$

Ce rapport peut être assez grand suivant les valeurs de la polarisation P , de l'amortissement α et de l'angle de Hall de spin θ_{SH} et valoir environ 10 [61]. Cela implique un couple de spin-orbite plus efficace que le couple de transfert de spin si l'on choisit les matériaux judicieusement.

Nous avons vu que les couples de spin-orbite de type Slonczewski et de champ effectif ont deux origines : l'effet Rashba et l'effet Hall de spin. Le deux origines physiques

contribuent aux deux couples et donc les deux origines sont difficiles à distinguer expérimentalement. Cependant le couple de champ effectif serait majoritairement issu de l'effet Rashba et le couple de type Slonczewski aurait une contribution principale due à l'effet Hall de spin [85].

I.3.2.3 Confirmations expérimentales

La première mise en évidence expérimentale vise à prouver l'existence du couple de type champ effectif. Pour cela Chernyshov et al. ont utilisé un semi-conducteur cristallin de structure type wurzite [86]. Cette structure cristalline hexagonale non centro-symétrique permet d'avoir un champ magnétique Rashba. Les auteurs ont injectés du courant dans le semi-conducteur à une température de quelques dizaines de kelvin et ont réussi à moduler la direction de l'axe d'anisotropie facile grâce au couple de champ effectif d'origine l'effet Rashba. La preuve expérimentale à température ambiante de ce couple a été apportée par Miron et al. dans des nanofils de Pt/Co/AlOx de 500 nm de largeur et 5 μm de longueur dans lesquels ils ont injecté des impulsions de courant de 100 ns (voir figure I.26).

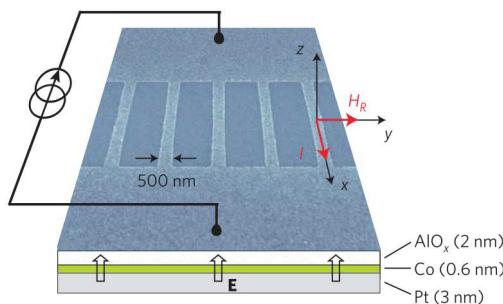


Figure I.26 – Montage de l'expérience de Miron et al. [21]. L'image des nanofils a été effectuée au microscope électronique à balayage. Les flèches rouges sur les axes du repère représentent le courant électrique **I** produit par le générateur et le champ Rashba de type champ effectif \mathbf{H}_R . Les flèches blanches représentent le champ électrique **E**; son sens a été déduit de l'expérience.

L'aimantation du cobalt est hors du plan des couches minces et les deux interfaces de natures différentes créent un champ électrique non-compensé dans le cobalt. L'injection d'impulsions de courant dans les pistes nucléées des domaines magnétiques dans la piste. Cette nucléation est activée thermiquement par l'effet Joule. Si aucun champ magnétique extérieur n'est appliqué, on peut voir grâce à l'image au microscope à effet Kerr³⁴ que la nucléation a lieu dans la moitié des fils environ aux densités de courant utilisées (voir l'image du haut de I.27). Si un champ magnétique extérieur est appliqué selon $\pm \mathbf{e}_y$ on

34. Le microscope à effet Kerr est un microscope magnéto-optique qui permet de visualiser grâce à l'interaction lumière-matière magnétique la direction de l'aimantation. Ici la direction d'aimantation sondée est perpendiculaire au plan des couches. Le noir code pour une aimantation pointant vers nous (par exemple), le blanc pour une aimantation dans le plan des couches.

observe un changement du nombre de nucléations comme présenté sur les deux images du bas de la figure I.27. Si le champ magnétique extérieur est selon $+e_y$ alors la nucléation est favorisée, s'il est selon $-e_y$ la nucléation est inhibée. Supposons qu'il n'existe pas de champ magnétique \mathbf{H}_R ³⁵, les deux directions de \mathbf{H}_{ext} seraient équivalentes. Or on constate que ce n'est pas le cas, on en conclut qu'il existe un autre champ magnétique qui est de sens opposé à \mathbf{H}_{ext} dans la troisième image selon $+e_y$: c'est le champ \mathbf{H}_R . Pour prouver les résultats précédents, les auteurs ont effectué la même étude en inversant le sens du courant [21]. En l'absence de champ magnétique extérieur les résultats observés sont les mêmes : un fil sur deux environ contient des domaines magnétiques. Par contre, avec le champ magnétique les effets sont inversés : si \mathbf{H}_{ext} est selon $+e_y$ la nucléation est inhibée, s'il est suivant $-e_y$ la nucléation est favorisée. On a alors un champ effectif lié au sens du courant qui crée un couple de champ effectif sur l'aimantation. Ce champ magnétique effectif n'est pas colinéaire à l'axe facile d'anisotropie, donc il ne permet à priori pas de retourner l'aimantation. Il joue néanmoins sur la barrière énergétique qui sépare les états d'aimantation \uparrow et \downarrow . En effet, si \mathbf{H}_R est de même sens que \mathbf{H}_{ext} alors la nucléation est favorisée, alors que s'ils sont de sens opposé, la barrière énergétique entre les deux états d'aimantation augmente et la nucléation est inhibée.

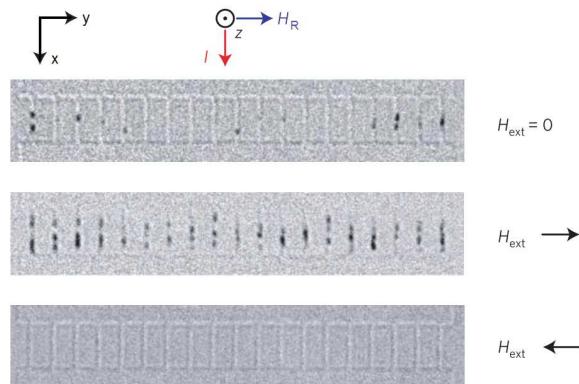


Figure I.27 – Résultats de l'expérience de Miron et al. [21] dans laquelle un courant **I** (flèche rouge) traverse les nanofils en présence ou non d'un champ magnétique extérieur \mathbf{H}_{ext} . Les images des nanofils ont été prises au microscope optique à effet Kerr. La flèche bleue représente le champ Rashba de type champ effectif \mathbf{H}_R . Pour chaque image, le champ magnétique extérieur appliqué \mathbf{H}_{ext} est représenté à droite des images par les flèches noires.

En comparant les effets observés dans les structures symétriques de Pt/Co/Pt et asymétriques de Pt/Co/AlOx les auteurs ont pu déduire la valeur de ce champ effectif $H_R \approx 1$ T pour des densités de courant $j_c \approx 10^{12}$ A/ 2 [21]. En utilisant une méthode plus précise pour mesurer les couples de spin-orbite, Pi et al. ont obtenu pour les mêmes matériaux des valeurs de champ effectif $H_R \approx 10$ mT pour des impulsions de courant de durée 100 ns et de

³⁵. Les auteurs ont appelés ce champ effectif Rashba mais l'origine de ce couple peut aussi être attribuée à l'effet Hall de spin.

densité $j_c = 4 \times 10^{10} \text{ A}/\text{m}^2$. Cependant d'autres effets, notamment les effets thermiques n'ont pas été pris en compte et en tenant compte de ces effets Garello et al. [87] ont obtenu une valeur de $H_R \approx 6 \text{ mT}$ pour une aimantation perpendiculaire au plan des couches minces et une densité de courant $j_c \approx 10^{11} \text{ A}/\text{m}^2$.

Le couple de spin-orbite de type Slonczewski a été utilisé par Ando et al. pour manipuler la relaxation de l'aimantation [88]. Dans des empilements de Pt/NiFe, les auteurs ont injecté du courant électrique alternatif dans la couche mince de platine et ont mesuré la résonance ferromagnétique³⁶. En étudiant leurs résultats expérimentaux, ils ont démontré que l'amortissement peut être modulé par l'effet Hall de spin qui produit donc un couple de type Slonczewski, car les effets observés ne peuvent ni être des effets de chauffage, ni les effets d'un champ d'Oersted qui dans leur cas est négligeable et ni être expliqués par des effets thermoélectriques [88]. Des résultats similaires ont été ensuite trouvé par Liu et al [90]. L'utilisation du couple de spin-orbite de type Slonczewski pour retourner l'aimantation a été prouvée par Miron et al. [91]. Ils ont utilisé une tricouche de Pt/Co/AlO_x dans laquelle le cobalt et l'alumine sont lithographiés sous la forme d'un plot carré de 500 nm de côté sous lequel le platine forme une croix de Hall (voir figure I.28). Un champ magnétique extérieur colinéaire au courant, \mathbf{H}_x , est utilisé avec une petite composante hors du plan incliné de 2° par rapport à ce dernier pour éviter que l'aimantation monodomaine ne se brise en domaines magnétiques. La composante de l'aimantation selon \mathbf{e}_z est sondée via l'effet Hall extraordinaire : on considérera que $M > 0$ correspond à une aimantation selon $+\mathbf{e}_z$ et $M < 0$ à une aimantation selon $-\mathbf{e}_z$. Le courant est injecté sous forme d'impulsions de 15 ns et sa densité de courant de charge est notée j_c .

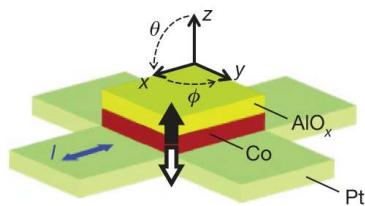


Figure I.28 – Configuration de l'expérience de Miron et al. [91]. La flèche bleue représente la direction du courant électrique \mathbf{I} . Les flèches noire ($M > 0$) et blanche ($M < 0$) représentent les positions d'équilibre de l'aimantation : l'anisotropie est hors du plan des couches.

Les auteurs appliquent un champ magnétique extérieur H_x croissant et pour chaque valeur de ce champ magnétique des impulsions de courant positive puis négative sont envoyées dans la piste de platine. Après chaque impulsion l'état d'aimantation est sondé via la mesure de la résistance de Hall : R_{Hall} et le résultat de ces mesures est présenté figure I.29. On peut voir que pour $H_x < 0$ l'aimantation est toujours selon $+\mathbf{e}_z$ après les

36. La résonance ferromagnétique est une technique d'étude spectroscopique de l'aimantation des matériaux ferromagnétiques. Pour plus d'explications sur cette technique et son utilisation sur des films minces, on pourra se reporter à la référence [89].

impulsions positives et selon $-\mathbf{e}_z$ après les impulsions négatives. Ce résultat prouve le retournement de l'aimantation de manière déterministe par un courant dans la piste de métal lourd. De plus, le comportement trouvé est bipolaire en champ magnétique et en courant. La dépendance du retournement de l'aimantation en fonction de la direction du champ magnétique appliqué montre que le couple agissant sur l'aimantation est proportionnel à la projection de \mathbf{M} sur la direction du courant de charge. De plus, le champ effectif de ce couple est perpendiculaire \mathbf{M} . On a donc : $\mathbf{H}_{eff} \propto \mathbf{e}_y \times \mathbf{M}$. Ce champ est bipolaire en \mathbf{j} d'où $\mathbf{H}_{eff} \propto (\mathbf{e}_z \times \mathbf{j}_c) \times \mathbf{M}$, où \mathbf{e}_z définit la direction de la brisure de symétrie.

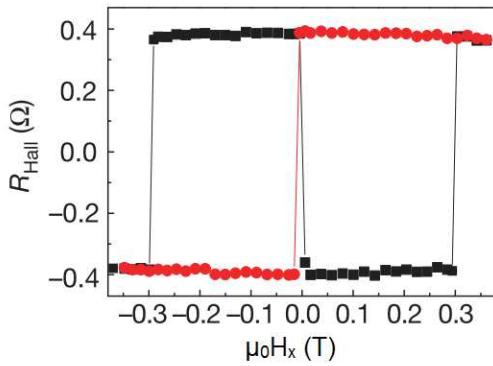


Figure I.29 – Résistance de Hall (proportionnelle à M_z) en fonction du champ magnétique extérieur \mathbf{H}_x . Les cercles rouges correspondent à M_z après des impulsions négatives et les carrés noirs après les impulsions positives [91].

Les couples de spin-orbite ont aussi été mesuré par Garello et al. [87] dans des couches de Pt/Co/AlOx et de Ta/CoFeB/MgO à aimantation perpendiculaire. Les auteurs ont utilisé des croix de Hall pour mesurer la tension de Hall. L'aimantation est excitée par un courant alternatif de fréquence f injecté dans la couche de métal lourd par les couples de spin-orbite et une tension de Hall à la fréquence $2f$ est mesurée. Pour le Pt/Co/AlOx, le champ magnétique associé au couple de type Slonczewski vaut $H_d \approx 5$ mT pour une densité de courant $j \approx 10^{11} \text{ A/m}^2$. Les valeurs des champs effectifs liés aux couples de spin-orbite de type Slonczewski et de type champ effectif sont assez similaires pour les structures Pt/Co/AlOx et valent respectivement 6,9 mT et -4 mT pour des densités de courant de $j \approx 10^{11} \text{ A/m}^2$. Ces couples sont très sensibles à la qualité des interfaces, aux matériaux utilisés et aux épaisseurs des matériaux, notamment celle du matériau ferromagnétique [85, 87].

De nombreuses autres équipes ont mesuré les couples de spin-orbite dans les systèmes Pt/Co/AlOx ou Ta/CoFeB/MgO notamment celle de l'université de Cornell [23]. Les auteurs de cette étude ont été les premiers à étudier le système composé de Ta/CoFeB/MgO pour lequel un angle de Hall de spin de 0,12 a été trouvé. Les angles de Hall de spin sont cependant assez difficiles à extraire des mesures expérimentales et la variété des valeurs trouvées (voir le tableau 1 de la référence [79]) suggère d'utiliser ces valeurs avec précau-

tion.

I.3.2.4 Mécanismes de retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite

Les premiers modèles de retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite ont utilisé l'hypothèse du macrospin, c'est-à-dire que l'aimantation tourne d'un seul tenant pour passer d'un état stable monodomaine à un autre. En intégrant l'équation de LLG (I.18) avec le terme d'effet Hall de spin, Lee et al. trouvent que pour les matériaux avec des constantes d'amortissement supérieures à 0,03 l'aimantation ne rentre pas dans des états de précession mais se retourne directement [61]. Pour des constantes d'amortissement plus faibles, l'aimantation rentre dans des états de précession qui conduisent à un retournement de l'aimantation aléatoire suivant la valeur du paramètre d'amortissement [61]. Les auteurs prescrivent alors d'utiliser des matériaux à forte constante d'amortissement (autour de 0,1) pour obtenir un retournement de l'aimantation déterministe. Dans ce cas, la densité de courant critique par couples de spin-orbite de type spin Hall vaut :

$$j_c = \frac{2eM_st\mu_0}{\hbar\theta_{SH}} \left(\frac{H_{K,eff}}{2} - \frac{H_x}{\sqrt{2}} \right), \quad (\text{I.25})$$

en supposant que le champ d'anisotropie effectif $H_{K,eff}$ est très grand devant le champ magnétique extérieur appliqué selon la direction e_x [61]. Avec cette formule, on peut voir que le courant critique de retournement par couples de spin-orbite dépend linéairement de l'anisotropie. Si l'on diminue la constante d'anisotropie, le courant critique SOT diminue : c'est l'idée directive de cette thèse.

Cette première description ne rend cependant pas compte de la réalité du retournement de l'aimantation notamment dans le cas d'un empilement de Ta/CoFeB/MgO [92] ou dans des empilements de Pt/Co/AlOx comme prédit théoriquement [93, 94]. En présence de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya [95, 96] les moments magnétiques sont inclinés hors de l'axe d'anisotropie aux bords de l'échantillon (voir la figure I.30(a)). L'inclinaison des moments magnétiques due à l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya couplée à la présence d'un champ magnétique extérieur selon e_x aide la nucléation sur un bord de l'échantillon : sur la figure I.30(b) au niveau du bord droit de l'échantillon. Une fois la nucléation amorcée, la paroi se propage à l'aide des couples de spin-orbite exercés sur elle. Ainsi, la présence de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya favorise un retournement de l'aimantation via une nucléation puis une propagation de paroi de domaine³⁷. Pour des échantillons de Ta/CoFeB/MgO, Yu et al. ont observé optiquement une nucléation puis une propagation de parois de domaines [92]. Dans les deux systèmes précédents

37. Cette explication est valide si le diamètre d de l'échantillon est supérieur à la largeur de la paroi de domaine magnétique l_p et si $2l_{inc} < d$ avec l_{inc} la longueur sur laquelle on observe une inclinaison des moments due à l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya. Cela correspond pour le Pt/Co/AlOx à un diamètre de 25 nm [94].

de Ta/CoFeB/MgO et de Pt/Co/AlOx une description macrospin n'est pas adaptée car l'aimantation ne tourne pas d'un seul tenant mais se brise en plusieurs domaines magnétiques. La simulation micromagnétique permet de s'affranchir du problème précédent. Elle se fonde sur un maillage en éléments finis du matériau et donne donc accès aux moments magnétiques locaux. De nombreux codes informatiques ont été développés et le lecteur intéressé pourra se reporter aux références [97, 98, 99, 100, 101] pour plus de détails sur les hypothèses et les principales techniques sur lesquelles ces méthodes reposent.

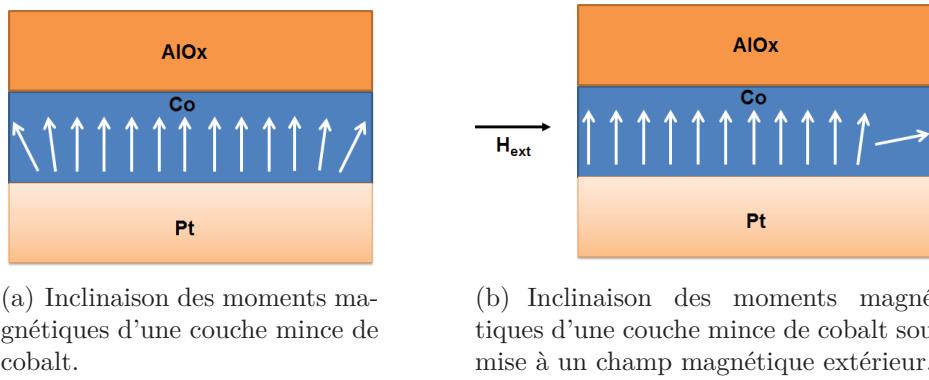


Figure I.30 – Schéma de l'inclinaison des moments magnétiques (en blanc) d'une couche mince de cobalt dans un empilement de Pt/Co/AlOx due à l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya.

Le mécanisme de retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite est actuellement expliqué par une nucléation suivie d'une propagation de paroi de domaines favorisées par l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya dans les deux types de structures Pt/Co/AlOx et Ta/CoFeB/MgO. Cependant l'amplitude de cette interaction, caractérisée par la constante D est très différente dans les deux cas : $D(\text{Pt/Co/AlOx}) = -1,7 \pm 0,11 \text{ pJ/m}^2$ [102] et $D(\text{Ta/CoFeB/MgO}) = +0,6 \pm 0,01 \text{ pJ/m}^2$ [103]. Même si la nucléation et la propagation de parois de domaines dans des échantillons de Ta/CoFeB/MgO ont été observées [92], la faible valeur de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya et des valeurs de l'angle de Hall de spin et du paramètre d'amortissement différents [103, 92] ne permettent pas encore de décrire universellement le mécanisme de retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite dans ces structures.

Nous venons de voir qu'un courant traversant une tricouche de type métal lourd/matériau magnétique/oxyde permet le retournement de l'aimantation grâce aux couples de spin-orbite. Cependant, les densités de courant requises pour obtenir un retournement complet de l'aimantation restent assez élevées, de l'ordre de $j \approx 10^{11}\text{-}10^{12} \text{ A/m}^2$. Nous allons voir comment un champ électrique peut diminuer l'anisotropie magnétocristalline afin de faciliter un retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite.

I.4 Contrôle de l'aimantation via un champ électrique

I.4.1 Confirmations expérimentales

I.4.1.1 Expériences préliminaires dans les semi-conducteurs

La modification de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique (FM) par application d'un champ électrique \mathbf{E} a été mise en évidence par Ohno et al. [104] dans un alliage de (In,Mn)As. Le manganèse Mn est un dopant accepteur d'électrons qui se substitue à l'indium In du semi-conducteur InAs. Le manganèse apporte un moment magnétique local et un trou de par sa nature d'accepteur d'électrons : on parle alors pour (In,Mn)As de semi-conducteur magnétique dilué. Les trous présents grâce au manganèse sont à l'origine du ferromagnétisme de cet alliage [105] alors qu'en l'absence de trou, un ordre antiferromagnétique est observé. L'application d'un champ électrique, en modulant la concentration en trous peut donc modifier les propriétés magnétiques du matériau. Des modulations de la température de Curie [104] et du champ coercitif [106] par un champ électrique ont ainsi été observées dans les alliages de (In,Mn)As à des températures de quelques dizaines de Kelvins.

Chiba et al. ont prouvé la modification de la direction des axes d'anisotropie facile à l'aide d'un champ électrique dans les alliages de (Ga,Mn)As à 2 K [107]. Les auteurs ont déposé un oxyde isolant puis une électrode métallique sur (Ga,Mn)As afin d'appliquer un champ électrique. Le matériau a été structuré sous forme de croix de Hall pour pouvoir effectuer des mesures d'effet Hall planaire³⁸. Initialement il y a deux directions d'anisotropie faciles : une biaxiale principale à [010] et [100] et une uniaxiale à [1-10] moins facile que la direction biaxiale. L'application d'un champ électrique modifie la concentration des trous et modifie la position de l'axe d'anisotropie facile comme présenté sur la figure I.31.

Sur la figure I.31 on observe des pics de la dérivée de la résistance d'effet Hall R_{xy} par rapport à l'angle θ entre $[\mathbf{H}_{ext}; \mathbf{e}_x]$ normalisé par rapport R_{xy} mesurée à 0° . Ces pics à $\theta=45^\circ$ et $\theta=135^\circ$ correspondent aux directions des axes d'anisotropie facile. Plus les pics sont hauts plus les axes sont des axes d'anisotropie « difficile » [107]. Sur la courbe noire mesurée à -3,9 MV/cm on peut voir que le pic à 45° est plus grand que celui à 135° ce qui indique que l'axe facile d'anisotropie est à 135° (direction [1-10]). A contrario, à 3,9 MV/cm le pic à 45° est moins haut que celui à 135° ce qui indique que l'axe facile est maintenant à 45° (direction [010]). Ainsi l'application d'un champ électrique sur (Ga,Mn)As permet de favoriser l'une ou l'autre des directions d'anisotropie en les rendant faciles [107].

D'autres propriétés magnétiques comme la phase magnétique [108], la résistivité [108] et le signe de l'angle Hall de spin [109] ont pu être modulées via un champ électrique dans

38. L'effet Hall planaire permet de mesurer la composante transverse de la magnétorésistance anisotrope. La magnétorésistance anisotrope traduit la dépendance de la résistance électrique avec l'angle entre le courant électrique et le champ magnétique extérieur appliqué.

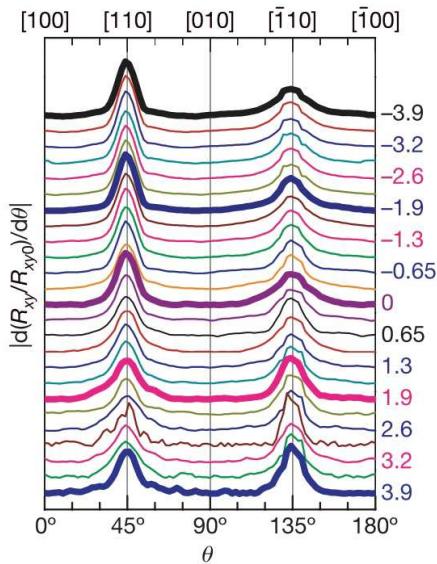


Figure I.31 – Valeur absolue de la dérivée par rapport à l’angle θ de la résistance d’effet Hall planaire R_{xy} normalisée par R_{xy0} tracée en fonction de θ , l’angle entre le champ magnétique extérieur appliqué et la direction cristallographique (100) [107]. Les couleurs représentent les différents champs électriques appliqués (en MV/cm). Les pics indiquent les positions des axes d’anisotropie.

les semi-conducteurs magnétiques dilués de (Ga,Mn)As.

Cependant, l’utilisation des semi-conducteurs ferromagnétiques est limitée aux basses températures car leurs températures de Curie sont bien en-dessous de la température ambiante (par exemple $T_C((In,Mn)As)=30\text{ K}$). Ceci a motivé l’étude des effets de champ électrique dans des matériaux ferromagnétiques à température ambiante de type FePt ou FePd.

I.4.1.2 Modulation du champ coercitif dans les métaux ferromagnétiques

Weisheit et al. [110] ont montré que la modulation de l’anisotropie magnétique par un champ électrique a lieu dans les métaux ferromagnétiques de type FePt ou FePd. Le champ électrique ne pénètre pas profondément dans un métal ferromagnétique car les électrons mobiles écrivent³⁹ ses effets. Pour voir un effet du champ électrique dans ces structures on minimisera le rapport volume/surface conduisant au choix naturel des couches minces. Une structure type FM/isolant/FM où toutes les couches sont minces maximise les effets du champ électrique et la capacité électrique C définie par l’équation $C = \epsilon S/e$ (avec ϵ la permittivité du matériau et S sa surface). Cependant, déposer des couches minces isolantes homogènes n’est pas évident. En effet, de nombreux défauts (micro-cavités ou impuretés) permettent aux électrons de traverser cette barrière électrique.

Pour pallier cette difficulté Weisheit et al. ont utilisé un électrolyte : la soude (NaOH)

39. Les électrons écrivent un champ électrique pour permettre au matériau de rester globalement neutre électriquement et dans un minimum d’énergie potentielle électrostatique.

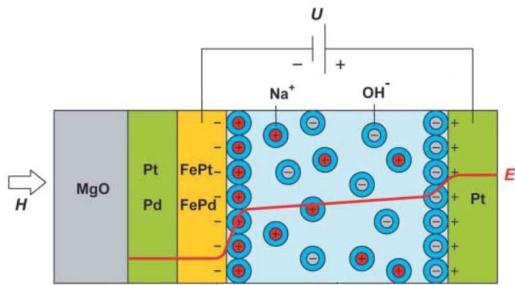


Figure I.32 – Schéma de la cellule électrolytique utilisée pour l'étude de la référence [110].

comme présenté sur la figure I.32. Dans ce cas la différence de potentiel appliquée par des électrodes sur l'électrolyte est confinée à proximité de l'interface liquide/métal car les ions Na^+ et HO^- écrivent le champ électrique. Des changements de champ coercitif H_c de l'ordre de 4,5% ont été observés en imposant une variation de tension $\Delta U = -600 \text{ mV}$ (voir figure I.33).

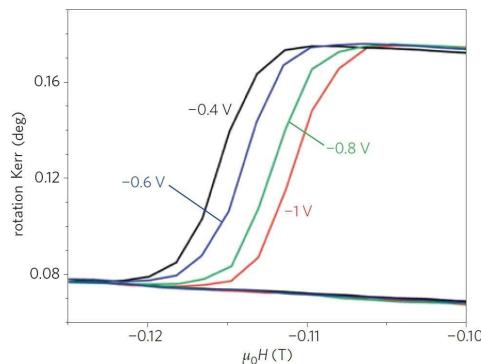


Figure I.33 – Retournement de l'aimantation d'une couche de FePt de 2 nm d'épaisseur pour différentes valeurs de tension appliquée entre l'électrolyte (via la contre-électrode de Pt) et la couche mince de FePt ou FePd [110].

Nous venons de voir que les propriétés magnétiques peuvent être contrôlées par un champ électrique. Pour les applications mémoire il est intéressant de retourner l'aimantation. Nous allons voir comment retourner l'aimantation de matériaux ferromagnétiques à l'aide d'un champ électrique.

I.4.2 Retournement de l'aimantation grâce à un champ électrique

La démonstration de la modulation de l'anisotropie magnétique par un champ électrique a ouvert la voie à de nouveaux mécanismes de renversement de l'aimantation à l'aide d'un champ électrique, notamment dans des systèmes de type FM/oxyde. Le premier exemple utilise la précession de l'aimantation en modifiant la direction de l'axe facile d'anisotropie à l'aide d'un champ électrique [111], le second bénéficie de la variation des

champs coercitifs [112] associée à un couple de transfert de spin et le troisième utilise un retournement avec nucléation de domaines magnétiques [113]. Ces découvertes ouvrent la voie à des technologies de retournement d'aimantation peu consommatrices d'énergie car peu, voire pas de courant circule dans les dispositifs.

I.4.2.1 Dynamique avec des impulsions courtes (ns)

Les axes d'anisotropie faciles peuvent être modifiés en appliquant un champ électrique : c'est ce que nous avons vu dans la partie I.4.1.1. En se servant de ce principe présenté par Chiba [107], Shiota et al. ont utilisé des jonctions tunnel magnétiques de FeCo/MgO/Fe pour prouver le retournement de l'aimantation de la couche de FeCo [111]. Leur dispositif expérimental est présenté en figure I.34.

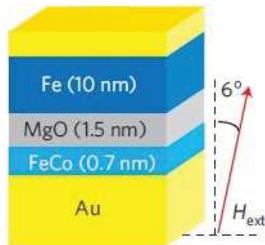


Figure I.34 – Configuration expérimentale de l'étude de la référence [111].

En l'absence de champ magnétique extérieur appliqué, l'état magnétique stable correspond à des aimantations dans le plan des couches et antiparallèles afin de minimiser le champ dipolaire et « boucler » les lignes de champ magnétique. Un champ magnétique extérieur incliné de 6° par rapport à la normale des couches a été utilisé. Ce champ sert à incliner l'aimantation du CoFe à 45° par rapport à la normale des couches pour maximiser le « couple d'anisotropie » agissant sur cette aimantation⁴⁰. L'application d'une impulsion de tension négative augmente l'anisotropie perpendiculaire et l'aimantation entame un mouvement de précession autour du nouvel axe d'anisotropie facile hors du plan.

Si la durée de l'impulsion correspond à une demi-période de précession (voir figure I.35(a)) alors l'état d'aimantation final est à l'opposé de l'état initial. Par contre, si la durée de l'impulsion correspond à une période de précession (voir figure I.35(b)) alors l'état d'aimantation final correspond à l'état initial. L'aimantation du fer de la couche du haut étant dans le plan, par effet TMR les deux états d'aimantation de la couche libre de CoFe précédents correspondent à deux états de résistance différents (voir partie I.2.3.2). Ce dispositif constitue donc une mémoire magnétique (voir la figure I.36) comme les STT-MRAM, mais avec une consommation énergétique 500 fois plus faible pour l'écriture et des durées d'écriture sub-nanoseconde [111].

40. Attention, ces couples ne sont ni des couples dus à un champ extérieur ni des couples de transfert de spin [111].

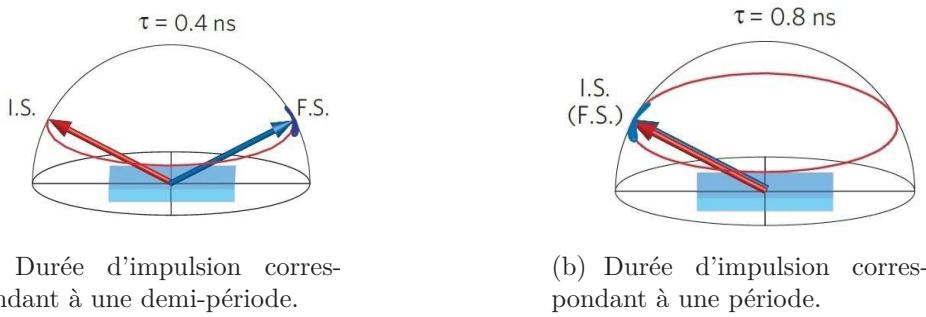


Figure I.35 – Précession de l'aimantation du CoFe. En rouge la trajectoire de l'aimantation pendant l'impulsion, en bleu après. IS (FS) correspond à l'état initial (état final) [111].

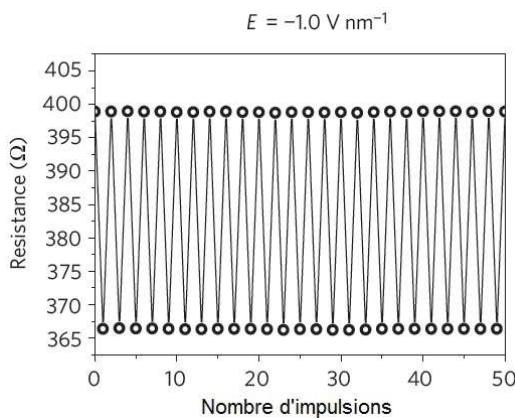


Figure I.36 – Magnétorésistance tunnel en fonction du nombre d'impulsions de 0,55 ns [111]. Chaque impulsion permet de retourner l'aimantation, ce qui prouve le principe d'écriture de la cellule mémoire.

I.4.2.2 Retournement de l'aimantation par STT assisté par un champ électrique

Wang et al. ont proposé un autre mécanisme de retournement de l'aimantation combinant modulation de l'anisotropie magnétique par le champ électrique et couple de transfert de spin [112]. L'application d'une tension sur une jonction tunnel magnétique à aimantations perpendiculaires au plan des couches minces produit un courant dans la jonction tunnel à l'origine des couples de transfert de spin, et module l'anisotropie des matériaux ferromagnétiques. Ces auteurs ont utilisé une jonction tunnel magnétique avec un gradient d'épaisseur de CoFeB composée de $Co_{40}Fe_{40}B_{20}/MgO/Co_{40}Fe_{40}B_{20}$ où les nombres en indice indiquent le pourcentage de chaque matériau [112]. Pour vérifier la dépendance en champ électrique de l'anisotropie des deux couches magnétiques, des cycles d'aimantation ont été effectués. Sur la figure I.37, on peut voir les changements de forme et d'amplitude des courbes d'hystérésis pour un échantillon à section circulaire de diamètre $7\ \mu m$ de $1,3\ Co_{40}Fe_{40}B_{20}/1,4\ MgO/1,6\ Co_{40}Fe_{40}B_{20}$ où les nombres en indice indiquent le pourcentage de chaque matériau et les autres l'épaisseur déposée en nm. Cette typographie

est utilisée dans toute la thèse pour décrire les épaisseurs et compositions des alliages. La couche libre de CoFeB a une épaisseur de 1,6 nm et un champ coercitif H_{c2} d'environ 20 Oe (cf. figure I.37). La couche de référence de CoFeB mesure 1,3 nm d'épaisseur et son champ coercitif vaut $H_{c1} \approx 120$ Oe. La variation des champs coercitifs est linéaire avec le champ électrique, de sens opposé et d'amplitude différente pour les couches FM1 et FM2 comme présenté sur la figure I.38 [112].

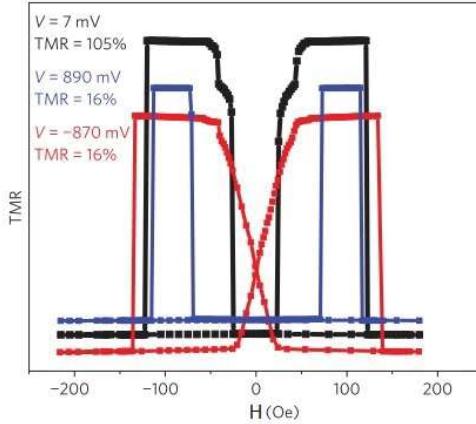


Figure I.37 – Cycles majeurs de magnétorésistance d'une jonction tunnel magnétique en champ magnétique perpendiculaire au plan des couches minces mesurées à différentes valeurs de la tension appliquée sur l'échantillon [112].

Les pentes des courbes noire et rouge de la figure I.38 sont opposées puisque l'une des couches ferromagnétique de CoFeB voit son interface chargée positivement alors que l'autre interface est chargée négativement.

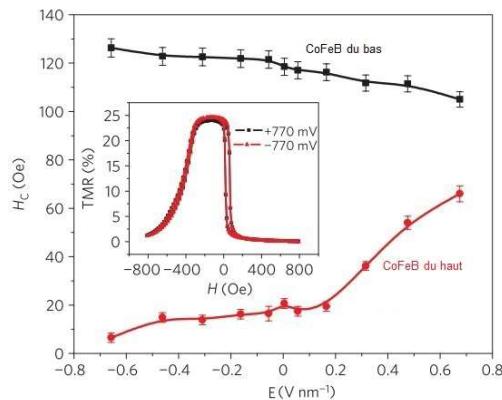


Figure I.38 – Variations des champs coercitifs des couches libre H_{c2} en rouge en bas et de référence H_{c1} en noir en haut avec le champ électrique [112]. Ce type de courbe sera analysé plus en détails dans la partie II.2.3.

La modulation des champs coercitifs H_c (différente dans le signe et l'amplitude pour les deux couches FM) est utilisée pour modifier l'état de résistance de la jonction tunnel magnétique afin de créer un système logique de bits codant les 0 et les 1. L'expérience

est faite sous un champ magnétique $H_{\text{ext}} = -15$ Oe en partant d'un état saturé des deux aimantations $\uparrow - \uparrow$ ⁴¹. L'application d'un champ électrique négatif permet de diminuer le champ coercitif de la couche libre H_{c2} (voir la figure I.39 autour de 30 s) mais aussi d'augmenter celui de la couche de référence. L'aimantation de la couche libre s'aligne alors avec le champ magnétique extérieur, faisant passer la résistance d'un état peu résistif R_p à un état plus résistif R_{ap} . Lors du relâchement du champ électrique, les valeurs des champs coercitifs sont les mêmes qu'initialement mais l'aimantation de la couche libre reste \downarrow . Cette étape a permis de passer d'un état de résistance basse à haute⁴². Le même principe permet de repasser de l'état de résistance haute à basse mais en utilisant cette fois un champ électrique positif pour diminuer le champ coercitif de la couche magnétique de référence H_{c1} . L'aimantation de la couche de référence passe alors de \uparrow à \downarrow ⁴³. L'état résistif final ($\downarrow - \downarrow$) équivaut à celui de départ ($\uparrow - \uparrow$). Si on refait le cycle précédent, on s'aperçoit que lors de l'application de la première impulsion de courant, les aimantations restent $\downarrow - \downarrow$ (voir les schémas en haut de la figure I.39). Le cycle peut cependant être reproduit avec les impulsions de tension en appliquant non plus $H_{\text{ext}} = -15$ Oe mais $H_{\text{ext}} = +15$ Oe pour passer de $\downarrow - \downarrow$ à $\uparrow - \uparrow$. Cependant le changement du signe du champ magnétique extérieur entre deux cycles n'est pas intégrable facilement dans les applications mémoires et les auteurs de [112] ont réussi à reproduire ces étapes logiques sans changer le champ magnétique extérieur. Pour cela ils ont appliqué un champ magnétique $H_{\text{ext}} = 55$ Oe et pendant toute l'expérience la couche de référence garde une aimantation pointant suivant $-e_z$ (\downarrow). L'application d'un champ électrique négatif réduit le champ coercitif H_{c2} de la couche libre. On peut voir cette variation en comparant la courbe rouge à $U \neq 0$ et la courbe bleue à $U = 0$ sur la figure I.40.

La tension appliquée produit d'une part un courant et d'autre part un champ électrique. Le courant créé exerce des couples de transfert de spin sur l'aimantation et le champ électrique réduit l'anisotropie magnétique. Or la densité critique de retournement par STT dépend directement de l'anisotropie magnétique (voir l'équation I.19). À la tension appliquée de -0,9 V la densité de courant correspondante de $-1,2$ A/cm² est suffisante pour retourner l'aimantation de la couche libre grâce à la diminution de l'anisotropie due au champ électrique. Pour repasser de R_{ap} à R_p , on augmente le champ électrique ce qui

41. Les flèches \uparrow (\downarrow) quand elles se rapportent à l'aimantation signifient que la direction de l'aimantation est suivant $+e_z$ ($-e_z$). La première flèche, dans le cas de deux flèches successives code pour la direction de l'aimantation de la couche libre et la deuxième pour celle de la couche de référence.

42. Sur la figure I.39 on peut constater deux états de résistance haute : en réalité les deux correspondent à un alignement antiparallèle de l'aimantation des FM. Lors de l'application d'un champ électrique croissant la TMR diminue impliquant deux états résistifs différents.

43. On notera que le champ électrique nécessaire pour passer de R_p à R_{ap} est deux fois plus faible que celui pour passer de R_{ap} à R_p . Sur la figure I.38 on peut voir que la courbe noire H_{c1} a une moins grande « pente » (en valeur absolue) que H_{c2} . Ainsi, pour le premier retournement R_p à R_{ap} , un champ électrique négatif module fortement le champ coercitif du CoFeB doux du haut et pour avoir la même diminution pour H_{c2} pour passer de R_{ap} à R_p il faut appliquer un champ électrique de l'autre polarité et surtout plus grande en valeur absolue.

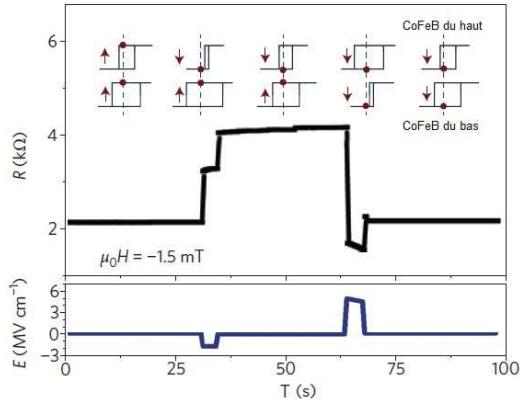


Figure I.39 – Manipulation de la résistance d’une jonction tunnel magnétique avec un champ électrique pour un plot de diamètre $7\text{ }\mu\text{m}$ [112].

entraîne une nouvelle réduction du champ coercitif H_{c2} (courbe noire de la figure I.40) pour laquelle le seul état stable de l’aimantation est l’état \downarrow . Le cycle est alors terminé et le retournement réversible de l’état \uparrow à \downarrow est prouvé pour l’aimantation de la couche libre. L’utilisation d’un champ électrique en complément du STT ouvre la voie à des dispositifs facilement utilisables pour coder une information avec des courants critiques jusqu’à deux ordres de grandeur inférieurs aux courants critiques d’écriture par couple de transfert de spin [112].

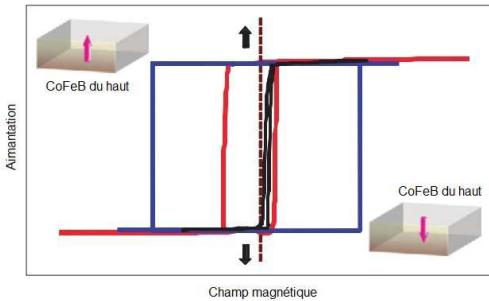


Figure I.40 – Courbes d’hystérésis schématiques expliquant le principe du dispositif logique étudié par Wang et al. Les cycles sont effectués avec un champ magnétique extérieur $H_{ext} = 55\text{ Oe}$ représenté schématiquement par la ligne en pointillés. La courbe bleue de champ coercitif le plus large correspond à $U_{MTJ} \approx 0\text{ V}$, la rouge (champ coercitif intermédiaire) à $U_{MTJ} = -0,9\text{ V}$ et la noire (champ coercitif proche de 0) à $U_{MTJ} = -1,5\text{ V}$ [112].

I.4.2.3 Nucléation et propagation de parois de domaines

Le retournement peut aussi s’effectuer via la nucléation puis la propagation d’une paroi magnétique (voir la partie I.3.2.4). C’est ce retournement modulé par un champ électrique qu’ont étudié Bernand-Mantel et al. dans des couches minces de Pt/Co/AlOx [113]. Le système étudié est composé de Pt/Co sur lequel l’aluminium est déposé avec un gradient d’épaisseur. Un plasma d’oxygène est ensuite utilisé pour oxyder ce gradient d’aluminium :

le résultat est une oxydation progressive de l'interface Co/AlOx. Cela conduit à une variation de l'anisotropie magnétique le long de l'échantillon [113]. Une électrode métallique transparente d'oxyde d'indium-étain (ITO) est finalement déposée pour pouvoir appliquer le champ électrique sur le cobalt tout en observant les directions d'aimantation à l'aide d'un microscope à effet Kerr. Les images ont été enregistrées 200 ms après l'application d'un champ magnétique d'1 mT perpendiculairement au plan des couches et selon $-\mathbf{e}_z$. En l'absence de champ électrique la nucléation de domaines magnétiques (à aimantation \downarrow) est favorisée dans la région à faible anisotropie perpendiculaire comme on peut le voir avec les points blancs sur l'image à 0 V de la figure I.41. On constate que la densité de nucléation varie rapidement lorsqu'on s'éloigne du bas de l'image, ce qui suggère que les nucléations de domaines sont plus probables pour les anisotropies magnétiques perpendiculaires faibles. La probabilité de nucléation est donnée par le modèle de Néel-Brown avec la formule :

$$p(t) = 1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right), \quad (\text{I.26})$$

où τ est une durée qui caractérise le retournement de l'aimantation et qui vaut $\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E}{k_B T}\right)$ avec E une énergie qui est ici la barrière énergétique nécessaire pour créer un domaine et qui dépend donc de l'anisotropie magnétique et τ_0 une constante temporelle propre au système. On peut simplement avec cette formule vérifier les observations faites à 0 V. En effet, si l'anisotropie magnétique perpendiculaire est faible, alors la barrière énergétique pour créer un domaine magnétique est assez faible et donc la probabilité de retournement de l'aimantation est forte, d'où des nucléations plus nombreuses du côté des anisotropies perpendiculaires magnétiques faibles dans l'image à 0 V de la figure I.41. L'hypothèse de domaines nucléés thermiquement a été vérifiée par simulation numérique avec un très bon accord qualitatif (voir la figure 2a de la référence [113]).

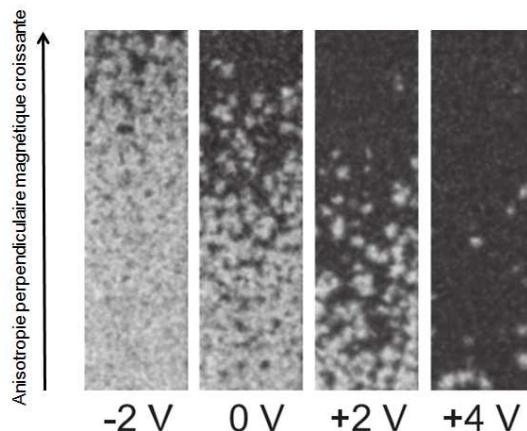


Figure I.41 – Images au microscope à effet Kerr d'une même tricouche de Co/AlOx/ITO. L'application d'une tension positive réduit la probabilité de nucléations alors qu'une tension négative l'augmente. La tension positive correspond à des charges + sur l'ITO [113].

L'application d'un champ électrique négatif favorise la nucléation de domaines comme présenté sur l'image correspondant à -2 V sur la figure I.41. A contrario un champ électrique positif limite la nucléation (voir figure I.41 image de droite à +2 V). Cette observation peut s'expliquer comme suit : en appliquant une tension positive le nombre d'électrons à l'interface Co/AlOx augmente ce qui accroît l'anisotropie magnétique perpendiculaire et limite le retournement de l'aimantation [113]. L'anisotropie perpendiculaire magnétique évolue le long du gradient et donc les nucléations aussi et c'est ce que l'on retrouve avec l'application d'une tension. On peut donc en déduire que le champ électrique module l'anisotropie perpendiculaire magnétique. De plus, les auteurs ont prouvé que les variations d'anisotropie magnétique dues au champ électrique sont à l'origine d'une variation exponentielle du taux de nucléation de domaines magnétiques.

Le champ électrique peut aussi permettre de propager des parois de domaines magnétiques. Plus précisément la vitesse et le piégeage des parois sont contrôlables via une tension [113, 114, 115]. Ainsi, l'utilisation d'un champ électrique apparaît comme une technique intéressante pour contrôler les parois car elle permet de moduler le taux de nucléation des domaines et leur expansion.

Parkin et al. ont proposé une nouvelle technologie mémoire dans laquelle l'information est codée sous forme d'une aimantation \uparrow ou \downarrow dans une piste : c'est la *racetrack memory* [116]. L'écriture et la lecture se font par des impulsions de courant qui entraînent le déplacement des parois magnétiques devant les dispositifs d'écriture et de lecture. La lecture se fait à l'aide du principe de la magnétorésistance tunnel (voir la partie I.2.3.2) et l'écriture par exemple par couples de transfert de spin, de spin-orbite... Le principal problème de cette mémoire vient de la définition du bit qui doit être de longueur constante. A l'aide de champs électriques appliqués localement et à intervalle constant le long de la piste magnétique, ceux-ci pourraient moduler l'anisotropie magnétique et piéger les parois de domaines pour avoir des domaines d'aire constante, ce qui pallierait au problème de définition du bit [114].

I.4.3 Origine physique

Nous avons vu dans la partie I.2.1 que le ferromagnétisme provient du remplissage des bandes électroniques d qui est différent pour les spins \uparrow et \downarrow . Le champ électrique, en modifiant à l'interface le remplissage des bandes électroniques d, peut conduire à des modulations des propriétés magnétiques [117] le fait de moduler les propriétés magnétiques d'un matériau avec un champ électrique ou l'inverse est appelé l'effet magnéto-électrique⁴⁴. Pour contrôler les propriétés magnétiques via un champ électrique deux principaux mécanismes ont été proposés : la modulation de l'anisotropie par un champ électrique à

44. L'effet magnéto-électrique comporte bien d'autres aspects que ceux présentés dans ce manuscrit. Le document [118] est une revue intéressante pour découvrir cet effet.

l'interface et la modulation de l'anisotropie par migration d'ions induite par le champ électrique.

I.4.3.1 Modification du remplissage des orbitales atomiques à l'interface

Considérons le système utilisé par Maruyama et al. composé de Fe/MgO avec une électrode adjacente au fer et une autre électrode adjacente à l'oxyde de magnésium [117]. Une tension est appliquée sur ces deux électrodes pour pouvoir observer les effets du champ électrique. En appliquant un champ magnétique extérieur perpendiculaire au plan des couches les auteurs ont mesuré les cycles d'hystérésis du fer sous champ électrique en utilisant un microscope optique à effet Kerr. Les cycles d'hystérésis pour deux tensions différentes ont des formes différentes ce qui indique une modification de l'anisotropie perpendiculaire magnétique (au plan des couches) [117]. Les auteurs, en s'appuyant sur les travaux de Kyuno [119], ont proposé une explication à cette observation, basée sur la modification du remplissage électronique des orbitales atomiques à l'interface entre le fer et l'oxyde de magnésium. Dans les couches minces de quelques nanomètres d'épaisseur, une forte contribution de l'anisotropie magnétique provient des interfaces, rendant l'anisotropie magnétique perpendiculaire. L'anisotropie magnétique de surface est contrôlée par l'hybridation, à l'interface isolant/FM, entre les orbitales électroniques d du fer et p de l'oxygène [117, 120]. L'application d'un champ électrique modifie l'occupation des niveaux électroniques, notamment autour du niveau de Fermi. En effet, des charges s'accumulent le long de l'interface isolant/FM (comme dans le cas d'un condensateur). Dans le cas de charges négatives, les électrons augmentent l'énergie des orbitales $3z^2-r^2$ issues de l'hybridation des orbitales de Fe et O. Cela implique une redistribution des électrons initialement présents dans ces orbitales vers des orbitales libres (x^2-y^2), comme présenté sur la figure I.42 [117].

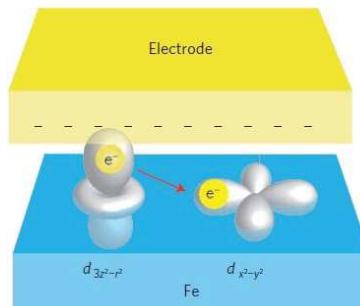


Figure I.42 – Schéma du remplissage des orbitales atomiques dans la couche mince de fer étudiée dans la référence[117]. La flèche rouge indique un changement de remplissage dû à la tension appliquée sur le système complet : les électrons passent de l'orbitale $3z^2-r^2$ à l'orbitale x^2-y^2 .

Le moment magnétique selon z étant globalement nul pour les orbitales $3z^2-r^2$ et non nul pour les x^2-y^2 , l'application d'une tension à l'interface Fe/MgO, en modifiant

l'occupation électronique de ces orbitales, change les propriétés magnétiques d'interface et notamment l'anisotropie magnétique [117, 121].

I.4.3.2 Migration d'oxygène

Bauer et al. ont montré que la pénétration d'oxygène dans la couche ferromagnétique peut modifier la direction de l'axe d'anisotropie de manière réversible dans des couches minces de type Co/GdOx [122]. Contrairement au mécanisme précédent, celui étudié ici provoque une modification physique du matériau. Des expériences utilisant un microscope à transmission (en mode balayage) sensibles aux pertes d'énergie (STEM-EELS⁴⁵) ont en effet montré qu'en l'absence de tension appliquée, l'oxygène n'est pas présent au milieu de la couche de cobalt, mais lors de l'application d'une tension l'oxygène migre au centre du cobalt comme présenté sur la figure I.43.

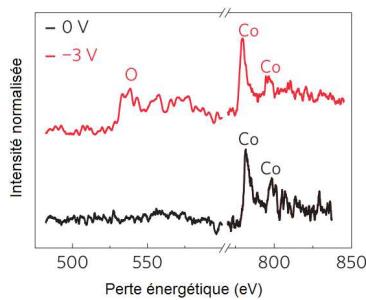


Figure I.43 – Spectres STEM-EELS du centre de la couche de cobalt [122]. La courbe noire à 0 V correspond à la référence : il n'y a que du cobalt présent. La courbe rouge montre la présence d'oxygène lorsqu'une tension négative est appliquée (pic vers 530 eV présent sur la courbe rouge, absent sur la courbe noire).

Les auteurs avancent l'hypothèse que la migration d'oxygène loin de l'interface modifie l'hybridation des orbitales électroniques conduisant à un changement d'anisotropie magnétique [122].

I.4.4 Prédictions théoriques pour un retournement par SOT assisté par un champ électrique

Nous avons vu plusieurs méthodes pour retourner l'aimantation à l'aide d'un champ électrique. L'application d'un champ électrique en plus des couples de spin-orbite peut permettre de diminuer les courants critiques de retournement de l'aimantation. En effet en diminuant l'anisotropie du matériau ferromagnétique avec une tension positive le courant critique SOT diminue (voir l'équation (I.27)). Si la tension est négative, l'anisotropie

45. La spectroscopie des pertes énergétiques (EELS) met en jeu des électrons à une énergie cinétique donnée qui perdent de l'énergie lorsqu'ils interagissent avec le cristal. En mesurant les pertes énergétiques de ces électrons, on peut en déduire des informations sur le matériau.

augmente et le retournement par couples de spin-orbite nécessite des courants plus importants. Cette modulation de l'anisotropie magnétique peut ainsi créer des cellules mémoires SOT-MRAM avec des courants électriques plus faibles pour l'écriture. En introduisant le champ d'anisotropie déterminé avec l'équation (I.8) dans l'équation (I.25), on obtient la densité de courant critique par couple de spin-orbite de type Slonczewski d'origine l'effet Hall de spin :

$$j_c^{SHE} = \frac{2eM_s t \mu_0}{\hbar \theta_{SH}} \left(\frac{-2\pi M_s^2 + K_v}{M_s} - \frac{H_x}{\sqrt{2}} \right) + \frac{4eK_s}{\hbar \mu_0 \theta_{SH}}. \quad (\text{I.27})$$

Cette formule est valable pour une aimantation perpendiculaire au plan des couches minces et dans la limite d'un champ H_x négligeable devant le champ d'anisotropie. On peut voir avec cette équation que si l'on suppose une aimantation à saturation, un champ extérieur et une anisotropie volumique constants avec un champ électrique, alors la modulation de l'anisotropie d'interface via l'application d'un champ électrique peut diminuer ce courant critique. Pour diminuer la densité de courant critique on peut aussi jouer sur l'épaisseur de CoFeB qui intervient dans l'équation (I.27). Meng et al. ont étudié les variations du champ coercitif d'une couche ferromagnétique de CoFeB dans un empilement de Ta/CoFeB/MgO en fonction de l'épaisseur du CoFeB. Leurs résultats montrent que l'effet du champ électrique est maximal sur le champ coercitif pour une valeur d'environ 1 nm de CoFeB et qu'au-delà de cette épaisseur la modulation par le champ électrique est moins efficace [123]. Les matériaux utilisés pour nos études étant similaires à ceux de Meng et al., il est intéressant de nous placer autour de cette valeur d'épaisseur de CoFeB pour la suite. Nous pouvons aussi essayer d'utiliser l'épaisseur de CoFeB maximisant les couples de spin-orbite. Le couple de spin-orbite de type Slonczewski qui permet le retournement de l'aimantation semble maximisé pour des épaisseurs assez faibles de CoFeB (1 nm ou inférieur) [124]. Les deux études précédentes montrent que les effets du champ électrique et du SOT sont maximisés autour d'une épaisseur de 1 nm de CoFeB et nous utiliserons donc par la suite des épaisseurs autour de cette valeur.

Chapitre II

Techniques expérimentales

Sommaire

II.1	Matériaux utilisés et fabrication des échantillons	69
II.1.1	Choix des matériaux	70
II.1.2	Fabrication des échantillons	74
II.2	Mesures de magnéto-transport	77
II.2.1	Contacts électriques	78
II.2.2	Champ magnétique	80
II.2.3	Mesures de magnétorésistance tunnel (TMR)	80
II.2.4	Mesures d'Effet Hall Extraordinaire (EHE)	82
II.3	Injection de courant dans la piste de matériau lourd	85
II.3.1	Application d'impulsions de courant et mesure de l'état d'aimantation	85
II.3.2	Application d'impulsions de courant, d'un champ électrique et mesure de l'état d'aimantation	85
II.4	Conclusion	87

Ce chapitre présente les techniques de fabrication d'échantillons et explique les mesures effectuées pendant cette thèse. Dans une première partie les matériaux utilisés et leur nanofabrication seront présentés. La deuxième partie sera consacrée aux méthodes de caractérisation électro-magnétiques. La dernière partie présente les montages utilisés pour l'injection d'impulsions de courant et l'application d'un champ électrique tout en mesurant l'état d'aimantation.

II.1 Matériaux utilisés et fabrication des échantillons

Le but de ma thèse étant d'étudier l'influence d'un champ électrique sur le retournement de l'aimantation dû aux couples de spin-orbite, nous allons voir les matériaux

utilisés et leur structuration. Nous avons considéré deux géométries différentes : une jonction tunnel magnétique circulaire sur une piste de tantale et une croix de Hall de tantale à l’intersection de laquelle se trouve le matériau magnétique sous forme de pilier cyclindrique à section circulaire. La jonction tunnel magnétique permet d’appliquer le champ électrique et de détecter les orientations relatives des aimantations par la lecture de la TMR. Cette géométrie est directement intégrable dans des dispositifs de type MRAM, la jonction tunnel magnétique permettant un fort signal de lecture. Cependant les mesures de TMR ne donnent accès qu’à la configuration magnétique relative des aimantations. Pour mesurer l’aimantation de la couche libre via l’effet Hall anomal, nous avons aussi considéré une géométrie sous forme de croix de Hall.

II.1.1 Choix des matériaux

II.1.1.1 Jonction tunnel magnétique

Les jonctions tunnel magnétiques à base de CoFeB/MgO/CoFeB combinent une anisotropie perpendiculaire, une forte TMR pouvant dépasser 100%, une bonne stabilité thermique et de faibles courants de retournement de l’aimantation par STT [125, 126]. Une structure cristalline de l’oxyde est nécessaire pour observer des TMR élevées, or l’empilement CoFeB/MgO/CoFeB peut avoir naturellement une barrière tunnel (MgO) cristalline même si la couche de CoFeB est amorphe [127]. L’utilisation d’un recuit sous vide permet au CoFeB de cristalliser dans la direction (001) conduisant à une augmentation de la TMR [128] et permet aussi à la recristallisation du MgO dans la même direction que le CoFeB [127].

Les jonctions tunnel magnétiques composées de Ta/CoFeB/MgO/CoFeB présentent les plus grandes TMR et sont utilisées dans les MRAM. En effet le tantale permet une croissance amorphe du CoFeB et absorbe le bore lors du recuit. De plus, comme vu au chapitre précédent la brique élémentaire pour le couple de spin-orbite est un matériau à fort couplage de spin-orbite. Or, le tantale est un métal lourd dans lequel un fort angle de Hall de spin a été mesuré, donc utiliser l’empilement Ta/CoFeB/MgO/CoFeB est un bon choix pour les SOT-MRAM [23]. Les arguments précédents justifient le choix de l’empilement de Ta/CoFeB/MgO/CoFeB suivi d’un recuit pour les jonctions tunnel utilisées dans cette thèse.

Trois compositions de CoFeB ont été testées : des alliages de composition $Fe_{40}Co_{40}B_{20}$ et $Fe(60\%)Co(20\%)B(20\%)$ favorisant une grande TMR d’environ 100% voire plus [129] et un alliage plus riche en fer de composition $Fe_{72}Co_8B_{20}$ pour favoriser une forte anisotropie interfaciale à l’origine d’un axe d’anisotropie facile hors du plan des couches [130].

Un gradient d’épaisseur de CoFeB a été utilisé pour pouvoir moduler l’anisotropie magnétique. On se placera pour les mesures juste en dessous de l’épaisseur de compensation, i.e. l’épaisseur de CoFeB pour laquelle l’axe d’anisotropie facile passe du plan à hors

du plan des couches minces. L'anisotropie magnétique perpendiculaire est faible près de l'épaisseur de la compensation et donc on s'attend à des effets relatifs du champ électrique importants sur cette anisotropie.

En outre, pour éviter d'avoir des effets STT en plus des effets de champ électrique, l'oxyde de magnésium est choisi le plus résistant possible, ce qui limite le courant traversant la jonction tunnel et donc les couples de transfert de spin. Le produit RA (Résistance x Aire) de la jonction tunnel magnétique pour les structures étudiées est élevé et autour du $k\Omega \mu\text{m}^2$ alors qu'il n'est que de quelques $\Omega \mu\text{m}^2$ pour les STT-MRAM.

II.1.1.2 Piégeage de l'aimantation de la couche ferromagnétique dure

Pour l'application mémoire visée, seule l'une des deux aimantations des couches de CoFeB doit être libre car lors de la mesure de la TMR seule la configuration relative des deux aimantations est sondée. Ainsi il faut une aimantation de référence dont l'orientation est piégée : c'est celle de la couche ferromagnétique dure. Dans notre cas l'écriture se fait par la piste de tantalum donc la couche de CoFeB adjacente doit être la couche libre. Cette couche sera parfois appelée couche de CoFeB du bas, tandis que la couche (ferromagnétique) du haut correspond à la couche de référence.

De nombreuses méthodes existent pour piéger l'aimantation de la couche de CoFeB du haut. La première consiste à utiliser des épaisseurs différentes d'un même matériau pour les couches ferromagnétiques dure et douce, la deuxième à se servir d'un antiferromagnétique synthétique. Si l'anisotropie magnétique perpendiculaire est forte, on utilisera des couches plus épaisses pour la couche douce : d'après l'équation (I.7) le terme d'anisotropie de surface diminue quand l'épaisseur augmente donc l'anisotropie totale est diminuée pour des couches plus épaisses. Le champ coercitif de la couche douce est ainsi plus faible que celui de la couche dure.

La présence d'un système antiferromagnétique synthétique (SAF) permet aussi de « piéger » l'aimantation du CoFeB. Les matériaux antiferromagnétiques, contrairement aux matériaux ferromagnétiques ont des moments magnétiques voisins couplés anti-parallèlement du fait de l'interaction d'échange négative ($J < 0$). L'aimantation totale résultante du matériau est alors nulle. Les matériaux antiferromagnétiques synthétiques sont créés à partir de deux matériaux ferromagnétiques couplés antiferromagnétiquement. Pour cela, un matériau non-magnétique NM appelé espaceur est inséré entre les deux FM. Un couplage d'échange existe entre les deux couches FM même si la rugosité des couches minces est faible. Dans la couche NM les électrons de conduction se polarisent par effet de proximité avec les deux autres matériaux ferromagnétiques. La polarisation de ces électrons est périodique de fréquence spatiale $\frac{1}{2k_F}$ dans le matériau non-magnétique. On parle alors de couplage de Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) entre les deux couches FM [131, 132, 133]. L'épaisseur et le type de matériau utilisé pour l'espaceur imposent le type de couplage magnétique (ferro ou antiferro) [134]. Comme l'a montré

Parkin sur un vaste panel de matériaux et d'épaisseur, le ruthénium à une épaisseur d'environ 0,8 nm permet d'avoir un couplage anti-ferromagnétique maximum alors qu'à 1,3 nm le couplage est ferromagnétique [135]. Pour la couche ferromagnétique dure, nous aurions pu utiliser des multilcouches de CoPt ou CoPd mais nous aurions alors eu un champ magnétique perpendiculaire au plan des couches minces rayonné. Nous avons donc utilisé une couche mince de ruthénium de 0,85 nm entre des multilcouches de Co/Pt ou Co/Pd à fortes anisotropies perpendiculaires pour obtenir un SAF couplé ferromagnétiquement avec la couche de CoFeB du haut. Les multilcouches de Co/Pt ou Co/Pd ne sont pas intégrables directement sur le MgO car la cristallisation est alors mauvaise : c'est pour cela que l'on utilise le CoFeB du haut. Le SAF permet en outre de stabiliser magnétiquement la structure. L'intérêt des SAF est qu'en maîtrisant les épaisseurs, le nombre et les types de matériaux utilisés il est possible de compenser le champ magnétique rayonné de la couche de référence sur la couche libre [136].

Un exemple typique d'empilement est : 5 Ta/30 CuN/5 Ta/1, 1 Fe₄₀Co₄₀B₂₀/MgO/1, 3 Fe₆₀Co₂₀B₂₀/0, 4 Ta/0, 8 Co/0, 45 Pt/5 × [0, 3 Co/0, 45 Pt]/0, 6 Co/0, 9 Ru/0, 6 Co/0, 45 Pt/10 × [0, 3 Co/0, 45 Pt]/5 Ta/7 Ru. Les recuits ont ensuite été faits sous vide entre 240 °C et 320 °C à température fixe.

II.1.1.3 Exemple de cycle d'hystérésis d'une jonction tunnel magnétique

Un exemple de cycle d'aimantation est présenté sur la figure II.1 pour un empilement de 5 Ta/30 CuN/5 Ta/1, 1 Fe₄₀Co₄₀B₂₀/MgO/1, 3 Fe₆₀Co₂₀B₂₀/0, 4 Ta/0, 8 Co/0, 45 Pt/5 × [0, 3 Co/0, 45 Pt]/0, 6 Co/0, 9 Ru/0, 6 Co/0, 45 Pt/10 × [0, 3 Co/0, 45 Pt]/5 Ta/7 Ru.

Ces courbes ont été obtenues par magnétomètre à échantillon vibrant, VSM pour *Vibrating Sample Magnetometer*¹. La couche mince de 1,3 nm de CoFeB est couplée ferromagnétiquement à la multilcouche de Pt/Co adjacente : cela permet de piéger l'aimantation de la couche de CoFeB du haut nécessaire à une bonne croissance du MgO et donc de la définir comme la couche dure. En effet, le tantalum de 0,4 nm inséré entre ces deux systèmes permet de conserver un couplage de type dipolaire et d'attirer le bore loin du MgO pour garder une cristallisation homogène. Le ruthénium sépare les deux multilcouches qui forment l'antiferromagnétique synthétique : Co/Pt/multilcouche(Co/Pt)/Co-Ru-Co/Pt/multilcouche(Co/Pt). Considérons le cycle de la figure II.1 sur lequel on voit trois sauts distincts de l'aimantation.

Partons d'un champ magnétique d'environ 5000 Oe. Pour cette valeur les aimantations

1. Un VSM contient une bobine de mesure dans laquelle on place l'échantillon soumis à un mouvement alternatif. La vibration de l'échantillon ferromagnétique entraîne un changement de flux magnétique détecté par les bobines sous forme de tension (pour plus de détails on pourra se reporter à la page 446 de la référence [137]). Les VSM contiennent des bobines qui produisent des champs magnétiques forts, ici de l'ordre de 0,5 T que nous utilisons pour mesurer les cycles d'hystérésis des échantillons en étant sûrs que les aimantations des différentes couches ferromagnétiques sont saturées. Ainsi, l'amplitude de champ magnétique extérieur est assez importante pour retourner les aimantations du SAF.

5 Ta / 30 CuN / 5 Ta / 1,1 CFB / MgO / 1,3 CFB / 0,40 Ta / 0,80 Co / 0,45 Pt / 5x [0,30 Co / 0,45 Pt] / 0,6 Co / 0,9 Ru / 0,6 Co / 0,45 Pt / 10x [0,30 Co / 0,45 Pt] / 5 Ta / 7 Ru

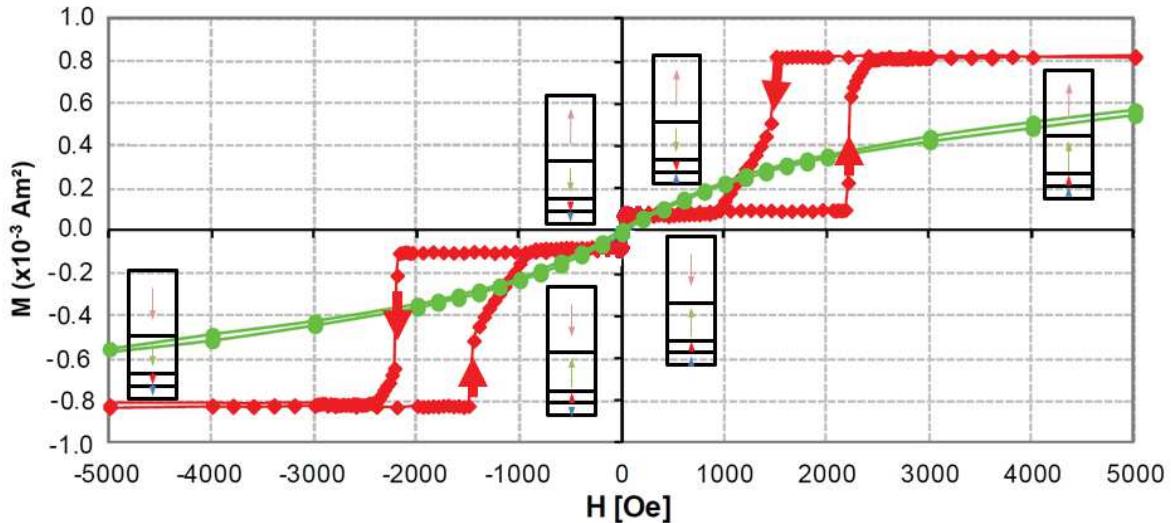


Figure II.1 – Cycles d'hystérésis de l'aimantation d'une jonction tunnel magnétique surmontée d'un anti-ferromagnétique synthétique. La courbe rouge foncée a été mesurée avec un champ perpendiculaire au plan des couches, la verte claire avec un champ magnétique parallèle. Les flèches rouges montrent le sens de parcours du cycle d'hystérésis de la courbe rouge. Les schémas explicatifs placés au-dessus de la courbe se réfèrent à une diminution du champ magnétique de +5000 Oe à -5000 Oe, ceux en bas à une augmentation de -5000 Oe à +5000 Oe.

des différentes couches ferromagnétiques sont colinéaires au champ magnétique extérieur, c'est-à-dire ↑ comme présenté sur la figure II.1. Si l'on suit la courbe rouge en diminuant le champ magnétique on observe un premier saut de l'aimantation autour de 1500 Oe suivi d'une diminution continue. Cela correspond au retournement de l'aimantation du $Fe_{60}Co_{20}B_{20}$ de 1,3 nm et de 0,8 Co/0,45 Pt/5 × [0,3 Co/0,45 Pt]/0,6 Co couplés ferromagnétiquement par les 0,4 nm de tantale. Le deuxième saut de l'aimantation autour de 0 (mais pour des valeurs positives du champ magnétique) correspond à la couche libre de 1,1 nm de $Fe_{40}Co_{40}B_{20}$. Le dernier saut autour de -2200 Oe se rapporte au retournement de l'aimantation de la couche de 0,6 Co/0,45 Pt/10 × [0,3 Co/0,45 Pt].

La courbe verte de la figure II.1 correspond à la mesure de l'aimantation de l'échantillon en champ magnétique colinéaire au plan des couches minces. On remarque qu'à $|H| > 5kOe$ l'aimantation n'est pas encore saturée car on n'observe aucun plateau. Cependant les aimantations des couches minces tendent à s'aligner avec ce champ magnétique extérieur et suivent donc quasi-linéairement le champ magnétique extérieur.

La couche mince ferromagnétique de 1,1 nm de CoFeB est la couche ferromagnétique dont l'aimantation se retourne sous l'effet des couples de spin-orbite. Pour connaître son champ coercitif, un cycle mineur de cette couche est effectué au VSM et est présenté en figure II.2.

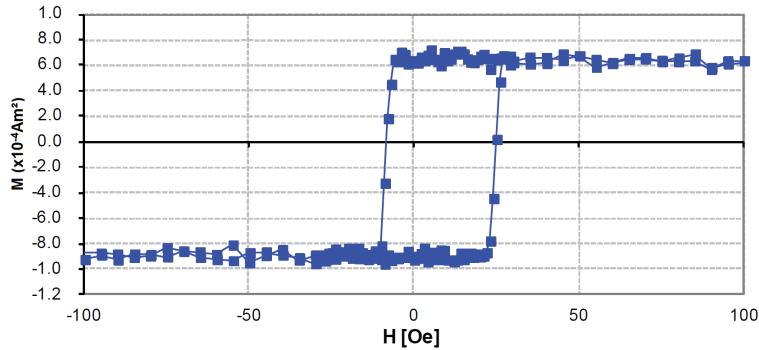


Figure II.2 – Cycle d’hystérésis mineur de la jonction tunnel magnétique précédente.

Sur ce cycle, on observe un décalage du cycle par rapport à l’abscisse 0. Cela signifie qu’il existe un champ rayonné sur la couche ferromagnétique libre que l’on peut mesurer ici et qui vaut environ 8 Oe. Ce champ peut provenir du SAF mais peut aussi résulter de la rugosité des interfaces. De plus on peut voir lors des sauts de l’aimantation des points de mesure : ils correspondent à une aimantation non saturée et probablement à des domaines magnétiques car les points mesurés en augmentant ou en diminuant le champ magnétique ont à peu près la même aimantation. On peut extraire le champ coercitif de cette courbe et celui-ci vaut environ 17 Oe.

II.1.1.4 Croix de Hall

Comme nous l’avons vu précédemment, la TMR donne une information sur le sens relatif des aimantations des deux couches magnétiques. Afin d’avoir une mesure de l’aimantation de la couche libre seule, nous avons utilisé l’effet Hall extraordinaire. Pour cela, le tantalum étant un matériau à fort couple de spin-orbite, il n’y a pas besoin de changer de matériau et l’on peut utiliser seulement la brique du bas de la jonction tunnel magnétique. Un exemple utilisé par la suite est composé de 8 Ta/1 Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO/5 Ta/5 Ru. Afin d’assurer une anisotropie perpendiculaire aux couches minces, elles sont recuites à l’identique des jonctions tunnel magnétiques précédentes.

II.1.2 Fabrication des échantillons

II.1.2.1 Dépôt des matériaux

Les matériaux précédents ont été déposés par pulvérisation cathodique magnétron qui est une technique de dépôt physique par phase vapeur. Cette technique utilise les atomes de la cathode pulvérisés vers l’anode où se trouve le substrat. La chambre de pulvérisation est sous un vide inférieur à 10^{-9} bar pour garantir une bonne pureté des matériaux déposés. Les atomes d’un gaz inerte (dans notre cas l’argon) sont ionisés dans un plasma et attirés par la cathode. Ces ions Ar⁺ transfèrent leur énergie cinétique aux atomes de la cible métallique (cathode) qui sont pulvérisés et vont se déposer dans toute

la chambre de pulvérisation, notamment sur le substrat. Une partie des matériaux a été déposée en Allemagne par l'entreprise Singulus avec une machine de dépôt Timaris, l'autre à la Plateforme Technologique Amont (PTA) à Grenoble avec une machine Actémium. Les dépôts ont été faits sur des substrats de silicium haute résistivité pour éviter toute fuite de courant dans le substrat lors des mesures électriques qui suivront. Ces mesures sont expliquées, par exemple, page 101 de la thèse de référence [138].

II.1.2.2 Nano et micro-structuration

La cellule mémoire de SOT-MRAM finale est composée d'une piste rectangulaire de tantalum pour l'écriture par SOT, d'une jonction tunnel magnétique de forme circulaire qui repose sur la piste et d'une électrode supérieure pour appliquer une tension et mesurer la TMR. Ces dispositifs sont dits « à trois terminaux » car ils contiennent trois électrodes : deux aux extrémités de la piste de Ta et une pour l'électrode au-dessus de la jonction tunnel (cf. figure I.8). Dans les croix de Hall, le plot magnétique est cylindrique à section circulaire et une électrode supérieure est aussi déposée pour appliquer un champ électrique. Les étapes de lithographie pour les deux systèmes sont les mêmes (MTJ et croix de Hall), seuls les masques utilisés pour transférer les motifs des électrodes diffèrent.

Pour fabriquer cette mémoire nous avons utilisé une approche dite *top-bottom* (haut-bas). Cette méthode consiste à déposer tous les matériaux puis à « creuser » les formes voulues.

La première étape est un dépôt d'une bicouche 3 *Ru/125 Ta* au-dessus des matériaux magnétiques pour prendre un contact électrique entre le pilier magnétique et l'électrode supérieure lors de la dernière étape de lithographie. Ce dépôt est fait à la PTA sur la machine de dépôt Actemium et est épais pour pouvoir prendre facilement le contact électrique après l'étape de planarisation.

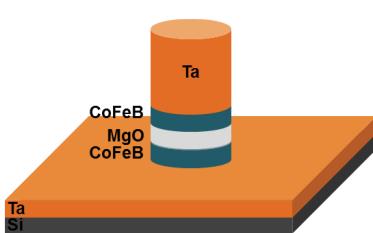
Lithographie de la jonction tunnel

Le premier niveau de lithographie consiste à définir la jonction tunnel magnétique. Pour ce faire nous utilisons un masque dur puis tous les matériaux sous-jacents sont gravés.

La première étape consiste à déposer une résine électrosensible : le polyméthacrylate de méthyle ou PMMA. L'insolation avec un faisceau d'électrons selon un motif défini par ordinateur permet de casser des liaisons chimiques et de fragiliser la résine sur les parties insolées. Celles-ci se dissolvent facilement dans un solvant (c'est une résine positive), laissant des trous de la forme voulue sur le substrat en silicium². Ensuite le matériau du masque dur est déposé par évaporation, dans notre cas le chrome, et recouvre tout le wafer (les trous mais aussi le dessus de la résine restante). Pour enlever la résine restante

2. Le substrat est une fine galette de silicium, appelé wafer, d'un diamètre normalisé : 50 mm, 100 mm...

et le chrome qui la recouvre on dissout la résine dans un solvant : c'est le lift-off. On obtient alors des disques de chrome de diamètre compris pour nous entre 100 et 1000 nm. Ensuite la couche épaisse de Ta de 125 nm est gravée par gravure ionique réactive, le pilier de chrome jouant le rôle de masque de gravure. Le gaz utilisé pour la gravure est un mélange d'argon et de gaz fluoré (le SF₆), qui réagit chimiquement avec le tantalum. La fin de la gravure est détectée par réflectivité laser, la couche de ruthénium jouant le rôle de couche d'arrêt. Cette méthode de gravure permet une gravure rapide du Ta de manière très sélective et anisotrope selon la direction de l'échantillon. Après gravure, on obtient un pilier circulaire de tantalum de quelques centaines de nm de taille latérale. L'étape suivante est une gravure à faisceau d'ions afin de structurer la jonction tunnel magnétique. Cette gravure physique utilise des ions Ar⁺ bombardés à 45° par rapport aux plans des couches. L'avancement de la gravure est suivi grâce à un spectromètre de masse qui permet de connaître la quantité de masse de chaque espèce chimique déposée sur un capteur. Si le signal du cobalt ou du fer du CoFeB (observé au spectromètre de masse) commence à diminuer, la gravure est arrêtée car cela signifie que l'électrode inférieure en tantalum commence potentiellement à être attaquée. Le premier niveau est alors terminé et la jonction tunnel définie : voir figure II.3.



(a) Vue schématique de côté.



(b) Image du pilier au MEB (vue de dessus).

Figure II.3 – Pilier magnétique obtenu après le premier niveau de lithographie.

Lithographie de la piste de tantalale

Le deuxième niveau permet de définir l'électrode inférieure de tantalum avec une lithographie électronique car les jonctions tunnel magnétiques sont alignées sur les pistes de tantalum qui ont une largeur de quelques centaines de nanomètres au micromètre. On utilise cette fois-ci une résine négative : la partie de la résine non insolée est dissoute lors du développement. Un alignement haute résolution (d'une précision d'environ 20 nm) est utilisé afin que la jonction tunnel soit au centre de la piste. Après développement de la résine, on obtient ainsi une piste composée d'une résine négative de 100 nm d'épaisseur. La gravure de la piste de Ta est ensuite effectuée par gravure ionique réactive fluorée, la résine servant de masque de gravure. Une observation au microscope électronique à

balayage (MEB) permet de mesurer les tailles latérales des pistes et les diamètres des piliers magnétiques, comme présenté figure II.4(b).



Figure II.4 – Piste de tantalum et pilier magnétique lithographiés après le second niveau.

Définition de l'électrode supérieure

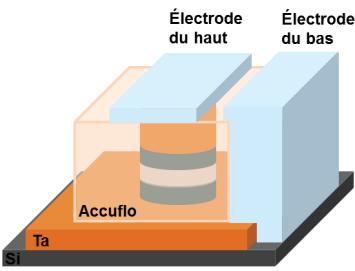
L'étape suivante consiste à déposer l'isolant séparant les électrodes supérieure et inférieure. La principale difficulté ici est de trouver un isolant permettant ensuite d'ajouter un contact électrique en haut de la jonction tunnel magnétique, ce qui est très délicat étant données les très faibles dimensions latérales des piliers magnétiques. Pour résoudre ce problème, une résine isolante est utilisée : l'accuflow. Elle est choisie de manière à être planarisante, c'est-à-dire que sa surface est plane au-dessus du pilier magnétique. Pour ajouter une électrode sur la jonction tunnel, la résine est gravée selon un motif imprimé par lithographie optique. C'est une gravure ionique oxygénée et est isotrope et s'arrête lorsque le haut du pilier émerge de la résine.

Définition des électrodes macroscopiques

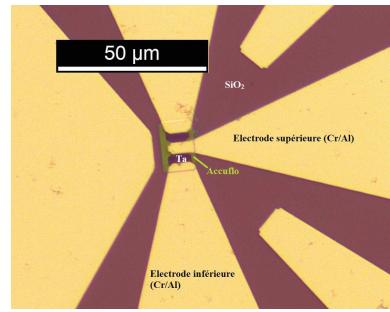
Le dernier niveau consiste à définir les électrodes utilisables avec des pointes électriques. Pour cela on utilise une lithographie optique avec une résine négative : les motifs microscopiques des électrodes présents sur le masque optique sont imprimés dans la résine. Après développement de la résine un dépôt de chrome et aluminium est réalisé. La dernière étape est un lift-off et les dispositifs finaux sont prêts à être mesurés (voir la figure II.5).

II.2 Mesures de magnéto-transport

Comme vu dans la partie précédente cette thèse est centrée sur les SOT-MRAM. Pour vérifier l'efficacité et les propriétés des couples de spin-orbite nous avons effectué des mesures de magnéto-transport. En effet, les mesures de résistances permettent d'accéder



(a) Vue schématique de côté.



(b) Image au microscope optique (vue de dessus).

Figure II.5 – Dispositifs finaux.

directement à l'état d'aimantation et ce notamment grâce à l'effet de magnétorésistance tunnel (TMR) et à l'effet Hall extraordinaire (EHE).

II.2.1 Contacts électriques

Pour mesurer les propriétés électriques de nos échantillons il faut établir le contact électrique entre le wafer sur lequel se trouvent les échantillons structurés et les appareils de mesure. Deux techniques ont été utilisées dans cette thèse : l'utilisation d'un porte-échantillon sur lequel un échantillon d'environ 1x1 cm est collé, le porte-échantillon pouvant être inséré dans l'entrefer³ d'un aimant. Dans l'autre cas le wafer est posé directement sur la bobine.

Sur la figure II.6 on peut voir le montage utilisé avec le porte-échantillon. Les pistes conductrices de cuivre (en rosé sur la figure) permettent la conduction électrique des appareils électroniques jusqu'au wafer. La face arrière du porte échantillon est métallique et reliée à la masse des appareils. Les pistes forment ainsi des guide d'onde de géométrie type microruban. La largeur des pistes a été choisie de manière à ce que l'impédance caractéristique soit de 50Ω . Pour boucler le circuit, il est nécessaire de micro-soudler un fil d'aluminium ici de $25 \mu\text{m}$ entre la piste de cuivre et le wafer. Ce type de porte-échantillon permet d'injecter des ondes hyperfréquences jusqu'au GHz, la bande passante étant principalement limitée par l'inductance des fils de soudure utilisés.

Quand le wafer est simplement posé sur la bobine, on utilise des pointes métalliques pour mesurer électriquement l'échantillon. Sur la photographie de la figure II.7(a) on peut voir deux types de pointes : les pointes simples, ressemblant à des aiguilles, appelées pointes DC pour pointes à courant direct (*Direct Current*) et les pointes haute fréquence à géométrie coaxiale avec trois « doigts » correspondant à l'âme (connecteur central) et la gaine (connecteurs latéraux) permettant d'injecter des ondes hyperfréquences jusqu'à

3. L'entrefer est une coupure étroite dans un matériau ferromagnétique (le plus souvent doux) constituant un circuit magnétique. Le lecteur se reportera à la référence [29] page 55 pour des explications sur l'entrefer.

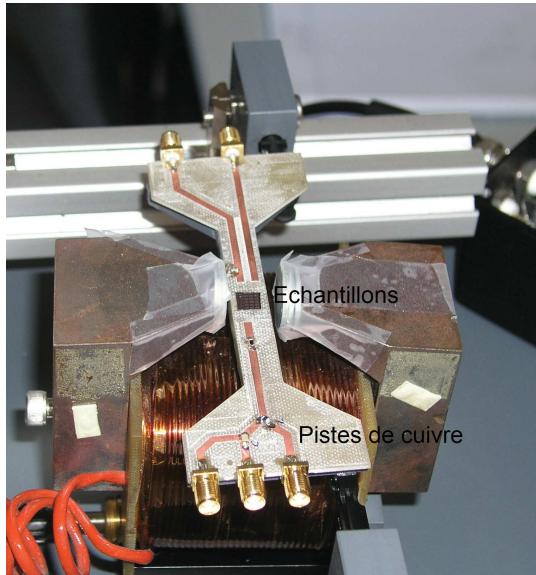
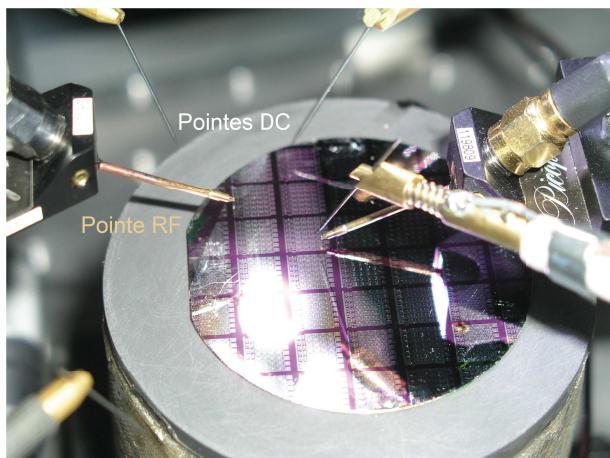
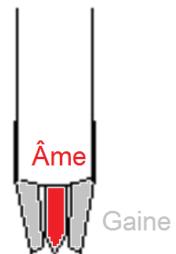


Figure II.6 – Photographie du porte-échantillon.

40 GHz, comme présenté sur la figure II.7(b). Ces pointes seront nommées par la suite pointes RF comme Radio-Fréquence.



(a) Photographie du montage expérimental avec les pointes RF et DC.



(b) Schéma d'une pointe RF.

Figure II.7 – Configuration expérimentale utilisant les pointes pour les contacts électriques.

Pour injecter le courant générant le SOT nous utilisons des impulsions de quelques nanosecondes, nous avons donc besoin de matériel adapté : les pointes RF vues plus haut conçues pour une utilisation jusqu'à 40 GHz et les connecteurs SMA (pour *SubMiniature version A*) utilisables jusqu'à 18 GHz montées sur des câbles coaxiaux. De plus, les pointes RF sont conçues par l'entreprise *Picoprobe* pour être les plus amagnétiques possible.

II.2.2 Champ magnétique

Pour mesurer les cycles d'hystérésis des échantillons, nous avons besoin d'un champ magnétique de direction constante et de norme modulable. Nous avons donc utilisé pour cela deux bobines différentes : une bobine produisant un champ magnétique hors du plan des couches minces et une produisant un champ magnétique dans le plan des couches minces. Les deux bobines sont alimentées par une source de courant de marque *Kepco*. Pour mesurer la résistance de nos échantillons avec les pointes DC et/ou RF et un champ planaire nous avons inséré un support amagnétique plastique dans l'entrefer de la bobine. Celui-ci est donc en compression mécanique et sa hauteur et son angle par rapport au sol peut être réglé. Cependant, si le champ magnétique appliqué constamment est trop élevé, le courant nécessaire à sa création fait chauffer la bobine. L'étude étant faite dans l'entrefer de la bobine, l'échantillon repose sur un support en compression mécanique. Si la bobine chauffe trop, l'échantillon peut bouger à cause de la dilatation des pièces de la bobine qui compressent le support de l'échantillon. Ainsi on utilisera le champ magnétique maximum sans surchauffe. Si au contraire l'échantillon est placé comme sur l'image de la figure II.6, la dilatation n'est pas trop gênante mais une surchauffe de la bobine n'est pas souhaitable pour autant. En effet, les échantillons mesurés avant que la température ne soit stabilisée ne subissent pas le même champ magnétique qu'après la stabilisation de la température de la bobine. Ainsi dans tous les cas nous utilisons le champ maximum sans surchauffe de la bobine.

II.2.3 Mesures de magnétorésistance tunnel (TMR)

Pour mesurer la TMR de nos échantillons et appliquer un champ électrique, nous avons besoin d'un courant traversant la jonction tunnel magnétique. Le montage le plus simple consiste à connecter les deux couches ferromagnétiques au deux pôles d'un générateur de courant. Pour cela nous avons utilisé un *Keithley 2401* qui permet de générer un courant électrique tout en mesurant la résistance électrique de l'échantillon.

Pour vérifier le comportement magnétique de nos échantillons nous avons commencé par mesurer la résistance en fonction d'un champ magnétique extérieur produit par une bobine produisant un champ magnétique hors du plan des couches minces (voir la figure II.8).

Un exemple de courbe d'hystérésis obtenue est présenté figure II.9 pour un système composé de $8\text{ Ta}/1, 1\text{ Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/1, 87\text{ MgO}/1, 6\text{ Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/0, 4\text{ Ta}/0, 8\text{ Co}/0, 55\text{ Pt}/5 \times [0, 3\text{ Co}/0, 55\text{ Pt}]/0, 6\text{ Co}/0, 9\text{ Ru}/0, 6\text{ Co}/0, 55\text{ Pt}/13 \times [0, 3\text{ Co}/0, 55\text{ Pt}]/5\text{ Ta}/5\text{ Ru}$, un diamètre de pilier de 1135 nm et une piste de largeur 1450 nm. Le cycle est très carré ce qui signifie que l'axe d'anisotropie et le champ magnétique extérieur sont colinéaires (voir les pages 202 à 204 de la référence [29]) et que le renversement procède par nucléation de domaine magnétique suivie d'une propagation facile de paroi de domaine. On remarque

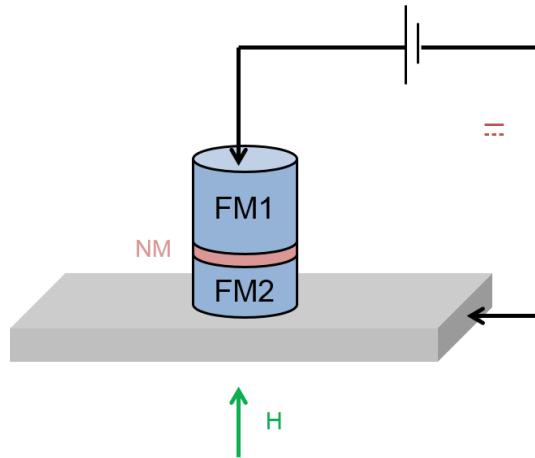


Figure II.8 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour mesurer la résistance en fonction du champ magnétique extérieur.

que les valeurs des résistances à saturation et à la rémanence sont égales et on désignera par la suite l'aimantation correspondante comme l'aimantation à saturation. Contrairement au cas idéal présenté sur la figure I.10 le cycle n'est pas centré sur $H = 0$. Ceci peut s'expliquer par le fait que les champs magnétiques rayonnés par les autres couches magnétiques sur le CoFeB du bas décalent le cycle d'hystérésis d'une valeur appelée champ d'échange H_{ex} . On utilise les champs de retournements pour définir expérimentalement le champ coercitif H_1 et H_2 dans la formule $H_c = \frac{|H_1| + |H_2|}{2}$ (voir la figure II.9 pour H_1 et H_2). Dans le cas étudié ici ce champ vaut $H_c = (240 + 140)/2 = 180$ Oe. On peut aussi extraire le champ d'échange comme : $H_{ex} = \frac{|H_1| - |H_2|}{2}$ qui vaut dans ce cas 50 Oe.

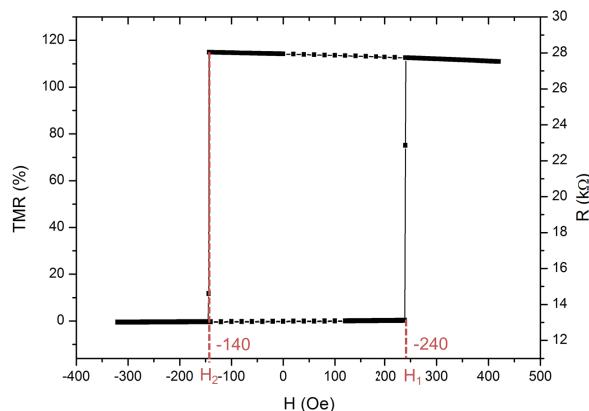


Figure II.9 – Courbe d'hystérésis mineure de la couche douce composée de 1,1 nm de CoFeB de l'empilement 8 Ta/1,1 Co₄₀Fe₄₀B₂₀/1,87 MgO/1,5 Co₆₀Fe₂₀B₂₀/0,4 Ta/0,8 Co/0,55 Pt/5 × [0,3 Co/0,55 Pt]/0,6 Co/0,9 Ru/0,6 Co/0,55 Pt/13 × [0,3 Co/0,55 Pt]/5 Ta/5 Ru.

Un exemple est donné sur la figure II.10 pour des empilements de 10 Ta/1 Co₆₀Fe₂₀B₂₀/MgO/1,5 Co₂₀Fe₆₀B₂₀/5 Ta/5 Ru. Comme précédemment l'ai-

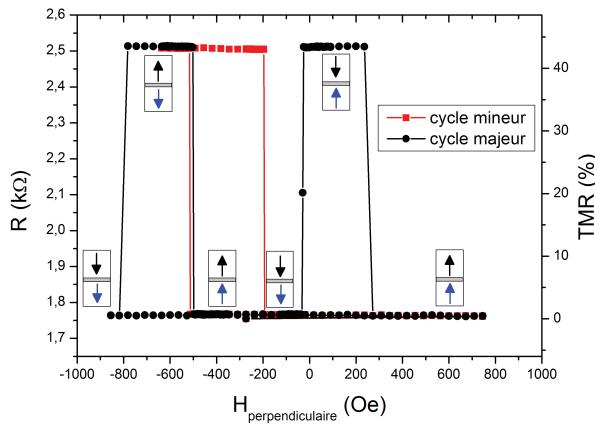


Figure II.10 – Courbes d’hystérésis mineure et majeure d’un empilement de 10 Ta/1 Co₆₀Fe₂₀B₂₀/MgO/1,5 Co₂₀Fe₆₀B₂₀/5 Ta/5 Ru correspondant respectivement au retournement de l’aimantation de la couche ferromagnétique douce (les carrés rouges) et aux retournements des aimantations des couches douces et dures (les points noirs). La flèche bleue du bas représente l’aimantation de la couche de CoFeB douce, la flèche noire du haut l’aimantation du CoFeB de référence.

mantation pointe selon l’axe z, c’est-à-dire hors du plan des couches. Sur la figure II.10 on voit quatre sauts de résistance pour la courbe noire. À $H = -100$ Oe les aimantations des couche libre et fixe sont parallèles et $\downarrow - \downarrow$ respectivement. En augmentant l’amplitude du champ magnétique extérieur on assiste à un premier saut de la résistance de la valeur R_p vers un état plus résistif de résistance R_{ap} , ce qui correspond au retournement de l’aimantation de la couche ferromagnétique libre (flèche bleue). Le système est alors dans l’état anti-parallèle $\downarrow - \uparrow$. Le deuxième saut correspond au retournement de l’aimantation de la couche ferromagnétique dure, le système se retrouve alors en configuration parallèle $\downarrow - \downarrow$. Si l’on suit la courbe en diminuant le champ magnétique extérieur, on remarque le même comportement que précédemment correspondant aux états d’aimantation $\uparrow - \downarrow$ puis $\uparrow - \uparrow$.

Les mesures de TMR permettent d’accéder aux champs coercitifs des couches ferromagnétiques mais pas directement au comportement de la couche douce seule. Nous allons maintenant voir comment accéder à la constante d’anisotropie magnétique.

II.2.4 Mesures d’Effet Hall Extraordinaire (EHE)

Le principe physique de l’effet Hall extraordinaire ou anomal a été décrit dans la partie I.3.2.1 : lorsqu’un courant électrique traverse un matériau ferromagnétique le couplage spin-orbite crée une tension aux bornes de l’échantillon perpendiculaire au courant initial et à l’aimantation. Cette tension perpendiculaire est proportionnelle à la composante M_z de l’aimantation. Les couches ferromagnétiques utilisées ici ont toutes une anisotropie hors du plan des couches, donc selon e_z . Ainsi la mesure de la tension transversale créée

permet de sonder l'aimantation.

Pour mesurer la tension produit de Hall il faut quatre contacts : deux pour l'injection du courant de charge et deux pour la mesure de la tension de Hall. On utilise donc un montage comportant 4 pointes comme présenté figure II.11.

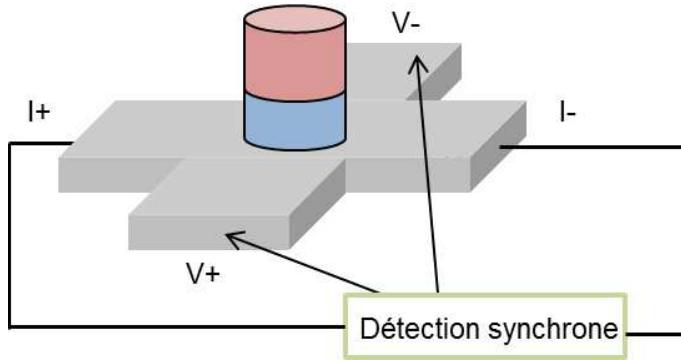


Figure II.11 – Schéma du montage utilisé pour mesurer l'effet Hall extraordinaire.

Le signal est assez faible, contrairement à celui de TMR, et une détection synchrone est utilisée à une fréquence d'environ 1 kHz. Si l'on veut en outre appliquer une tension aux bornes d'un échantillon, on utilisera le montage de la figure II.12.

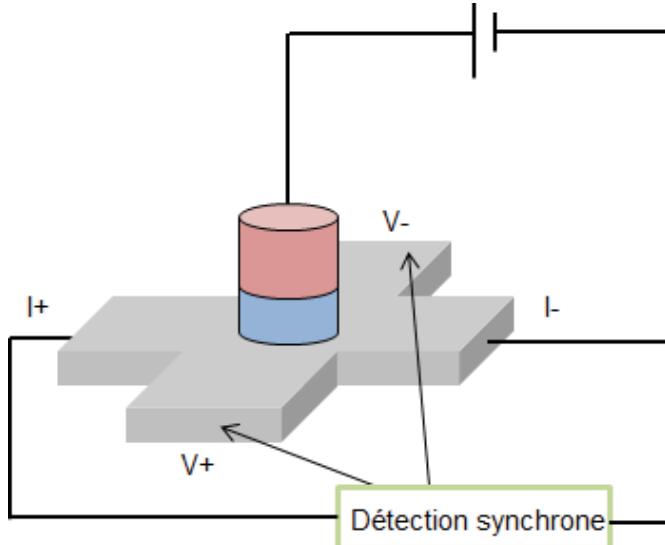


Figure II.12 – Schéma du montage utilisé pour mesurer l'effet Hall extraordinaire et appliquer une tension sur le pilier.

Un exemple de cycle mineur obtenu par mesure d'effet Hall anomal sur un échantillon de $8\text{ Ta}/1,1\text{ Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/\text{MgO}/5\text{ Ta}/5\text{ Ru}$ est présenté figure II.13. La tension appliquée sur le pilier magnétique est très faible (0,01 V) et permet d'avoir une courbe de référence.

Comme précédemment, on peut définir le champ coercitif qui vaut ici environ 40 Oe. Cette méthode sonde uniquement l'aimantation de la couche ferromagnétique adjacente à la ligne de courant, on peut donc s'en servir pour savoir comment l'aimantation de

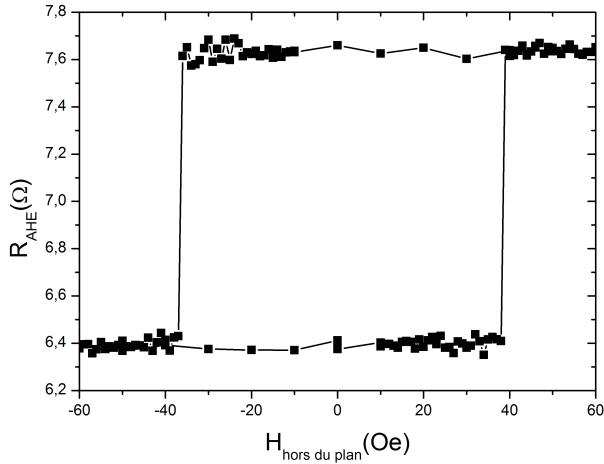


Figure II.13 – Cycle d'hystérésis du CoFeB de l'empilement 8 Ta/1,1 Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO/5 Ta/5 Ru mesuré par effet Hall anomal avec une tension appliquée sur la barrière tunnel de 0,01 V.

cette couche suit un champ magnétique extérieur et en déduire son anisotropie effective. Pour ce faire, le porte-échantillon tourne dans l'entrefer d'un électroaimant grâce à un moteur contrôlé informatiquement. On obtient alors la courbe présentée figure II.14 pour le cas particulier d'une multicoque de 8 Ta/1,05 Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO/5 Ta/5 Ru . Cette courbe est ajustée pour déterminer la valeur de l'anisotropie (nous verrons ce traitement plus en détail dans la partie IV.1.1.1).

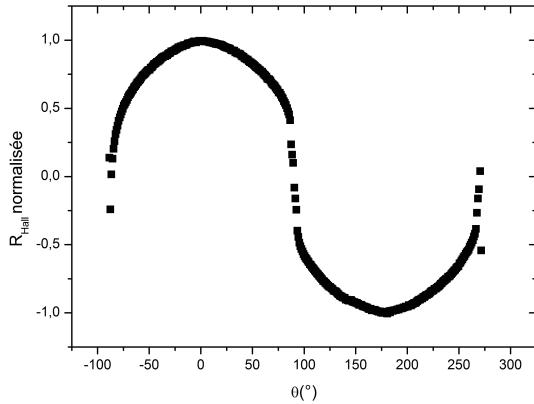


Figure II.14 – Résistance de Hall (normalisée pour le l'ajustement) en fonction de l'angle θ_H entre l'axe d'anisotropie hors du plan des couches minces et le champ magnétique extérieur pour un empilement de 8 Ta/1,05 Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO/5 Ta/5 Ru. L'angle 0° correspond à l'alignement de l'axe d'anisotropie avec le champ magnétique appliqué, c'est-à-dire à un champ magnétique perpendiculaire au plan des couches minces. La tension de mesure est de +0,3 V et le champ magnétique constant vaut 2 kOe.

II.3 Injection de courant dans la piste de matériau lourd

Les impulsions courtes sont nécessaires pour les applications et nous avons utilisé des signaux électriques de type « créneau » pour l'injection du courant. Pour cela deux générateurs d'impulsions ont été utilisés. Le premier générateur *Agilent 81110A* permet de contrôler les temps de montée, descente et de plateau du créneau avec une durée minimum d'impulsion de 5 ns (prenant en compte les temps de montée et descente au minimum de 1,8 ns).

L'autre générateur est un *Armxel* pouvant générer de fortes tensions jusqu'à 40 V combinées à des impulsions plus courtes encore et au minimum de 200 ps avec un temps de montée de 145 ps et un temps de descente de 295 ps (ces durées ne sont pas modifiables). Cet appareil a été utilisé durant toute l'étude sur le retournement par couples de spin-orbite avec des impulsions ultra-rapides.

II.3.1 Application d'impulsions de courant et mesure de l'état d'aimantation

L'injection d'impulsions de courant pour le retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite et la mesure de l'état d'aimantation nécessitent deux dispositifs expérimentaux. Le choix a été fait de mesurer l'état d'aimantation en courant continu pour les jonctions tunnel magnétiques et en courant alternatif de très basse fréquence (autour de 1 kHz) pour les croix de Hall. Pour décorrérer les mesures de résistances et l'application du champ électrique (en courant direct ou à quelques kHz) avec l'injection d'impulsions de courant ultra-brèves (autour de la ns correspondant au GHz), des T d'injection (*bias tee*) sont utilisés, comme présenté sur la figure dans la case 3) du tableau II.1. Ces dispositifs passifs comportent trois pôles avec une entrée et deux sorties : une sortie AC et une DC. Entre l'entrée et la sortie AC il y a un condensateur ; entre l'entrée et la sortie DC il y a une inductance (pour plus de détails voir le document [139]). Le condensateur permet de couper la partie du signal à faible fréquence et l'inductance celle à haute fréquence.

Les montages utilisés pour l'injection d'impulsions de courant et la mesure de l'état d'aimantation sont présentés dans les cases 1) et 3) du tableau II.1 respectivement pour la mesure de la tension d'effet Hall extraordinaire et par TMR.

II.3.2 Application d'impulsions de courant, d'un champ électrique et mesure de l'état d'aimantation

Pour observer les effets d'un champ électrique une tension est appliquée sur la barrière tunnel en utilisant un générateur *Keithley 2401*. Cependant, lorsqu'un contact est pris au-

dessus du pilier, la forte tension du générateur d'impulsions utilisée pour injecter le courant dans la piste de tantale peut entraîner une différence de tension importante au niveau de l'oxyde et endommager la barrière tunnel. Pour limiter cette tension, une solution a été d'ajouter une résistance en série au niveau du contact du pilier magnétique dont la valeur ($57\text{ k}\Omega$ ou $557\text{ k}\Omega$) est grande devant celle de la piste (cf. cases 2) et 3) du tableau II.1). Les temps de montée et de descente étant du générateur d'impulsion étant très courts, cette résistance est introduite le plus près possible de l'échantillon. Les montages du tableau II.1 permettent d'injecter des impulsions de courant très courtes et de vérifier leurs traces sur l'oscilloscope. Cela permet de contrôler la forme de l'impulsion en sortie de dispositif mais aussi de mesurer le courant réellement transmis dans la piste de tantale et d'en déduire la densité de courant utilisée.

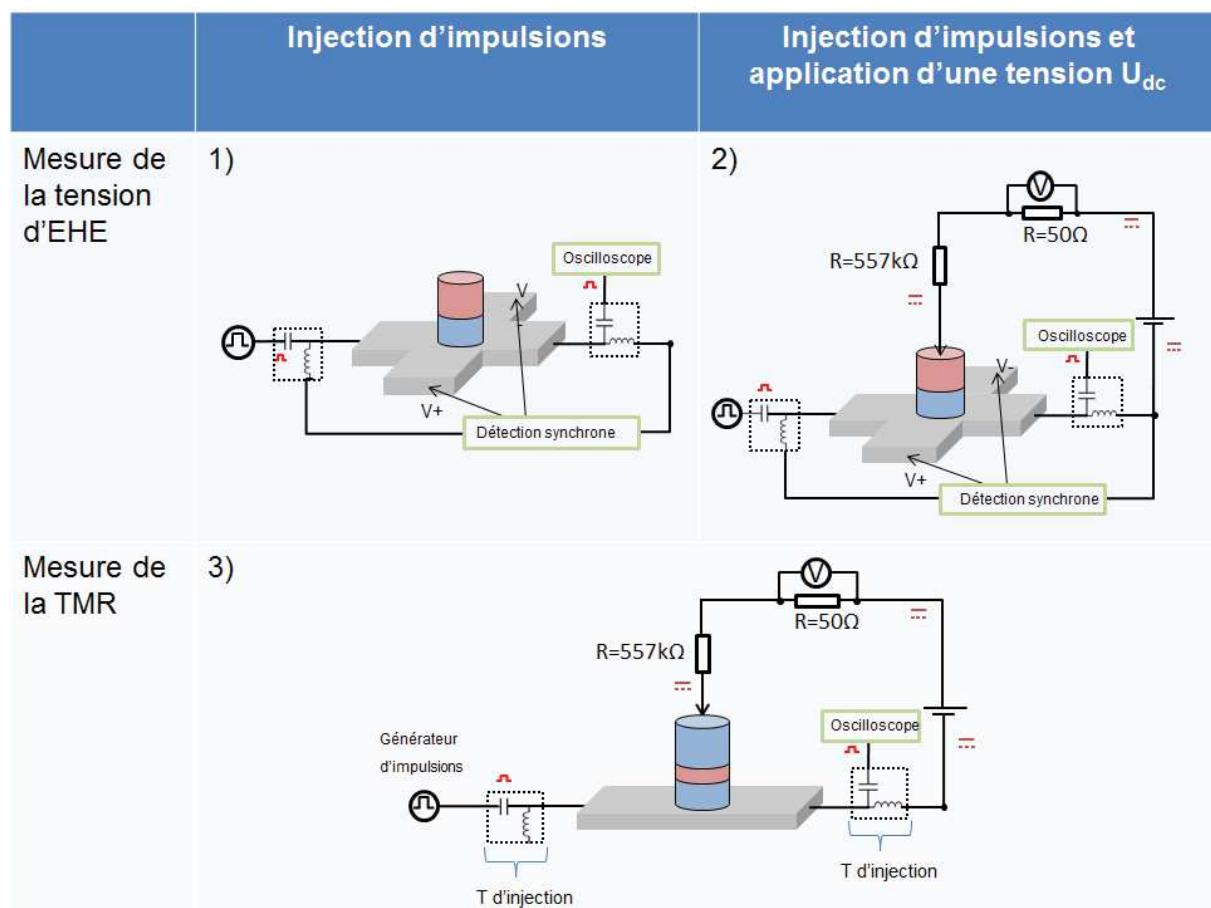


Tableau II.1 – Présentation des différents montages utilisés pour injecter des impulsions de courant et : 1) mesurer la tension d'effet Hall extraordinaire, 2) mesurer la tension d'effet Hall extraordinaire et appliquer une tension sur la jonction tunnel magnétique, 3) mesurer la TMR et appliquer une tension sur la jonction tunnel magnétique.

II.4 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre les matériaux utilisés pour les mesures : les échantillons sont composés d'une tricouche de base de Ta/CoFeB/MgO avec une aimantation du CoFeB perpendiculaire aux plans des couches minces. Pour les mesures de tensions d'effet Hall extraordinaire, cette tricouche de base est étudiée via une croix de Hall de tantale sur laquelle le pilier circulaire de CoFeB/MgO repose. Les impulsions de courant sont injectées dans la piste de tantale par une branche de la croix de Hall pour étudier les couples SOT et la tension d'effet Hall extraordinaire est mesurée aux bornes de la branche perpendiculaire. Cette géométrie permet d'observer les effets des couples de SOT sur une monocouche magnétique. L'effet d'un champ électrique est étudié grâce à une électrode supérieure au dessus du MgO et les montages utilisés pour cette géométrie ont été présentés dans ce chapitre.

Pour les applications mémoire type SOT-MRAM, l'empilement est basé sur les matériaux Ta/CoFeB/MgO/CoFeB qui présentent une grande TMR et une anisotropie magnétique perpendiculaire forte. Le tantale est lithographié sous forme de piste simple et les matériaux qui reposent dessus sont lithographiés de la même façon que pour les croix de Hall. Les dispositifs SOT-MRAM permettent la lecture du sens relatif des deux aimantations de direction perpendiculaire au plan des couches minces via la TMR qui consiste à appliquer une tension entre l'électrode supérieure et l'électrode inférieure et de mesurer la résistance. L'écriture se fait via l'injection d'impulsions de courant dans la piste de tantale. L'effet du champ électrique sur le courant critique de retournement de l'aimantation est sondé par la même voie que pour la lecture de la TMR.

Ce chapitre a présenté les échantillons et leur lithographie, les techniques et les montages utilisés par la suite. Nous nous référerons donc dans les parties suivantes à ce chapitre et notamment pour les montages utilisés pour le retournement ultra-rapide de l'aimantation du CoFeB du bas.

Chapitre III

Retournement de l'aimantation par couple de spin-orbite

Sommaire

III.1 Dépendance du courant critique avec le champ magnétique extérieur pour une tricouche Ta/CoFeB/MgO	90
III.1.1 Étude semi-quantitative	91
III.1.2 Comparaison avec la littérature	94
III.2 SOT-MRAM à écriture ultra-rapide	94
III.2.1 Écriture ultra-rapide d'une cellule SOT-MRAM	95
III.2.2 Dépendance avec la durée d'impulsion	95
III.2.3 Considérations énergétiques	101
III.3 Conclusion	102

L'un des buts de cette thèse est de prouver la faisabilité du retournement ultra-rapide de l'aimantation via les couples de spin-orbite dans des dispositifs à base de matériaux intégrables dans des cellules mémoire. Nous allons tout d'abord voir la dépendance des courants de retournement de l'aimantation par SOT d'une monocouche magnétique de Ta/CoFeB/MgO en fonction du champ magnétique extérieur appliqué dans le plan des couches minces. Nous verrons ensuite l'écriture ultra-rapide des SOT-MRAM : la preuve de concept jusqu'à 400 ps et des considérations énergétiques.

III.1 Dépendance du courant critique avec le champ magnétique extérieur pour une tricouche Ta/CoFeB/MgO

L'expérience présentée dans cette partie a pour but d'étudier les dépendances du courant de retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite vis-à-vis du champ magnétique extérieur appliqué parallèlement au plan des couches minces et de la durée d'impulsion. Les échantillons utilisés sont composés de $8\text{ Ta}/0,98 - 1,2\text{ Co}_8\text{Fe}_{72}\text{B}_{20}/\text{MgO}/5\text{ Ta}/5\text{ Ru}$ nanolithographiés sous forme de plots circulaires pour le CoFeB et le MgO et sous forme de croix de Hall pour le Ta, comme présenté sur la figure III.1. On remarque dans la typographie précédente la mention 0,98-1,2 qui correspond à l'épaisseur de CoFeB en nm. Lors du dépôt de CoFeB par pulvérisation cathodique, un cache passe devant l'échantillon avec une vitesse constante. Cela résulte en un gradient de l'épaisseur de CoFeB qui varie suivant l'axe (100) entre 0,98 nm à 1,2 nm selon le diamètre du wafer de longueur 50 mm. Dans cette partie III.1 nous utiliserons une épaisseur de 1,07 nm de CoFeB qui possède son axe d'anisotropie facile hors du plan des couches minces. Le diamètre du plot magnétique est d'environ 300 nm et les bras de la croix de Hall en tantale ont une largeur d'environ 320 nm au niveau de la croix. Le montage utilisé est présenté dans le chapitre précédent dans la case 2) du tableau II.1.

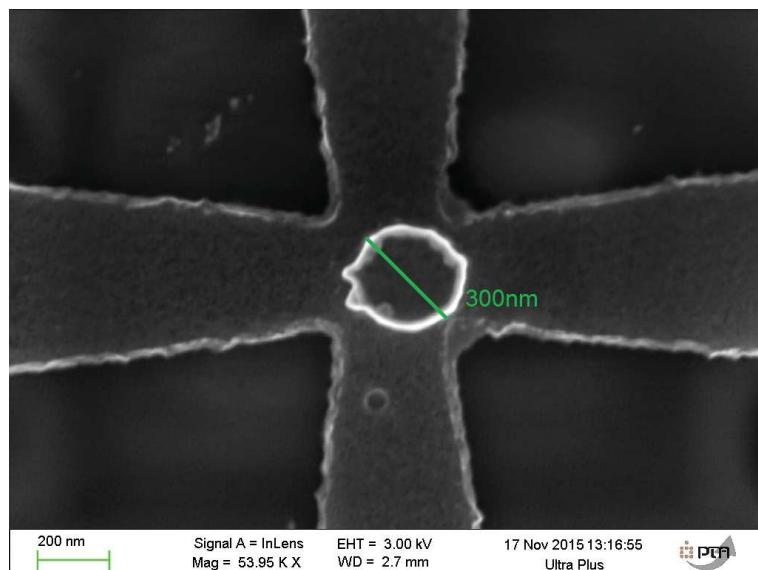


Figure III.1 – Image au microscope électronique à balayage d'un plot magnétique circulaire surmonté de MgO. Les bras de la croix de Hall sont en tantale. Ce type d'échantillon est utilisé dans toute la partie III.1.

III.1.1 Étude semi-quantitative

Une des motivations de cette partie est d'étudier la dépendance des densités de courant de retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite avec un champ magnétique sur un système plus simple qu'une jonction tunnel magnétique. Le champ magnétique extérieur est parallèle à \mathbf{e}_x , c'est-à-dire colinéaire à la piste de tantale (voir la figure I.20 pour le repère utilisé). Un champ résiduel selon \mathbf{e}_z existe, dû à un petit angle (inférieur à 5°) entre la piste de tantale et les lignes de champ magnétique. Il permet d'éviter la brisure de l'aimantation en de multiples domaines magnétiques [91].

Dix amplitudes de champ magnétique extérieur ont été utilisées dans les intervalles [-340 ; -250] et [250;340] Oe. La figure III.2 présente trois cycles de la résistance de Hall en fonction des densités de courant des impulsions d'une durée de 20 ns injectées dans la piste de tantale. Ces trois cycles ont été obtenus en diminuant l'amplitude des impulsions puis en les augmentant (flèches noires).

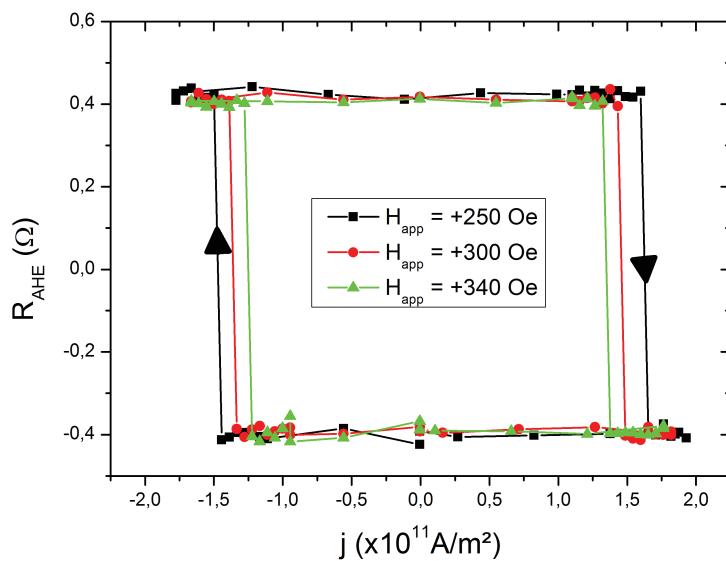


Figure III.2 – Mesures de la résistance d'effet Hall anomal R_{AHE} en fonction de la densité de courant j injectée dans la piste de tantale. Les impulsions de courant durent 20 ns. Les couleurs codent pour les différentes valeurs de champ magnétique extérieur H_{app} , les flèches indiquent le sens de parcours du cycle en partant de $j = 0$.

Sur la figure III.2 une résistance positive correspond à une aimantation \uparrow et une résistance négative à une aimantation \downarrow . On peut voir que les densités de courant nécessaires au retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite diminuent lorsque l'amplitude du champ magnétique extérieur H_x augmente. Si on utilise toutes les courbes de la résistance d'effet Hall anomal reproduites 25 fois pour les dix champs magnétiques différents on obtient le diagramme d'état de l'aimantation présenté sur la figure III.3.

Les points de la figure III.3 ont été mesurés à champ constant en modulant l'amplitude

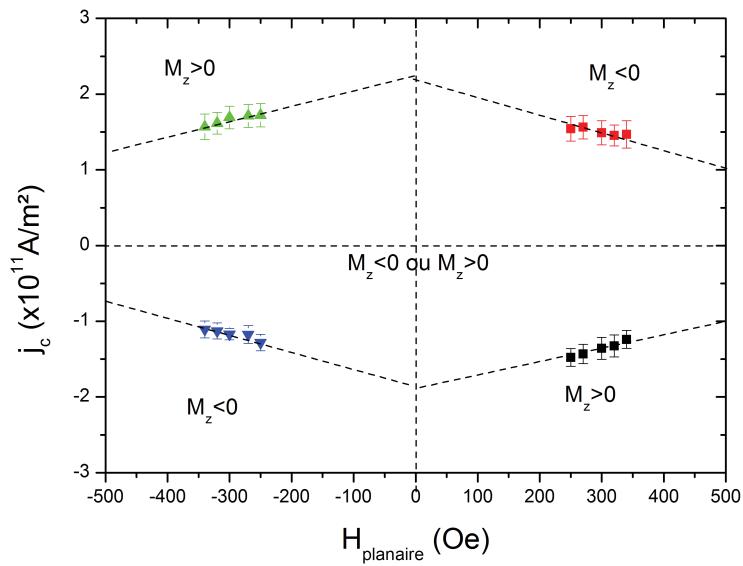
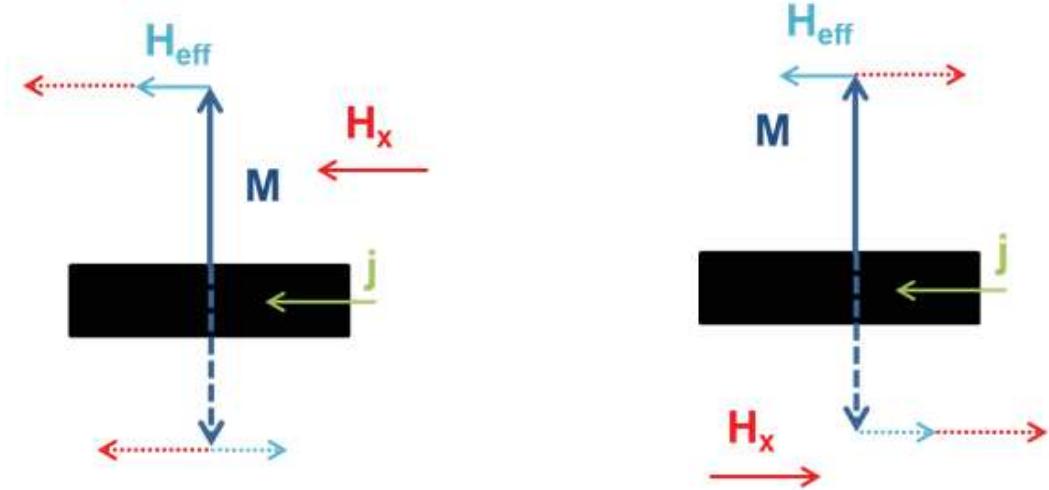


Figure III.3 – Diagramme d’état de l’aimantation d’un plot circulaire de CoFeB/MgO sur une piste de tantalum lithographiée sous forme de croix de Hall. Les symboles pleins sont les points de mesures correspondant au retournement de l’aimantation. Les pointillés sont des extrapolations qui délimitent les zones de stabilité de l’aimantation et les barres d’incertitudes correspondent à l’écart-type sur les 25 mesures.

des impulsions. Les barres d’erreur correspondent à l’écart-type sur les 25 mesures. La zone centrale de la figure III.3 correspond à une zone de bistabilité des états d’aimantation \uparrow et \downarrow . Les points de mesures marquent les limites entre la zone bistable et la zone monostable (l’état stable de l’aimantation est noté dans chaque partie du diagramme). Le diagramme d’état est incomplet car la zone de mesure est limitée par les facteurs suivant : le champ magnétique maximal accessible avec la bobine utilisée est ici seulement de ± 600 Oe. De plus si le champ magnétique est faible les densités critiques augmentent drastiquement, ce qui risque d’endommager le dispositif : nous nous sommes donc limités à des densités de courant ne dépassant pas $2 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$. En se basant sur la référence [140] pour délimiter les zones de stabilité de l’aimantation, nous avons tracé des lignes en pointillés pour guider les yeux.

Analysons ce diagramme. Les points de la figure III.2 sont qualitativement symétriques par rapport au point $(0 ; 0)$. En effet, des impulsions de courant négatives engendrent des couples de spin-orbite opposés à ceux créés par des courants positifs. On peut expliquer simplement cela en considérant le champ effectif associé au couple de Slonczewski du SOT. D’après l’équation (I.23) il vaut, $\mathbf{H}_{eff} \propto -\mathbf{M} \times \mathbf{e}_y$ avec un signe - car l’angle de Hall de spin pour des empilements de type Ta/CoFeB/MgO est négatif [79]. Partant d’une aimantation \uparrow , si le champ magnétique extérieur est positif, colinéaire et de même sens que le courant (ou la densité de courant), \mathbf{H}_{eff} est de même sens que le courant et que le champ $\mathbf{H}_{planaire}$. Il tend à retourner l’aimantation vers la position d’équilibre

stable \downarrow (voir la figure III.4(a)). Partant d'une aimantation \uparrow , si le champ magnétique est colinéaire et de même sens que le courant alors les deux champs (\mathbf{H}_{eff} et $\mathbf{H}_{planaire}$) s'ajoutent et l'aimantation \uparrow devient instable. Pour la position \downarrow , au contraire, les deux champs se soustraient et cette position est stable. Si $\mathbf{H}_{planaire}$ est de sens opposé au courant, l'aimantation \uparrow devient stable et celle \downarrow devient instable (voir la figure III.4(b)). C'est aussi ce qui est obtenu en gardant $\mathbf{H}_{planaire}$ comme dans la figure III.4(a), avec l'aimantation \downarrow et en changeant le sens de \mathbf{j} car alors \mathbf{H}_{eff} change de signe.



(a) Schéma du champ effectif produit par couple de spin-orbite pour des densités de courant et champ extérieur de même sens.

(b) Schéma du champ effectif produit par couple de spin-orbite pour des densités de courant et champ extérieur de sens opposé.

Figure III.4 – Vision schématique du retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite sous l'action du couple de type Slonczewski (représenté par le champ magnétique qui lui est associé \mathbf{H}_{eff}) et d'un champ extérieur $\mathbf{H}_{planaire}$ appliqué colinéairement au courant de droite à gauche (a) et de gauche à droite (b).

Un champ magnétique extérieur croissant diminue la densité de courant de retournement, comme vu figure III.2. En effet, plus le champ magnétique appliqué est grand et de même sens que le champ effectif et plus il va « aider » le couple de spin-orbite de type Slonczewski à retourner l'aimantation, donc une densité de courant moindre est nécessaire. En considérant un champ magnétique extérieur fixe dans la partie bistable, on doit augmenter en valeur absolue la densité de courant pour produire un couple de type Slonczewski (proportionnel en amplitude à la densité de courant) jusqu'à une valeur critique pour laquelle ce couple est assez grand pour renverser l'aimantation.

Ce diagramme montre aussi la bipolarité du retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite connue dans la littérature [91]. Pour pouvoir comparer nos résultats à ceux de la littérature, nous avons effectué un ajustement linéaire de la densité critique en fonction du champ magnétique planaire dans le quadrant $H_{planaire} < 0$ et $j < 0$ et nous trouvons une pente de $(-6,0 \pm 1,4) \times 10^{-3} \text{ A/T}$.

III.1.2 Comparaison avec la littérature

Nous allons maintenant comparer les résultats de la figure III.3 à ceux trouvés dans d'autres équipes ainsi qu'à des prédictions théoriques. Expérimentalement, le diagramme de la figure III.3 est de forme similaire à ceux des références [140, 91] pour des tricouches de Pt/Co/AlOx. Avci et al. ont aussi étudié ce diagramme de retournement par couples de spin-orbite pour des échantillons de $3\text{ Ta}/0,9\text{ Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/2,5\text{ MgO}/1,6\text{ Al}$. Ils trouvent une variation linéaire du courant critique avec le champ extérieur appliqué et une pente d'environ $-8 \times 10^{-3} \text{ A/T}$ pour un échantillon recuit à 248°C , valeur cohérente avec nos résultats.

Théoriquement, la dépendance du courant critique avec le champ magnétique a été prédite par Lee et al. dans un modèle macrospin [61]. En utilisant l'expression de la densité de courant critique de l'équation (I.25), et celle pour le champ d'anisotropie effectif $H_{K,eff} = \frac{2K_{eff}}{\mu_0 M_s}$, les valeurs d'anisotropie et d'aimantation à saturation de la partie IV.1.1.1 et un angle de Hall de spin de 0,12 [23], nous obtenons pour un champ magnétique $H_x = 300 \text{ Oe}$, une valeur absolue de la densité de courant critique d'environ $3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$. Nous avons, préalablement à l'utilisation de l'équation (I.25), vérifié l'hypothèse $H_x = 0,3 \text{ kOe} \ll H_{K,eff} \approx 1,9 \text{ kOe}$. La valeur obtenue pour la densité de courant critique est 10 fois plus grande que la valeur obtenue expérimentalement, ce qui suppose que le modèle n'est pas forcément adapté pour décrire le retournement de l'aimantation par SOT dans notre système. Pour raffiner le modèle on peut y inclure les effets de la température [141] : nous obtenons alors des densités de courant critiques très inférieures aux valeurs expérimentales de l'ordre de 10^{10} A/m^2 . L'hypothèse macrospin ne semble donc pas justifiée et on peut supposer que le retournement de l'aimantation dans ces échantillons s'effectue par un autre mécanisme type nucléation de paroi puis propagation, comme dans le Pt/Co/AlOx [26] ou via des nucléations plus complexes [142].

III.2 SOT-MRAM à écriture ultra-rapide

L'empilement utilisé est : $10\text{ Ta}/1\text{ Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}/\text{MgO}/1,3\text{ Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}/0,3\text{ Ta}/5 \times [0,4\text{ Co}/0,4\text{ Cu}/1,4\text{ Pt}]/0,6\text{ Co}/0,85\text{ Ru}/0,6\text{ Co}/12 \times [0,4\text{ Cu}/1,4\text{ Pt}/0,4\text{ Co}]/0,4\text{ Cu}/2\text{ Pt}/5\text{ Ru}$. Les résultats présentés par la suite ont été obtenus sur un échantillon pour lequel la piste de tantalum a une largeur de 635 nm et le plot magnétique est cylindrique à section circulaire de diamètre 275 nm. Le produit résistance x surface de la jonction tunnel magnétique vaut environ $600 \Omega \mu\text{m}^2$ et sa magnétorésistance tunnel a été mesurée sur un cycle d'hystérésis en champ perpendiculaire et vaut 55%. Des mesures de magnétométrie donnent pour l'aimantation à saturation $M_s = 1,25 \times 10^6 \text{ A/m}$ et pour la valeur de la constante d'anisotropie $K_1 = 1,3 \times 10^6 \text{ A/m}^3$.

III.2.1 Écriture ultra-rapide d'une cellule SOT-MRAM

Le retournement par couples de spin-orbite a été observé pour des impulsions d'une durée aussi petite que 400 ps. Cette valeur est limitée par le générateur d'impulsions que nous avons utilisé. Le champ magnétique appliqué parallèlement à la piste de tantalum avec un petit angle selon e_z a une amplitude de 1 kOe. Un générateur *Armexel* est utilisé pour l'injection des impulsions de courant ultra-courtes. Le graphique présenté en figure III.5 a été obtenu pour des impulsions de 550 ps de longueur.

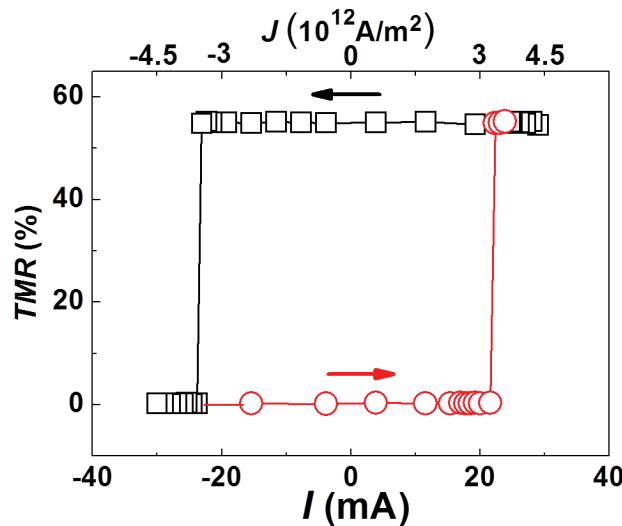


Figure III.5 – Magnétorésistance tunnel (TMR) en fonction du courant injecté dans la piste de tantalum sous forme d'impulsions de durée 550 ps. Un champ magnétique extérieur de 1 kOe est appliqué pendant tout le cycle. Les carrés noirs correspondent à la diminution des amplitudes de courant et les ronds rouges à leur augmentation. Les flèches permettent de repérer dans quel sens est parcouru le cycle.

Sur ce graphique on peut voir que le retournement est bipolaire avec le courant, comme observé pour les mesures quasi-statiques : les impulsions positives supérieures à 25 mA conduisent à un retournement de l'état $\uparrow - \uparrow$ à $\downarrow - \uparrow$ et les impulsions négatives inférieures à -25 mA conduisent à un retournement de l'état $\downarrow - \uparrow$ à $\uparrow - \uparrow$. De plus le retournement est déterministe ce qui prouve le concept de SOT-MRAM avec des impulsions de courant de 550 ps. La figure III.5 a été reproduite pour de nombreuses durées d'impulsion courtes et notamment pour une durée minimale de 400 ps, et la même forme de la courbe a été trouvée : nous avons donc prouvé le retournement ultra-rapide de l'aimantation par couples de spin-orbite dans des empilements intégrables pour les applications mémoire.

III.2.2 Dépendance avec la durée d'impulsion

Traçons maintenant la dépendance du courant critique avec la durée d'impulsion en utilisant les graphiques de type III.5 pour des durées d'impulsion différentes (voir la figure III.6).

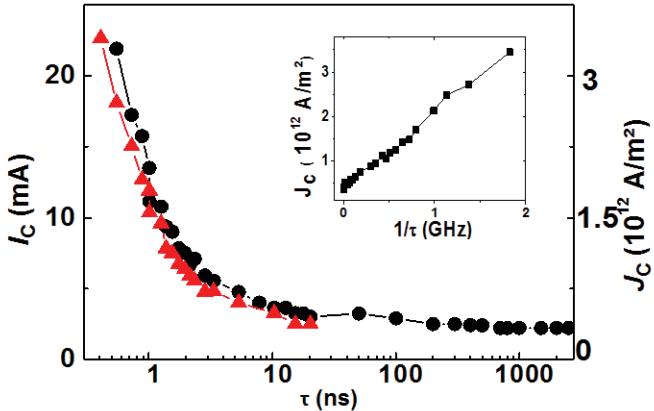


Figure III.6 – Courant critique de retournement de l’aimantation en fonction de la durée de l’impulsion. Les points noirs (triangles rouges) ont été mesurés en présence d’un champ magnétique extérieur de 1 kOe (1,5 kOe). L’encadré présente la densité de courant critique en fonction de l’inverse de la durée de l’impulsion sous un champ magnétique de 1 kOe.

Sur la courbe III.6 on observe qu’un champ magnétique croissant permet de diminuer le courant critique de retournement de l’aimantation comme vu dans la partie III.1.1 et aussi qu’il existe deux régimes différents. Pour les impulsions longues (supérieures à 100 ns) le courant critique est quasi indépendant de la durée d’impulsion, tandis que pour les impulsions courtes et ultra-courtes (sub-ns) le courant critique augmente drastiquement avec la diminution de la durée d’impulsion. Ce comportement est similaire à ce qui a été observé pour des échantillons de Pt/Co/AlOx [26] et très similaire aussi à ce qui est observé pour un retournement induit par couples de transfert de spin [143, 144, 145].

Aux temps longs, le retournement de l’aimantation est assisté thermiquement : des fluctuations thermiques stochastiques permettent au système de dépasser la barrière d’énergie liée au retournement de l’aimantation. Lee et al. ont simulé le retournement de l’aimantation de SOT-MRAM pour des impulsions de courant supérieures à la nanoseconde en considérant un modèle macrospin pour l’aimantation et en étudiant l’effet des fluctuations thermiques sur l’aimantation au moyen de l’équation de Fokker-Planck [141]. Ils obtiennent une dépendance du courant critique logarithmique avec la durée de l’impulsion. Pour vérifier si l’hypothèse macrospin est vérifiée, nous pourrions tracer la densité de courant critique en fonction de $\ln \tau$, si celle-ci est une droite alors le modèle macrospin est adapté pour décrire le retournement de l’aimantation pour $\tau > 10$ ns.

Le régime aux temps courts est caractérisé par une variation linéaire de la densité de courant critique avec l’inverse de la durée d’impulsion (voir l’encadré dans la figure III.6). Pour essayer de comprendre cette tendance des simulations macrospin ont été réalisées. Une simulation macrospin¹ préliminaire à 0 K pour des durées d’impulsions sub

1. Les simulations macrospin utilisées dans ce manuscrit visent à résoudre numériquement l’équation LLG dans laquelle les couples de spin-orbite ont été ajoutés, en supposant l’aimantation uniforme et homogène dans tout le matériau ferromagnétique.

-nanoseconde a été réalisée et est présentée figure III.7. Le retournement se fait en partant d'un état d'aimantation \uparrow représenté en noir sur la figure III.7. Le champ extérieur appliqué parallèlement à la piste de tantale est de 100 mT. Les valeurs des couples de spin-orbite ont été extraite de mesures quasi-statique d'effet Hall comme présenté dans l'article [87], et valent respectivement pour le couple de champ effectif et de type Slonczewski 5×10^{-14} T m²/A et $2,5 \times 10^{-14}$ T m²/A. La constante d'amortissement mesurée par résonance ferromagnétique vaut 0,014 , la constante d'anisotropie utilisée est $K_1 = 3 \times 10^6$ A/m³ et l'aimantation à saturation vaut $M_s = 1,3 \times 10^6$ A/m.

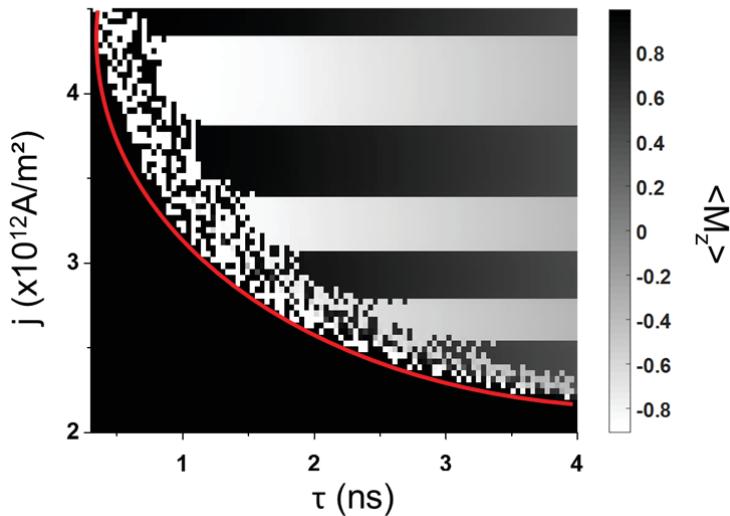


Figure III.7 – Simulation macrospin à 0 K de la densité de courant injectée en fonction de la durée de l'impulsion. Le noir code pour une aimantation \uparrow et le blanc pour une aimantation \downarrow . La ligne rouge est un guide qui définit la densité de courant critique à partir de laquelle commence le retournement de l'aimantation.

La figure III.7 montre qu'au-dessus d'une valeur critique pour la densité de courant il y a un retournement chaotique de l'aimantation (voir la ligne rouge marquant la frontière entre la partie noire et la partie noire/blanche pixelisée) non observé expérimentalement pour les mêmes densités de courant et durées d'impulsion. De plus, une fois ce régime chaotique passé, on observe un régime pour lequel l'état final dépend de la valeur de la densité de courant injecté, en contradiction avec les résultats expérimentaux. Enfin, les valeurs de densités de courant critique obtenues avec ce modèle sont plus de deux fois supérieures à celles obtenues expérimentalement. La dépendance linéaire de la densité de courant critique en fonction de l'inverse de la longueur de l'impulsion $1/\tau$ trouvée expérimentalement suggère que le retournement de l'aimantation a lieu par une nucléation de domaine d'aimantation \downarrow suivie d'une propagation. En effet le temps de retournement de l'aimantation, sous cette hypothèse, est approximativement celui nécessaire à la paroi de domaine pour parcourir le plot magnétique. En faisant l'hypothèse d'une vitesse de propagation de la paroi de domaine proportionnelle à la densité de courant, on arrive

à la dépendance en $1/\tau$ énoncée plus haut. L'échec des simulations macrospin à reproduire le retournement déterministe observé expérimentalement peut s'expliquer par un retournement incohérent de l'aimantation, par exemple par nucléation puis propagation.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons effectué des simulations micromagnétiques. Ces simulations utilisent les codes OOMMF [101] et Micro 3D [97]. Ils permettent d'intégrer l'équation LLG avec les deux termes des couples de spin-orbite. Les valeurs des paramètres utilisés sont les mêmes que pour la simulation macrospin précédente. La figure III.8 montre le résultat de la simulation numérique de l'état de l'aimantation en fonction de la densité de courant.

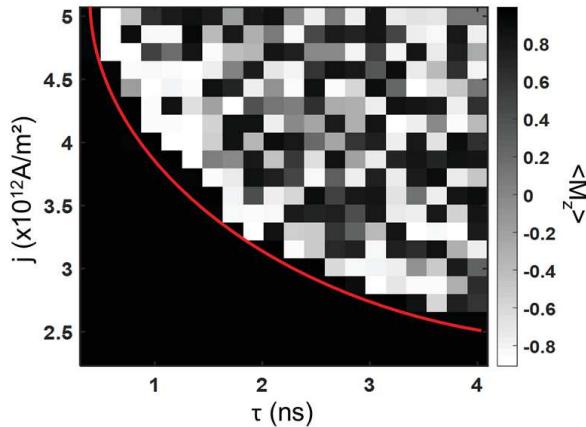


Figure III.8 – Simulation micromagnétique à 0 K de la densité de courant de retournement d'une aimantation \uparrow (noir) à \downarrow (blanc) en fonction de la durée de l'impulsion. La ligne rouge est un guide pour définir une densité de courant critique à partir de laquelle le processus de retournement de l'aimantation commence.

On peut voir que le retournement de l'aimantation est, comme précédemment, chaotique au-dessus d'une valeur critique. On remarque que cette valeur critique est moindre que celle de la simulation macrospin. De plus, contrairement à la simulation macrospin, le retournement est chaotique même pour les grandes valeurs de densité de courant et les impulsions longues. L'état final de l'aimantation n'est plus soit \uparrow soit \downarrow mais peut être un état intermédiaire composé de domaines magnétiques (points gris sur la figure III.8). Pour comprendre ce diagramme, intéressons-nous au mécanisme de retournement de l'aimantation. La figure III.9 présente la dépendance temporelle de la moyenne spatiale de M_z du plot magnétique pour une longueur d'impulsion de 2 ns et une densité de courant injectée $j = 4 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$.

Dès le début de l'impulsion l'aimantation se renverse, puis sa moyenne suivant la direction e_z s'annule. On observe ensuite quelques oscillations de faible amplitude et, selon la durée de l'impulsion, l'aimantation finale est de même sens qu'à l'état initial ou de sens opposé. En faisant varier les valeurs des paramètres autour des valeurs déterminées expérimentalement le phénomène de retournement chaotique de l'aimantation est toujours

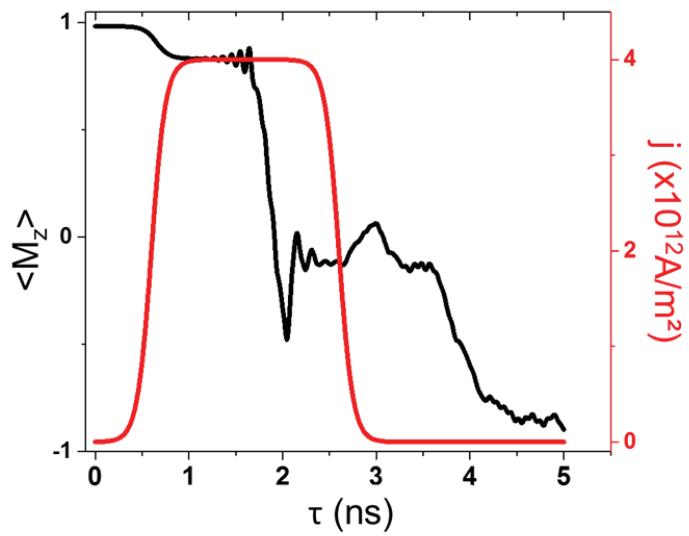


Figure III.9 – Cartographie de l’aimantation suivant \mathbf{e}_z du plot magnétique extraite de la simulation numérique précédente au temps $t = 1,37$ ns.

trouvé. En calculant la cartographie de l’aimantation suivant \mathbf{e}_z sur la surface du plot magnétique extraite de ces simulations numériques, on observe que le retournement commence au centre du plot où le champ démagnétisant est le plus important. L’aimantation subit ensuite des oscillations inhomogènes de grande amplitude dues au faible paramètre d’amortissement (voir la figure III.10 correspondant à un temps de 1,37 ns sur la figure III.9). Suivant le moment où l’impulsion est stoppée, l’état final d’aimantation est soit \uparrow soit \downarrow .

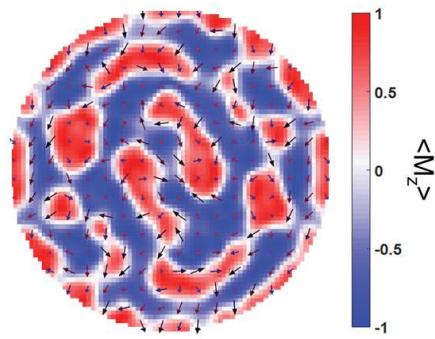


Figure III.10 – Simulation micromagnétique à 0 K de la composante de l’aimantation selon \mathbf{e}_z d’un plot de CoFeB adjacent à une ligne de tantalum dans laquelle est injectée une impulsion de courant. Ce résultat correspond à l’état d’aimantation M_z à 1,37 ns du graphique III.9.

Une hypothèse pour expliquer le retournement déterministe de l’aimantation observé expérimentalement est donc que l’amortissement est plus élevé que celui mesuré par résonance ferromagnétique. Des valeurs d’amortissement plus importantes dans des textures

magnétiques par rapport à une aimantation uniforme ont déjà été observées [146, 147, 148, 149]. Cette augmentation de l'amortissement peut s'expliquer par le pompage de spin intra-couche dû à l'absorption des composantes longitudinale et transverse du courant de spin [150, 151, 152]. En outre, un fort couplage de spin-orbite augmente l'amplitude de ce phénomène [153].

Un autre paramètre non considéré dans nos simulations est l'activation thermique, qui peut favoriser la nucléation de domaines magnétiques d'aimantation de sens opposé à l'aimantation initiale. Pour visualiser les effets de la température et d'un amortissement plus élevé, avons réalisé des simulations micromagnétiques à 300 K en prenant une valeur d'amortissement de 0,1 et en introduisant les fluctuations thermiques par l'addition d'une distribution gaussienne stochastique [154].

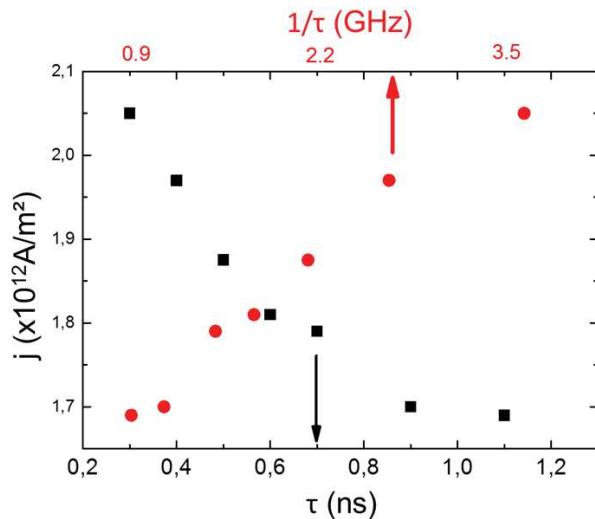


Figure III.11 – Simulation micromagnétique de la densité de courant critique de retournement de l'aimantation en fonction de l'inverse de la durée de l'impulsion de courant dans la piste de tantalum en prenant en compte une température finie de 300 K. L'amortissement vaut 0,1.

On observe alors que dans ce cas le retournement est déterministe et bipolaire et a lieu par nucléation de domaine magnétique sur des sites distribués aléatoirement suivi par la propagation de la paroi de domaine à travers le plot. Le courant de retournement calculé varie approximativement de façon linéaire avec l'inverse de la durée d'impulsion (voir la figure III.11), ce qui reflète cette traversée du plot par la paroi de domaine magnétique et reproduit le comportement observé expérimentalement présenté sur la figure III.6. Après sa propagation, la paroi de domaine est annihilée sur les bords du plot (rouge sur la figure III.12 opposé au site de nucléation en bleu). Cette annihilation s'accompagne de l'émission d'onde de spin. Dans le cas d'un matériau magnétique à faible amortissement l'émission d'onde de spin produit des nucléations périodiques de domaines magnétiques inverses. Au contraire, un amortissement plus important permet de dissiper rapidement cette énergie

magnétique et d'éviter un comportement chaotique.

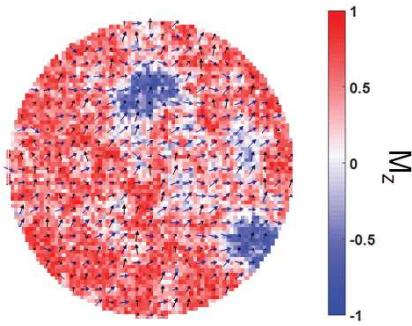


Figure III.12 – Cartographie de l'aimantation suivant e_z du plot magnétique issue des simulations numériques à 300 K en prenant $\alpha = 0,1$

III.2.3 Considérations énergétiques

Sur la figure III.6 on peut voir que plus les impulsions sont courtes, plus le courant critique est élevé. Cela signifie que plus les durées d'impulsion diminuent, plus la puissance consommée par effet Joule augmente. En contrepartie, la durée de l'impulsion diminue. Nous avons donc calculé l'énergie consommée à l'écriture qui est un des paramètres clés pour les applications. En considérant que cette énergie est dissipée dans une résistance de $3 \text{ k}\Omega$ représentant la piste de tantale et le transistor d'adressage, on obtient le graphique de la figure III.13.

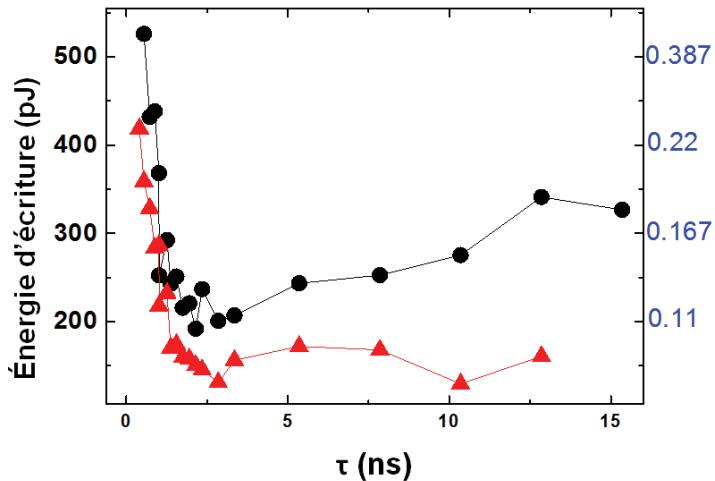


Figure III.13 – Énergie d'écriture en fonction de la durée d'impulsion. Les points noirs (triangles rouges) ont été mesurés avec un champ magnétique extérieur de 1 kOe (1,5 kOe). L'échelle en bleu à droite est en pJ et correspond à une extrapolation des résultats pour une épaisseur de la piste de tantale de 3 nm et une largeur de 50 nm.

Les courbes de la figure III.13 présentent un minimum pour une durée d'environ 2 ns : c'est pour cette durée d'impulsion que l'énergie consommée pour retourner l'aimantation

par couples de spin-orbite est minimale. En extrapolant les résultats obtenus précédemment à une piste de tantale de 50 nm de large et 3 nm d'épaisseur ; on obtient une énergie d'écriture de quelques 100 fJ pour une durée d'impulsion de 1,5 ns. Le courant critique est alors de $180 \mu\text{A}$. Ceci est similaire aux meilleurs résultats obtenus jusqu'à présent pour la technologie STT-MRAM à aimantations perpendiculaires où des retournements déterministes ont été obtenus pour des impulsions de courant de 1,6 ns et un courant d'écriture de quelques $100 \mu\text{A}$ [155].

Finalement, nos résultats prouvent que les SOT-MRAM peuvent être écrites avec des impulsions de courant sub-nanoseconde et avec des courants d'écriture d'amplitudes comparables à celles utilisées pour les STT-MRAM.

III.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le retournement par couples de spin-orbite de plots circulaires de CoFeB/MgO et de CoFeB/MgO/CoFeB sur des pistes de tantale. La première étude a permis de vérifier que le champ magnétique extérieur appliqué dans le plan des couches a un impact sur le courant critique : plus le champ magnétique est grand plus le courant critique est faible. Ce comportement, déjà observé [91, 140], permet de vérifier sur un système simple avec une seule couche ferromagnétique le comportement déterministe du retournement par SOT et a permis de choisir le champ magnétique extérieur utilisé par la suite.

La deuxième étude a permis de prouver le retournement déterministe de l'aimantation de MRAM par couples de spin-orbite avec des impulsions de courant inférieures à la nanoseconde. Cette découverte est très encourageante pour le développement des SOT-MRAM. Nous avons aussi vu que le retournement de l'aimantation suivant la durée d'impulsion présente deux régimes différents. Le premier régime correspond à un retournement par couples de spin-orbite pour lequel les impulsions de courant au-dessus d'environ 10 ns permettent un retournement de l'aimantation à amplitude de courant globalement constante. Le second régime est celui des impulsions ultra-brèves. On observe alors une forte augmentation de la puissance électrique consommée quand on diminue la durée de l'impulsion. Ce régime semble correspondre à un processus de retournement par nucléation de domaine magnétique d'aimantation de sens opposée à celle initiale, suivie d'une propagation de parois de domaines magnétiques. Cependant l'utilisation d'un paramètre d'amortissement très élevé pour reproduire par simulation numérique nos résultats expérimentaux soulève la question de la pertinence de ce modèle. Une étude en direct du retournement de l'aimantation dans les empilements de Ta/CoFeB/MgO semble nécessaire. On pourra utiliser des mesures électriques en temps réel avec une résolution sub-ns. Des mesures approfondies de la probabilité de retournement en fonction de la durée d'impulsion permettraient aussi de vérifier la stabilité du processus de retournement de l'aimantation et pourraient

apporter des informations précieuses quant au mécanisme sous-jacent.

Même si le retournement de l'aimantation avec des impulsions de courant ultra-courtes a été prouvé, le courant d'écriture avec ces durées d'impulsions reste trop important. En effet, pour une impulsion d'environ 0,5 ns le courant nécessaire au retournement est au moins 4 fois plus grand qu'à 5 ns. Le courant critique minimal pour une impulsion d'environ 2 ns n'est pas aberrant et du même ordre de grandeur que celui pour le retournement de l'aimantation par couple de transfert de spin, si on extrapole nos résultats expérimentaux à une piste de tantale d'épaisseur de 3 nm et de largeur 50 nm. Les cellules SOT-MRAM ayant vocation à être écrites le plus rapidement possible, il n'est pas envisageable d'utiliser des courants ou des énergies d'écriture aussi élevés. Nous allons donc voir dans le prochain chapitre une méthode pour réduire ce courant critique de retournement de l'aimantation. Comme vu dans la partie I.4.4, un champ électrique pourrait réduire le courant d'écriture des SOT-MRAM. Cette méthode est compatible avec les matériaux de type Ta/CoFeB/MgO/CoFeB et, combinée à une écriture ultra-rapide, ouvre la voie à des technologies SOT-MRAM rapides, efficaces, et moins consommatrices d'énergie.

Chapitre IV

Modulation de l'anisotropie magnétique par application d'un champ électrique

Sommaire

IV.1 Modulation de l'anisotropie magnétique et du champ coercitif par un champ électrique	106
IV.1.1 Modulation de l'anisotropie magnétocristalline avec le champ électrique	106
IV.1.2 Conséquences de l'application d'un champ électrique sur le champ coercitif	116
IV.2 Écriture SOT assistée par un champ électrique	121
IV.2.1 Tricouche Ta/CoFeB/MgO	121
IV.2.2 SOT-MRAM	124
IV.3 Conclusion	128

L'un des buts de cette thèse est de réduire le courant de retournement de l'aimantation induit par les couples de spin-orbite. La piste envisagée dans ce manuscrit est l'utilisation d'un champ électrique. Nous allons tout d'abord étudier les variations de l'anisotropie magnétocristalline et du champ coercitif en fonction d'un champ électrique appliqué sur des échantillons de Ta/CoFeB/MgO. Nous verrons ensuite comment la densité de courant critique générant les SOT est modifiée lorsqu'on applique un champ électrique sur la barrière tunnel pour moduler l'anisotropie magnétique. Cette étude sera conduite sur un empilement de type jonction tunnel magnétique intégrable dans les SOT-MRAM et sur un système tricouche de Ta/CoFeB/MgO.

IV.1 Modulation de l'anisotropie magnétique et du champ coercitif par un champ électrique

Les résultats présentés ci-dessous montrent les effets d'un champ électrique sur les propriétés magnétiques d'un empilement de $8\text{ Ta}/1,05 - 1,07\text{ Co}_8\text{Fe}_{72}\text{B}_{20}/\text{MgO}/5\text{ Ta}/5\text{ Ru}$ nanolithographié sous forme de piliers cylindriques à section circulaire pour le CoFeB/MgO et sous forme de croix de Hall pour le Ta de 8 nm. Pour calculer le champ électrique ressenti par le CoFeB nous divisons la tension appliquée entre les électrode inférieure et supérieure par l'épaisseur de MgO. Cette épaisseur est donc cruciale pour l'analyse des variations de l'anisotropie en fonction du champ électrique. De plus, le MgO doit être suffisamment épais pour obtenir une jonction tunnel à fort produit RA et ainsi limiter le courant électrique qui traverse la barrière d'oxyde. Le dépôt de MgO dans le cas de l'empilement cité ci-dessus se fait comme suit : dépôt de Mg par pulvérisation cathodique puis oxydation par dioxygène sous une pression de 150 mbar pendant 10 s. Ce procédé est répété en tout 3 fois pour une épaisseur déposée de magnésium de 2,99 nm et une dernière couche de Mg d'épaisseur 0,5 nm est enfin ajoutée, sans oxydation. En utilisant les masses molaires de Mg, de MgO, leurs densités et l'épaisseur totale de 3,49 nm de MgO, nous calculons une épaisseur de MgO totale de 2,8 nm, en supposant l'oxydation de toutes les couches minces de Mg (pour le calcul, voir page 131 de la référence [156]). Cette épaisseur n'étant pas mesurée mais calculée avec l'hypothèse d'une oxydation totale (qui paraît raisonnable au vu des conditions d'oxydation), nous l'utiliserons avec prudence par la suite. Nous serons aussi amenés à étudier l'effet du champ électrique sur le champ coercitif de la couche libre des jonctions tunnel magnétiques de composition $8\text{ Ta}/1,13\text{ Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/1,87\text{ MgO}/1,5\text{ Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/0,4\text{ Ta}/0,8\text{ Co}/0,55\text{ Pt}/5 \times [0,3\text{ Co}/0,55\text{ Pt}]/0,6\text{ Co}/0,9\text{ Ru}/0,6\text{ Co}/0,55\text{ Pt}/13 \times [0,3\text{ Co}/0,55\text{ Pt}]/5\text{ Ta}/5\text{ Ru}$. Dans ce cas le dépôt de MgO se fait à l'aide d'une cible de MgO qui survole avec une certaine vitesse le wafer. Plus cette cible passe lentement et plus elle passe de fois devant le wafer, plus le dépôt de MgO est épais et le produit RA de la jonction tunnel magnétique élevé. L'épaisseur de MgO est calibrée et nous pourrons utiliser la valeur de 1,87 nm donnée par Singulus pour calculer le champ électrique.

IV.1.1 Modulation de l'anisotropie magnétocristalline avec le champ électrique

Afin de caractériser magnétiquement l'échantillon de $8\text{ Ta}/1,05\text{ Co}_8\text{Fe}_{72}\text{B}_{20}/\text{MgO}/5\text{ Ta}/5\text{ Ru}$, nous avons effectué des cycles d'hystérésis préliminaires avec le montage présenté figure II.11. Le plot magnétique a un diamètre d'environ 300 nm et les bras de la croix de Hall en tantale ont une largeur d'environ 320 nm au niveau du plot magnétique. Le cycle d'hystérésis effectué avec un champ magnétique perpendiculaire au plan des

couches minces est présenté sur la figure IV.1.

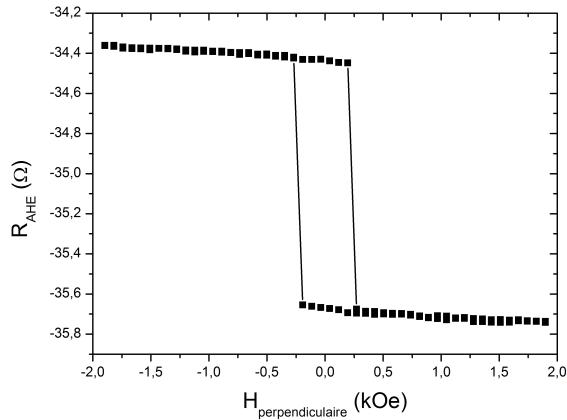


Figure IV.1 – Cycle d'hystérésis effectué avec un champ magnétique extérieur appliqué hors du plan des couches minces pour un échantillon de 8 Ta/1,05 Co₈Fe₇₂B₂₀/MgO/5 Ta/5 Ru.

Sur cette figure, on observe que l'aimantation se retourne d'un seul bloc : le champ magnétique est donc appliqué selon l'axe facile d'anisotropie, autrement dit l'aimantation de l'échantillon est hors du plan des couches minces. On voit aussi que les valeurs de la résistance varient légèrement en dehors du cycle pour des champs magnétiques $H_{\text{perpendiculaire}} < -0.5 \text{ kOe}$ et $H_{\text{perpendiculaire}} > 0.5 \text{ kOe}$, ce qui peut être attribué à l'effet Hall (normal). Pour extraire la composante de l'aimantation perpendiculaire au plan des couches minces, nous soustrayons cette contribution lors de l'analyse à partir du paragraphe IV.1.1.1.

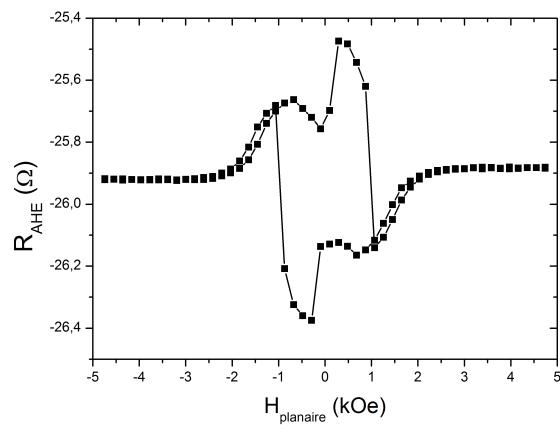


Figure IV.2 – Cycle d'hystérésis effectué avec un champ magnétique extérieur appliqué parallèlement au plan des couches minces pour un échantillon de 8 Ta/1,05 Co₈Fe₇₂B₂₀/MgO/5 Ta/5 Ru.

La figure IV.2 présente le cycle d'hystérésis de l'échantillon en champ magnétique planaire, c'est-à-dire parallèle au plan des couches minces. Si l'aimantation suivait parfaite-

tement le champ magnétique extérieur (c'est l'hypothèse macrospin) et que l'anisotropie était uniaxiale et hors du plan des couches minces, le cycle d'hystérésis aurait la forme d'un losange aux sommets arrondis. En effet, la résistance d'effet Hall anomal est proportionnelle uniquement à la composante de l'aimantation suivant la direction (Oz). Dans le cas idéal on aurait tout d'abord en partant de $H_{\text{planaire}} = -5 \text{ kOe}$ une aimantation alignée avec le champ magnétique planaire jusqu'à une valeur pour laquelle le champ magnétique est inférieur au champ d'anisotropie. À partir de ce champ, l'aimantation commencerait à se relever (ici autour de -2 kOe), donc la résistance devrait croître jusqu'à son maximum autour de 0 Oe . Si l'on continuait à augmenter le champ magnétique extérieur, on s'attendrait à voir la résistance diminuer jusqu'à une valeur de résistance égale à la valeur initiale pour un champ magnétique d'environ 2 kOe . Lorsque le champ magnétique décroît on devrait obtenir les mêmes tendances que précédemment avec une diminution puis une augmentation de la valeur de la résistance, d'où la forme théorique de losange. Les variations observées sont cohérentes avec la théorie pour le début : la résistance est constante entre -5 et -2 kOe puis elle augmente de -2 à -1 kOe . En l'absence de champ magnétique, on observe un minimum local de l'aimantation. De plus la différence des valeurs de résistance d'effet Hall entre les deux minima à 0 kOe est d'environ $0,4 \Omega$ alors qu'elle est d'environ $1,4 \Omega$ sur la figure IV.1. Ces deux informations nous indiquent que la saturation magnétique n'est pas atteinte à 0 kOe . Ces deux premiers cycles d'hystérésis nous montrent qu'a priori l'axe d'anisotropie magnétique facile est hors du plan des couches minces et que des domaines magnétiques peuvent apparaître dans cet échantillon après application d'un fort champ magnétique planaire. Après ces premières caractérisations, intéressons-nous à la détermination de l'anisotropie magnétique puis à sa modulation grâce à un champ électrique.

IV.1.1.1 Détermination de l'anisotropie magnétocristalline

Pour trouver les constantes d'anisotropie magnétiques, de nombreuses méthodes sont disponibles. La plus simple consiste à utiliser la définition du champ d'anisotropie et les courbes d'hystérésis en champ magnétique extérieur planaire et perpendiculaire au plan des couches minces (pour plus d'explications voir la référence [43]). Cette méthode a l'avantage d'être rapide à mettre en œuvre, cependant elle est peu précise et, comme nous l'avons vu précédemment, la création d'états multidomaines peut rendre l'interprétation délicate, notamment dans le cas de faibles champs d'anisotropie magnétique. Une autre méthode consiste à utiliser des mesures de résistance de Hall tout en faisant tourner l'échantillon dans un champ magnétique extérieur constant. C'est cette dernière méthode que nous avons utilisée. Le champ magnétique appliqué est constant et vaut $+1955 \text{ Oe}$. Cette valeur est choisie car elle correspond environ au champ magnétique sur la figure IV.2 pour lequel l'aimantation n'est plus constante quand on diminue l'amplitude du champ magnétique extérieur. Si le champ magnétique appliqué est trop important dans

cette expérience, l'aimantation ne fait que suivre ce champ pour minimiser son énergie de type Zeeman. S'il est trop faible, il est possible que l'aimantation se brise en domaines magnétiques.

L'aimantation à l'équilibre stable correspond à un minimum d'énergie libre magnétique. Dans le cas d'un échantillon soumis à un champ magnétique extérieur et pour le cas particulier d'une anisotropie uniaxiale du premier ordre, trois énergies macroscopiques interviennent : l'énergie magnétocristalline, l'énergie magnétostatique et l'énergie Zeeman. L'énergie d'anisotropie magnétostatique pour les couches minces à aimantation perpendiculaire étudiées s'écrit en fonction des coefficients de champ démagnétisant dans les directions x, y et z. En prenant en compte les dimensions de notre échantillon nous obtenons une énergie magnétostatique volumique qui vaut $\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2(0,0068 - 0,9795 \sin^2 \theta_M)$ et qui, comparée à la valeur de $-\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 \sin^2 \theta_M$, correspond à une erreur de moins de 3%. Ainsi nous utiliserons cette dernière formule pour l'expression de l'énergie magnétostatique. La somme des trois énergies volumiques est $E_{tot} = K_1 \sin^2 \theta_M - \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 \sin^2 \theta_M - \mu_0 M_s H_{ext} \cos(\theta_H - \theta_M)$ où θ_M est l'angle entre l'aimantation et l'axe d'anisotropie magnétocristalline, et θ_H celui entre le champ extérieur appliqué H_{ext} et l'axe d'anisotropie [29]. Un minimum énergétique existe si la dérivée par rapport à θ_M est nulle et si sa dérivée seconde est positive. La minimisation de l'énergie s'écrit à l'aide de la constante d'anisotropie effective¹ K_{eff} comme ceci :

$$0 = \mu_0 M_s H_{ext} \sin(\theta_M - \theta_H) + 2K_{eff} \sin(\theta_M) \cos(\theta_M). \quad (\text{IV.1})$$

Pour chaque valeur de θ_M entre -90° et $+270^\circ$ et chaque valeur de K_{eff} entre 0 et 150 kJ/m^3 nous pouvons tracer la courbe $\cos \theta_M$ en fonction de θ_H grâce à l'équation (IV.1). Cette courbe correspond à une résistance de Hall normalisée en fonction de l'angle θ_H : nous avons donc, par la suite, comparé cette courbe calculée aux mesures expérimentales.

En utilisant le montage présenté sur la figure II.12, nous avons mesuré la résistance de Hall, proportionnelle à $\cos \theta_M$, en fonction de l'angle entre la normale à l'échantillon et la direction du champ produit par une bobine, en faisant tourner l'échantillon de 0 à 360° par pas de 1° avec un moteur. Ainsi l'angle θ_H est connu avec une incertitude sur la position $\theta_H = 0$ de moins de 1° . La courbe expérimentale est ensuite traitée comme suit : le premier extremum est fixé comme étant un maximum. Puis l'effet Hall normal est supprimé et la courbe est normalisée entre -1 et 1. Pour chaque valeur de K_{eff} on calcule une erreur cumulée en utilisant la méthode des moindres carrés et la valeur de K_{eff} qui minimise cette erreur est considérée comme la valeur « vraie ». L'incertitude sur l'origine de θ_H est inférieure à 1° et pour prendre en compte cette incertitude, nous avons calculé des autres courbes décalées de $\pm 0,5^\circ$ et trouvé la constante d'anisotropie correspondante.

1. On rappelle que la constante d'anisotropie effective vaut $K_{eff} = K_1 - \frac{\mu_0 M_s^2}{2}$.

La moyenne de ces trois valeurs de K_{eff} est calculée, de même que l'écart-type. Un exemple de courbes expérimentale et théorique est présenté sur la figure IV.3 pour un décalage d'angle sur θ_H de 0° . Les carrés noirs correspondent aux valeurs mesurées, la ligne rouge à la courbe théorique. Pour cette figure, $K_{\text{eff}} = 111 \text{ kJ/m}^3$ minimise l'écart entre la courbe théorique et les valeurs expérimentales.

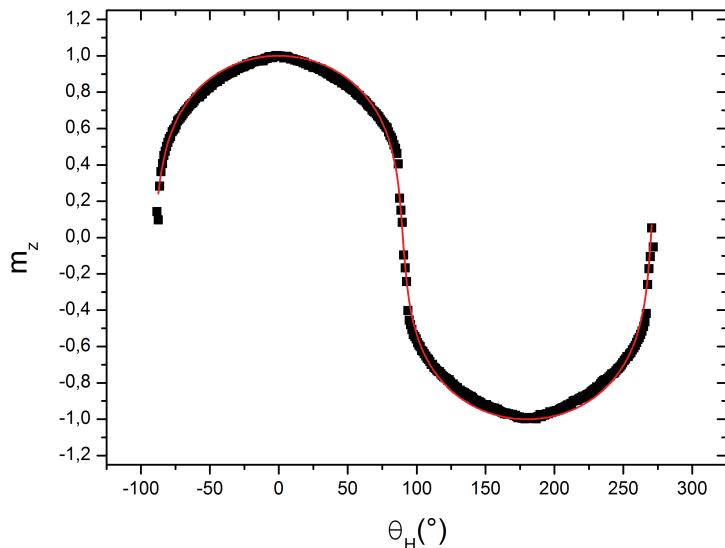


Figure IV.3 – Courbes de résistance de Hall normalisée en fonction de l'angle θ_H entre la direction d'anisotropie magnétique facile, perpendiculaire au plan des couches minces, et la direction du champ magnétique appliqué. Les carrés noirs sont les points expérimentaux, et la ligne rouge représente la résistance normalisée calculée. Le champ magnétique constant est de +1955 Oe.

Sur la figure IV.3 le paramètre d'anisotropie effective semble adapté. Toutefois, lorsque l'on zoomé sur un des maxima on obtient l'image de la figure IV.4.

Sur celle-ci on se rend compte que la courbe calculée en rouge ne reproduit pas la forme de la courbe expérimentale en blanc : le modèle n'est pas adapté pour décrire les résultats expérimentaux à ce degré de précision. Des résultats du laboratoire montrent que dans les couches de CoFeB, l'anisotropie magnétique contient un terme supplémentaire $K_2 \sin^4 \theta_M$ qui représente un écart à l'anisotropie magnétocristalline uniaxiale, avec K_2 la constante d'anisotropie d'ordre 2 [157, 158]. Une origine possible pour ce terme d'ordre supérieur a été proposée par Diény et Vedyayev [157]. Les auteurs ont montré que des fluctuations spatiales du terme d'anisotropie magnétique K_1 peuvent donner naissance à une contribution d'anisotropie d'ordre 2, si la longueur caractéristique de ces fluctuations est négligeable devant la longueur d'échange². L'origine des fluctuations peut être la rugosité de l'interface produisant des variations locales de l'épaisseur de matériau fer-

2. La longueur w est une longueur caractéristique définie à partir de la constante d'échange A et de la variation de la constante d'énergie surfacique ΔK_s selon l'équation $w = \sqrt{\frac{A}{\Delta K_s}}$ [157].

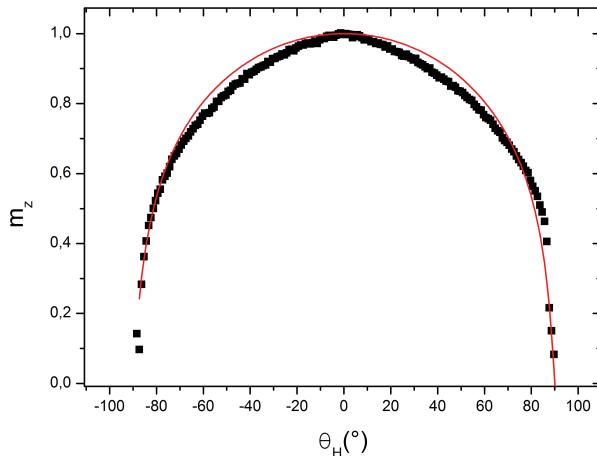


Figure IV.4 – Courbes de résistance de Hall normalisée en fonction de l’angle θ_H entre la direction d’anisotropie magnétique facile, perpendiculaire au plan des couches minces, et la direction du champ magnétique appliqué. Les carrés noirs sont les points expérimentaux et la ligne rouge représente la résistance normalisée calculée. Cette figure correspond à un zoom de la courbe IV.3 autour du maximum de la résistance normalisée. Le champ magnétique constant est de +1955 Oe.

romagnétique. Grâce à la compétition entre les constantes K_s et K_d , une monocouche de différence pour le CoFe ou le CoFeB est suffisante pour changer l’anisotropie facile d’une direction planaire à perpendiculaire au plan des couches minces [157]. Une autre hypothèse avancée pour expliquer l’origine du terme K_2 est une diffusion de tantalum le long des joints de grains³ du CoFeB et ce jusqu’au MgO [158]. Les atomes de tantalum modulent alors localement l’anisotropie magnétique au niveau de l’interface CoFeB-MgO : entre les joints de grains l’anisotropie magnétique de surface est faible alors qu’à l’intérieur des grains elle est plus importante.

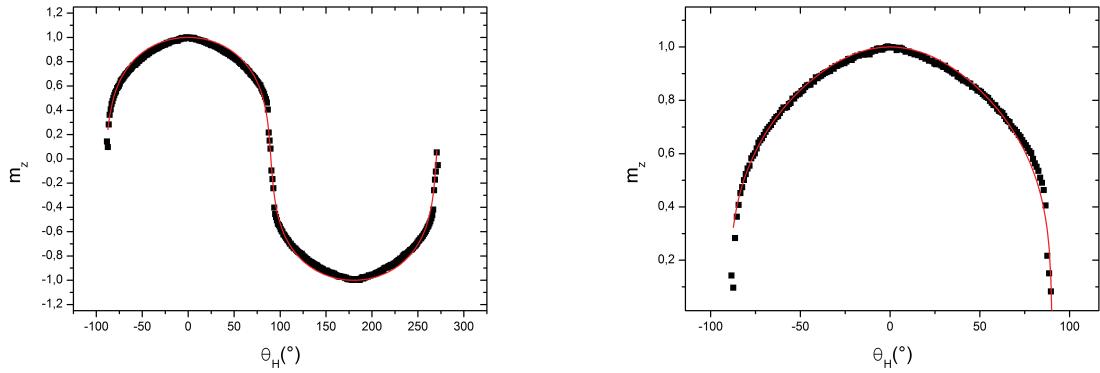
Nous allons à présent inclure dans l’équation de l’énergie magnétocristalline ce terme d’ordre 2, sur le modèle des références [157, 158]. L’énergie volumique magnétocristalline vaut alors $E_a = K_1 \sin^2 \theta_M + K_2 \sin^4 \theta_M$ et l’équation (IV.1) devient :

$$0 = \mu_0 M_s H_{ext} \sin(\theta_M - \theta_H) + 2K_{eff} \sin(\theta_M) \cos(\theta_M) + 4K_2 \sin^3(\theta_M) \cos(\theta_M). \quad (\text{IV.2})$$

En utilisant cette expression théorique pour tracer la courbe de la résistance de Hall en fonction de θ_H , nous obtenons une meilleure corrélation entre les points expérimentaux et la théorie, comme présenté sur les deux images de la figure IV.5.

La courbe calculée qui minimise l’écart avec la courbe expérimentale correspond à des valeurs d’anisotropie de $K_{eff} = 129 \pm 2 \text{ kJ/m}^3$ et $K_2 = -29 \pm 1 \text{ kJ/m}^3$. On observe que K_{eff} est

3. Un joint de grain est le nom donné à l’interface entre deux zones de directions cristallographiques différentes.



(a) Courbes complètes.

(b) Zoom sur le maximum.

Figure IV.5 – Courbes de résistance de Hall normalisée en fonction de l’angle θ_H entre la direction d’anisotropie magnétique facile, perpendiculaire au plan des couches minces, et la direction du champ magnétique appliqué. Les carrés noirs sont les points expérimentaux, et la ligne rouge représente la résistance normalisée calculée. Le champ magnétique constant est de +1955 Oe.

positif ce qui correspond pour la convention utilisée à une anisotropie perpendiculaire : ce résultat est cohérent avec la courbe de la figure IV.1. Le terme K_2 est presque un ordre de grandeur inférieur à K_{eff} et est négatif. La présence d’un terme K_2 dans l’anisotropie magnétique peut changer la direction de l’axe d’anisotropie magnétique si $0,5 < -\frac{K_2}{K_{\text{eff}}} < 1$ et que $K_2 < 0$ et $K_{\text{eff}} > 0$ [158]. Les deux dernières hypothèses sont vérifiées et le rapport $-\frac{K_2}{K_{\text{eff}}}$ vaut dans notre cas environ $0,2 < 0,5$. L’axe d’anisotropie magnétique est donc perpendiculaire au plan des couches minces, comme on peut le voir sur le cycle d’hystéresis de la figure IV.1. La constante K_2 tend à ramener l’anisotropie dans le plan des couches minces, mais sa faible valeur ne permet pas de modifier la direction de l’axe d’anisotropie magnétique.

La constante d’anisotropie magnétocristalline K_1 est la somme des contributions volumique et surfaciques (voir la formule (I.7)). Cette valeur de K_1 peut être calculée à partir de la formule (I.8) et de l’aimantation à saturation $M_s = 1300$ kA/m du $\text{Co}_8\text{Fe}_{72}\text{B}_{20}$ [159] ; elle vaut dans notre cas $K_1 = 1,06 \times 10^6$ J/m³. Les épaisseurs de matériau ferromagnétique dans les structures étudiées sont inférieures à 2 nm et généralement autour d’1 nm ce qui correspond à environ 3-4 monocouches de CoFeB [160]. Dans ce cas, l’anisotropie magnétocristalline est largement dominée par l’anisotropie d’interface (par rapport à la contribution volumique). Cette forte anisotropie d’interface K_s est majoritairement due à l’interface entre le CoFeB et le MgO [125, 161]. Pour la déterminer, nous utilisons une expression qui inclut la vraie épaisseur de matériau ferromagnétique et qui suppose que seule l’interface de CoFeB-MgO intervient dans l’anisotropie magnétocristalline. Elle s’écrit :

$$K_s = K_1(t_{\text{CoFeB}} - t_{cm}), \quad (\text{IV.3})$$

où t_{CoFeB} est l'épaisseur de CoFeB nominale et t_{cm} celle de CoFeB inactive magnétiquement, appelée « couche morte » [162]. En utilisant une épaisseur $t_{\text{cm}} = 0,6 \text{ nm}$ pour $t_{\text{CoFeB}} = 1 \text{ nm}$ issue de la référence [159] qui utilise les mêmes compositions de CoFeB et les mêmes techniques de dépôt des matériaux, on obtient une valeur de l'anisotropie interfaciale $K_s \approx 0,5 \text{ mJ/m}^2$.

Les valeurs d'anisotropie interfaciale entre le Fe ou le Co et le MgO ont été calculées par Yang et al. par des calculs ab initio⁴ [161]. En considérant une hybridation des atomes du fer et de l'oxygène pour l'interface Fe-MgO les auteurs ont montré une forte dépendance de l'anisotropie magnétique surfacique avec la stoechiométrie du MgO : pour une stoechiométrie 1-1, $K_s = 2,93 \text{ mJ/m}^2$ alors pour qu'une sur (sous) oxydation du Mg les auteurs trouvent une valeur de $K_s = 2,27 \text{ mJ/m}^2$ ($K_s = 0,98 \text{ mJ/m}^2$). Pour l'interface Co-MgO avec une stoechiométrie 1-1 du Mg0, la valeur calculée est $K_s = 0,38 \text{ mJ/m}^2$ [161]. La valeur K_s trouvée expérimentalement semble correspondre à une hybridation des orbitales du cobalt et du MgO. Cependant, si l'interface CoFeB-MgO est rugueuse ou non-homogène alors il n'est pas exclu que les hybridations des orbitales des atomes ferromagnétiques (fer ou cobalt) et du MgO soient spatialement inhomogènes et que l'anisotropie interfaciale vienne d'une superposition complexe des hybridations Co-MgO et Fe-MgO. Notre valeur $K_s \approx 0,5 \text{ mJ/m}^2$ est cohérente avec d'autres valeurs expérimentales de $0,55 \text{ mJ/m}^2$ pour les mêmes matériaux que les nôtres [43] et de $1,3 \text{ mJ/m}^2$ pour une interface de $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{MgO}$ [125].

IV.1.1.2 Effets d'un champ électrique sur l'anisotropie magnétocristalline

Nous allons à présent voir comment les constantes d'anisotropie magnétocristalline K_1 et K_2 sont modifiées par un champ électrique. Pour ce faire, nous avons appliqué une tension sur la barrière tunnel de MgO de l'échantillon de $8 \text{ Ta}/1,05 \text{ Co}_8\text{Fe}_{72}\text{B}_{20}/\text{MgO}/5 \text{ Ta}/5 \text{ Ru}$ tout en reproduisant l'expérience précédente. Un champ électrique positif (ou une tension positive) correspond dans notre cas à des électrons accumulés à l'interface entre le CoFeB et l'oxyde de magnésium. Les mesures d'anisotropie ont été effectuées en appliquant des tensions comprises entre -0,5 V et 0,5 V avec un pas d'échantillonnage de 0,1 V. Le résultat est présenté sur la figure IV.6 en utilisant le même traitement des données que précédemment.

On observe que la constante d'anisotropie magnétique effective est une fonction décroissante de la tension appliquée aux bornes de l'échantillon. On remarque par ailleurs une saturation de l'effet du champ électrique sur la constante K_{eff} pour $U_{\text{dc}} < -0,2 \text{ V}$. En ne considérant que la partie linéaire de la courbe de l'anisotropie effective en fonction de la tension appliquée on obtient une diminution de -21 kJ/m^3 pour une variation de tension de 0,5 V, ce qui correspond à une pente de $-41 (\text{kJ/m}^3)/\text{V}$. Ces valeurs seront

4. Les calculs *ab initio* sont des calculs numériques reposant sur des lois ou principes de bases, sans apport d'hypothèses spécifiques.

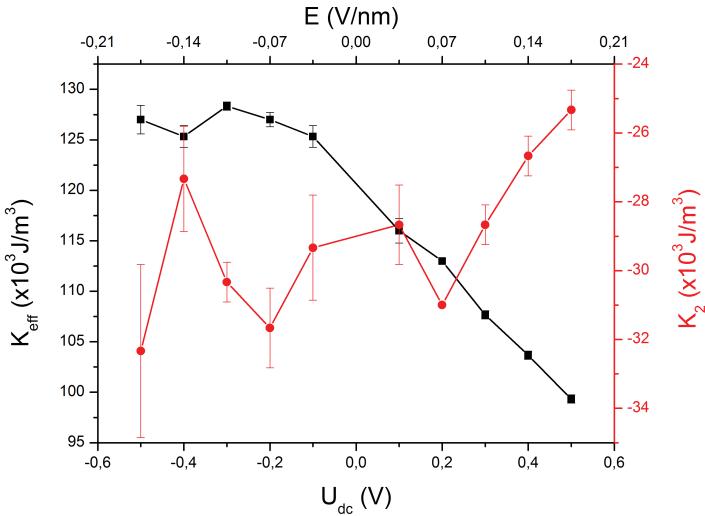


Figure IV.6 – Variations des constantes d'anisotropie magnétique K_{eff} et K_2 en fonction de la tension U_{dc} et du champ électrique E . Les barres d'erreur correspondent à l'écart-type pour les trois courbes calculées avec un décalage sur θ_H de 0, +0,5 et -0,5°. Les lignes reliant les points entre eux sont un guide pour les yeux.

comparées dans la partie suivante à celles de la littérature.

Intéressons-nous maintenant à la constante K_s et à ses variations avec le champ électrique. La constante d'anisotropie effective vaut $K_{efft} = K_1 t - \frac{\mu_0 M_s^2}{2} t = K_v t + K_{s2} - \frac{\mu_0 M_s^2}{2}$ avec t l'épaisseur de CoFeB qui vaut ici 1,05 nm. En supposant que le champ électrique n'a un effet que sur l'interface CoFeB-MgO, là où il y a accumulation ou déplétion de charge, on a alors $K_{s2}(E) = K_{efft}(E) + constante$. Expérimentalement, on trouve une variation de l'anisotropie interfaciale de $-23 \mu\text{J}/\text{m}^2$ pour une variation de tension de 0,5 V ce qui correspond à une pente de $-43(\mu\text{J}/\text{m}^2)/\text{V}$ pour $U_{dc} > -0,2 \text{ V}$. Si l'on extrapole le comportement linéaire des variations de K_{eff} en fonction du champ électrique, on s'attend à une réduction de $-120 \mu\text{J}/\text{m}^2$ pour une variation de 1 V/nm.

IV.1.1.3 Comparaison avec la littérature

De nombreux travaux théoriques et expérimentaux présentent l'étude des variations d'anisotropie en fonction d'un champ électrique pour des matériaux de type CoFeB-MgO. Nozaki et al. ont étudié un empilement de 50 $Au/0,5 Fe_{80}Co_{20}/1,2 MgO/10 Fe$ à l'aide de la magnétorésistance tunnel et de la résonance ferromagnétique. La variation de l'anisotropie surfacique qu'ils obtiennent est aussi linéaire avec le champ électrique sur toute la gamme de champs électriques étudiés et sa pente vaut $-37,5 \mu\text{J}/\text{m}^2$ pour une variation de champ électrique entre 0 et 1 V/nm [163], ce qui correspond à une pente de $-45(\mu\text{J}/\text{m}^2)/\text{V}$. Des empilements de 5 $Ta/1,33 Fe_{40}Co_{40}/2 MgO/$ nanolithographiés sous forme de croix de Hall ont aussi été étudiés par Endo et al. à l'aide de l'effet Hall extraordinaire [164]. Ils déduisent de leurs expériences une variation de l'anisotropie de surface de $-33 \mu\text{J}/\text{m}^2$ en faisant varier le champ électrique de 0 à 1 V/nm, ce qui corres-

pond à une pente de $-37,5(\mu J/m^2)/V$. Enfin, des mesures de magnétorésistance tunnel sur l'empilement 5 $Ta/1,4Fe_{40}Co_{40}/2MgO$ / présentent une variation de $-33 \mu J/m^2$ pour un champ électrique de 1 V/nm (par rapport à 0), ce qui correspond à une variation de $-16,5(\mu J/m^2)/V$ [165]. Nos résultats vont dans le sens de tous ces articles qui montrent que les champs électriques négatifs favorisent une anisotropie magnétique perpendiculaire au plan des couches minces, issue de la diminution du nombre d'électrons à l'interface entre le matériau ferromagnétique et l'oxyde de magnésium [164].

Les variations d'anisotropie avec un champ électrique ont été étudiées théoriquement à l'aide de la méthode de la fonctionnelle de la densité [166]. Cette méthode permet notamment de calculer la contribution à l'anisotropie magnétique d'interface de chacune des monocouches de part et d'autre d'une interface. Les auteurs de la référence [166] utilisent pour leurs simulations un cristal cubique centré de fer comprenant 9 monocouches déposées sur 9 monocouches de MgO lui-même reposant sur 4 monocouches de cuivre. Le cuivre est utilisé pour s'affranchir de l'effet d'écran de charge à l'interface Fe-vide. Les auteurs trouvent alors une réduction de $-100 \mu J/m^2$ pour une variation de champ électrique de 1 V/nm [166]. Dans la référence [167], les auteurs étudient aussi l'interface Fe-MgO à l'aide de calculs ab initio sur un système de MgO(5 monocouches)/Fe(5 monocouches)/MgO(5 monocouches). Ils trouvent des contributions de la seconde monocouche de fer (à partir de l'interface Fe-MgO appelée interface 2 dans l'article) à l'anisotropie totale qui dépend le plus fortement du champ électrique avec une diminution d'environ $-15 \mu J/m^2$ pour une variation de champ électrique de 1 V/nm alors que la monocouche de fer en contact avec le MgO diminue de $-3 \mu J/m^2$. Ce résultat serait intéressant à comparer avec l'expérience où l'effet du champ électrique devrait dépendre de l'épaisseur du fer pour des couches très minces. Une telle étude permettrait de mieux comprendre l'effet du champ électrique sur l'anisotropie d'interface.

Les valeurs des pentes de l'anisotropie interfaciale en fonction de la tension trouvées pour nos échantillon sont cohérentes avec celles observées par les auteurs des références [163, 164, 165]. Par contre si l'on considère les variations de l'anisotropie magnétique surfacique en fonction du champ électrique, les effets obtenus dans la littérature sont inférieurs à ceux que nous trouvons quantitativement pour une couche de CoFeB de 1 nm correspondant à environ 3-4 monocouches [163, 164, 165, 166, 167]. Une comparaison poussée est rendue impossible par l'incertitude sur l'épaisseur de MgO de nos échantillons. Néanmoins, la diminution de l'anisotropie interfaciale de $-120 \mu J/m^2$ pour une variation de 1 V/nm est proche de la valeur trouvée dans la référence [166] alors qu'il faudrait une valeur presque 3 fois inférieure pour obtenir la valeur de la référence [165] et près de 10 fois inférieure pour obtenir celle de la référence [167]. Nous pouvons donc conclure malgré cette incertitude que la valeur de la pente de la courbe IV.6 est parmi les plus importantes mesurées.

IV.1.2 Conséquences de l'application d'un champ électrique sur le champ coercitif

Après avoir vu les variations d'anisotropie dues au champ électrique et compris leur origine, intéressons-nous au champ coercitif et à ses variations en fonction du champ électrique. Comme présenté dans la partie II.2.3, le champ coercitif est très facile à obtenir à l'aide de cycles d'hystérésis. Nous allons donc voir ses variations en fonction du champ électrique appliqué pour une tricouche de Ta/CoFeB/MgO et pour une jonction tunnel magnétique de Ta/CoFeB/MgO/CoFeB.

IV.1.2.1 Cas d'une tricouche Ta/CoFeB/MgO

Pour étudier l'effet du champ électrique sur le champ coercitif nous avons utilisé le montage de la figure II.12 et un champ magnétique appliqué perpendiculairement aux plans des couches minces avec une amplitude variable sur l'échantillon de 8 $Ta/1,05 Co_8Fe_{72}B_{20}/MgO/5 Ta/5 Ru$ déjà étudié en IV.1.1. Le plot magnétique a un diamètre d'environ 300 nm et les bras de la croix de Hall en tantale ont une largeur d'environ 320 nm au centre de la croix de Hall. Trois cycles de la résistance d'effet Hall anomal en fonction du champ magnétique extérieur appliqué perpendiculairement au plan des couches minces pour différentes valeurs de tension appliquée sont présentés sur la figure IV.7.

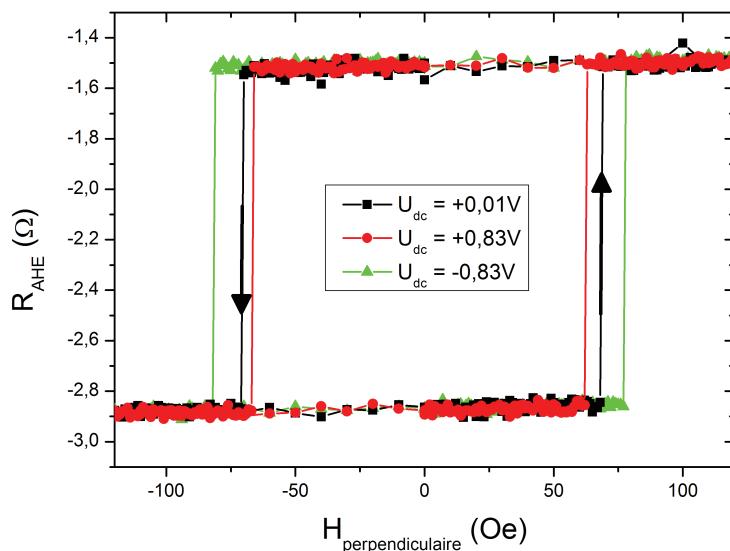


Figure IV.7 – Mesures de la résistance d'effet Hall anomal en fonction du champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan des couches minces en présence d'une tension U_{dc} appliquée aux bornes de l'échantillon. Les différentes couleurs codent pour les différentes valeurs de tension U_{dc} et les flèches indiquent le sens dans lequel est parcouru le cycle en partant de $H_{perpendiculaire} = 0$.

Sur la figure IV.7 nous pouvons tout d'abord voir que les champs coercitifs sont inférieurs à 100 Oe et que les cycles d'hystérésis sont caractérisés par des retournements très abrupts. Ceci indique que le renversement de l'aimantation procède par la nucléation d'un domaine magnétique d'aimantation de sens opposé au sens initial suivie de la propagation rapide de parois de domaines magnétiques jusqu'au retournement complet de l'aimantation du plot magnétique [168]. On a alors un champ coercitif égal au champ de nucléation, nous utiliserons donc par la suite l'une ou l'autre des dénominations.

On peut aussi voir sur la figure IV.7 qu'un champ électrique négatif augmente le champ coercitif tandis qu'un champ électrique positif semble le réduire. Nous avons tracé sur la figure IV.8 le champ coercitif mesuré en fonction du champ électrique appliqué entre l'électrode supérieure et inférieure de l'échantillon.

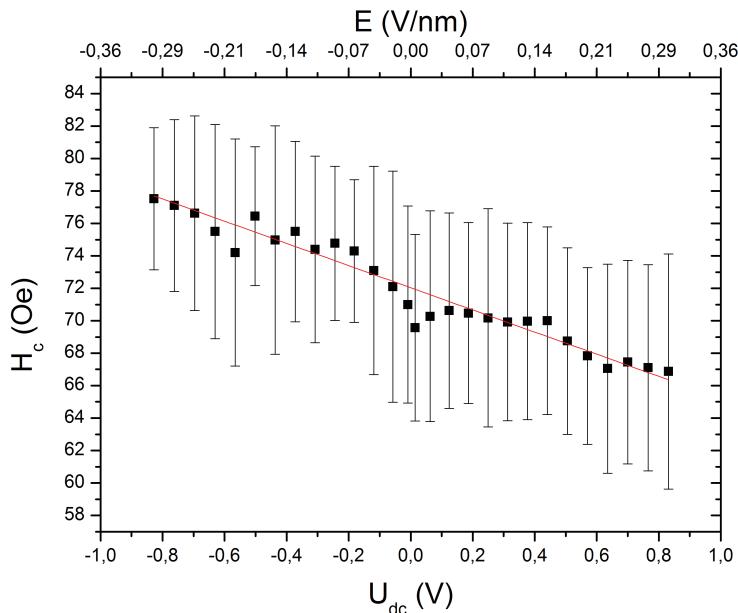


Figure IV.8 – Variations du champ coercitif en fonction de la tension U_{dc} et du champ électrique E pour un échantillon de $8\text{Ta}/1,05\text{Co}_8\text{Fe}_{72}\text{B}_{20}/\text{MgO}/5\text{Ta}/5\text{Ru}$. Les barres d'erreur correspondent à l'écart-type pour 20 cycles d'hystérésis effectués pour chaque valeur de champ électrique et la droite rouge correspond à un ajustement linéaire.

Sur la figure IV.8 on voit que les valeurs du champ coercitif sont très incertaines au vu des barres d'erreur. Le processus de retournement de l'aimantation paraît donc stochastique. Néanmoins, on observe que le champ coercitif décroît de manière monotone et est approximativement linéaire avec le champ électrique, tout comme l'anisotropie en fonction d'un champ électrique (voir la figure IV.6). Les deux courbes semblent cohérentes entre elles : les champs électriques négatifs augmentent l'anisotropie perpendiculaire et donc le champ coercitif des cycles d'hystérésis. La variation du champ coercitif est de -18 ± 4 Oe pour une différence de champ électrique de 1 V/nm, ce qui correspond à une pente de $-6,8 \pm 0,3$ Oe/V.

Pour essayer de relier quantitativement les variations du champ coercitif avec celles des

constantes d'anisotropie considérons un modèle macrospin à 0 K : sous cette hypothèse le champ coercitif et le champ d'anisotropie effective sont égaux [169, 170]. Or le champ d'anisotropie effective est défini, en prenant en compte le terme d'ordre 2 d'anisotropie magnétocristalline comme $H_{K,eff} = \frac{2K_{eff} + 4K_2}{\mu_0 M_s}$ [29]. Nous connaissons les valeurs de K_{eff} et K_2 pour différentes valeurs du champ électrique, de même pour H_c . Pour relier ces grandeurs qui n'ont pas la même unité, nous utilisons la formule suivante :

$$\frac{K_{eff}(E_1) - K_{eff}(E_0) + 2(K_2(E_1) - K_2(E_0))}{K_{eff}(E_0) + 2K_2(E_0)}, \quad (\text{IV.4})$$

où $K_{eff}(E_1)$ désigne la constante d'anisotropie effective de premier ordre évaluée pour un champ électrique E_1 . En prenant $E_1 = 0,18$ V/nm et $E_0 = 0$ V/nm, l'équation (IV.4) donne $K_{eff}(E_1) = -0,18$. Nous avons aussi calculé, pour les mêmes champs électriques, la valeur de $\frac{H_c(E_1) - H_c(E_0)}{H_c(E_0)}$ et nous trouvons -0,04. Dans le modèle macrospin ces deux expressions valent la même chose, or ce n'est pas le cas donc l'hypothèse macrospin, comme suggéré précédemment, n'est pas adaptée et le retournement de l'aimantation peut se faire par nucléation de domaines magnétiques suivie de la propagation d'une paroi de domaine. Intéressons-nous à un autre modèle de type « bulle » pour lequel le champ de nucléation H_n n'est plus égal au champ d'anisotropie mais proportionnel à la constante d'anisotropie magnétique effective suivant la formule [171, 172, 173] :

$$H_n = \frac{8\pi A K_{eff} t}{\mu_0 M_s p k_B T}, \quad (\text{IV.5})$$

avec A la constante d'échange, t l'épaisseur de matériau ferromagnétique, p une constante intervenant dans le modèle d'Arrhenius, k_B la constante de Boltzmann et T la température. Nous constatons la présence de nombreuses grandeurs physiques de valeurs inconnues dans l'équation (IV.5) et pour nous en affranchir nous réutilisons une expression similaire à (IV.4) qui vaut : $\frac{K_{eff}(E_1) - K_{eff}(E_0)}{K_{eff}(E_0)}$. En utilisant encore $E_1 = 0,18$ V/nm et $E_0 = 0$ V/nm, nous trouvons pour l'équation précédente une valeur de -0,17 à comparer à la valeur de -0,04, qui d'après le modèle type « bulle » sont égales. Ce n'est pas le cas, donc ce modèle ne semble pas adapté non plus. Néanmoins, le processus de nucléation a lieu sur des défauts locaux d'anisotropie, comme par exemple aux joints de grains où l'hybridation des orbitales des atomes ferromagnétiques avec celles de l'oxygène du MgO peut-être endommagée à cause d'une diffusion des atomes de tantale [158]. C'est donc la variation d'anisotropie de ces défauts locaux avec le champ électrique que l'on sonde par les mesures de champ coercitif et non l'anisotropie effective telle que mesurée auparavant. Les différences de valeurs calculées peuvent venir de cela.

IV.1.2.2 Cas d'une jonction tunnel magnétique

Nous allons maintenant étudier les variations du champ coercitif en fonction du champ électrique pour une jonction tunnel magnétique composée des matériaux suivants : 8 Ta/1,13 Co₄₀Fe₄₀B₂₀/1,87 MgO/1,5 Co₆₀Fe₂₀B₂₀/0,4 Ta/0,8 Co/0,55 Pt/5 × [0,3 Co/0,55 Pt]/0,6 Co/0,9 Ru/0,6 Co/0,55 Pt/13 × [0,3 Co/0,55 Pt]/5 Ta/5 Ru. L'échantillon étudié comporte une piste de tantale de largeur 1450 nm et un pilier magnétique de diamètre 1135 nm et la valeur de son produit RA est 20 kΩ μm². La barrière tunnel est faite de MgO déposé par une cible radio-fréquence, sa stoechiométrie 1-1 et son épaisseur de 1,87 nm sont connues. Nous avons effectué des mesures préliminaires pour déterminer la TMR de nos échantillons et nous obtenons une valeur d'environ 100%. Le montage utilisé pour l'analyse est présenté sur la figure II.8. Nous avons utilisé des champs électriques moins élevés que pour la tricouche Ta/CoFeB/MgO car expérimentalement nous avions des dégâts au niveau des matériaux, notamment des court-circuits pour des valeurs de champ électrique supérieurs à 0,2 V/nm. Sur la figure IV.9 on peut voir que les variations du champ coercitif avec le champ électrique sont qualitativement les mêmes que celles trouvées précédemment : un champ électrique négatif augmente l'anisotropie magnétique perpendiculaire et donc le champ coercitif (triangles verts) alors qu'un champ électrique positif le diminue (points rouges).

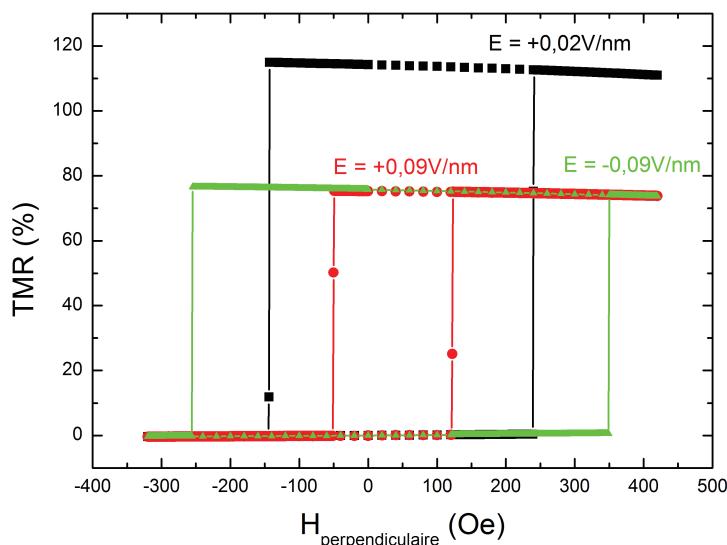


Figure IV.9 – Cycles d'hystérésis en champ perpendiculaire d'un échantillon soumis à différents champs électriques. Les carrés noirs correspondent à un champ électrique de $E = +0,02 \text{ V/nm}$, les points rouges à $E = +0,09 \text{ V/nm}$ et les triangles verts à $E = -0,09 \text{ V/nm}$.

On peut aussi voir sur la figure IV.9 que plus le champ électrique est élevé en valeur absolue, plus la TMR est faible. Cette tendance est caractéristique d'une jonction tunnel

magnétique [38, 174]. Pour vérifier le comportement du champ coercitif en fonction du champ électrique et pour quantifier cet effet nous avons tracé le champ coercitif en fonction du champ électrique appliqué, voir la figure IV.10.

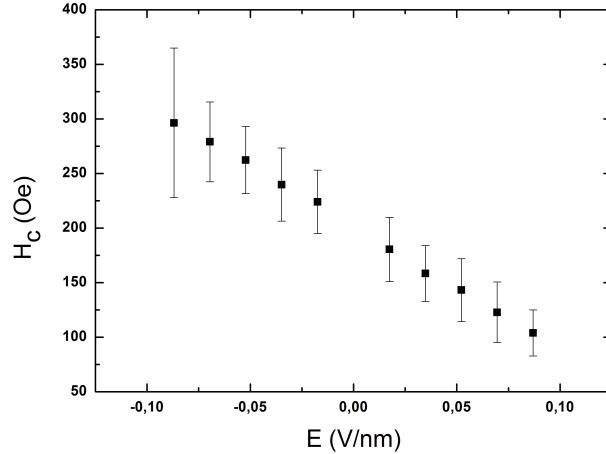


Figure IV.10 – Variations du champ coercitif en fonction du champ électrique pour une jonction tunnel magnétique. Les barres d'erreur représentent l'écart-type pour des mesures répétées 25 fois.

Comme précédemment on trouve que le champ coercitif est une fonction décroissante du champ électrique. La variation du champ coercitif atteint -1130 ± 13 Oe pour un champ électrique de 1 V/nm. Cette variation est très grande et dépasse les valeurs trouvées par Meng et al. qui constatent des pentes d'environ 300 ± 60 Oe/(V/nm) pour des empilements de $5\text{ Ta}/0,8 - 1,3\text{ Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/1,5\text{ MgO}/1,3\text{ Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/0,3\text{ Ta}/9 \times [0,2\text{ Co}/0,9\text{ Pd}]/0,4\text{ Co}/0,95\text{ Ru}/0,4\text{ Co}/9 \times [0,9\text{ Pd}/0,2\text{ Co}]/5\text{ Ta}/5\text{ Ru}$ [123]. Cette différence peut provenir de conditions d'oxydation différentes pour les deux jonctions tunnel magnétique : le produit RA est alors moins grand dans le cas d'une oxydation faible et les effets du champ électrique en sont réduits. Les fortes variations du champ coercitif avec le champ électrique suggèrent une forte variation de l'anisotropie avec le champ électrique et sont donc encourageantes pour la réduction du courant de retournement de l'aimantation par SOT à l'aide de l'application d'un champ électrique. Nous verrons donc dans la partie IV.2.2 comment le champ électrique agit sur le courant critique. Nous n'avons pas étudié les variations de l'anisotropie magnétique avec le champ électrique pour cet échantillon car il a été lithographié sous forme de dispositif trois terminaux. Dans cette géométrie, seule la configuration relative des aimantations est sondée par la mesure de la magnétorésistance tunnel, ce qui ne nous permet pas d'accéder directement aux variations de l'anisotropie magnétique en fonction du champ électrique. Une étude future utilisant le même empilement et une lithographie sous forme de croix de Hall pourrait permettre de relier les variations du champ coercitif en fonction du champ électrique à celles de l'anisotropie magnétique.

IV.2 Écriture SOT assistée par un champ électrique

Nous avons vu que l'anisotropie magnétique peut être modulée par l'application d'un champ électrique. Le courant critique de retournement par couples de spin-orbite dépend de cette anisotropie ce qui nous invite à analyser l'influence d'un champ électrique sur le courant critique SOT. Nous allons d'abord voir comment le champ électrique peut conduire à des variations des courants critiques SOT via la modulation de l'anisotropie magnétique pour une tricouche Ta/CoFeB/MgO. Nous verrons ensuite le cas d'une SOT-MRAM et l'influence d'un champ électrique sur les courants critiques SOT en vue d'applications mémoire.

IV.2.1 Tricouche Ta/CoFeB/MgO

Nous avons utilisé une multicoque composée de $8\text{ Ta}/1,07\text{ Co}_8\text{Fe}_{72}\text{B}_{20}/\text{MgO}/5\text{ Ta}/5\text{ Ru}$ nanolithographiée comme précédemment au IV.1.1 : la piste de tantale est un parallélépipède rectangle de largeur 307 nm sur lequel le plot magnétique est cylindrique à section circulaire de diamètre 190 nm. Le produit RA de cet échantillon vaut environ $4\text{ k}\Omega\text{ }\mu\text{m}^2$. Le montage utilisé pour l'injection des impulsions et l'application du champ électrique est présenté dans la case 2) du tableau II.1. Un champ magnétique statique de +400 Oe est appliqué quasi-parallèlement au plan des couches minces avec un angle estimé à moins de 5° selon la direction \mathbf{e}_z . Les impulsions durent 10 ns avec des temps de montée et descente de 2 ns, le champ électrique est calculé comme précédemment en divisant la tension appliquée aux bornes de la jonction tunnel par l'épaisseur de MgO. La figure IV.11 présente 3 cycles d'hystérésis mesurés avec le signal de résistance de Hall en fonction de la densité de courant des impulsions.

Les différences des valeurs de résistance de Hall $R_\uparrow - R_\downarrow$ sont similaires à celles trouvées pour les cycles d'hystérésis en champ perpendiculaire donc nous pouvons conclure que le retournement de l'aimantation est complet : les résistances mesurées correspondent bien à des états saturés de l'aimantation. Sur la figure IV.11 on voit qu'un champ électrique négatif augmente le courant critique de retournement par couples de spin-orbite alors qu'un champ électrique positif le diminue. Nous avons répété l'expérience précédente 50 fois et ce pour 6 amplitudes différentes de champ électrique.

Le courbe IV.12 présente la densité de courant critique en fonction du champ électrique ou de la tension U_{dc} à champ magnétique et durée d'impulsion fixés. Le champ électrique pour cette courbe a été calculé comme expliqué dans l'introduction de la partie IV.1. Pour les deux retournements de l'aimantation $\uparrow \rightarrow \downarrow$ et $\downarrow \rightarrow \uparrow$, on observe une diminution des courants critiques en valeur absolue lorsqu'une tension positive est appliquée. La pente de la courbe pour un retournement de l'aimantation de $\downarrow \rightarrow \uparrow$ est $(-3\pm)\times 10^9\text{ (A/m}^2)/\text{V}/$. La pente de la courbe pour un retournement de l'aimantation de \uparrow

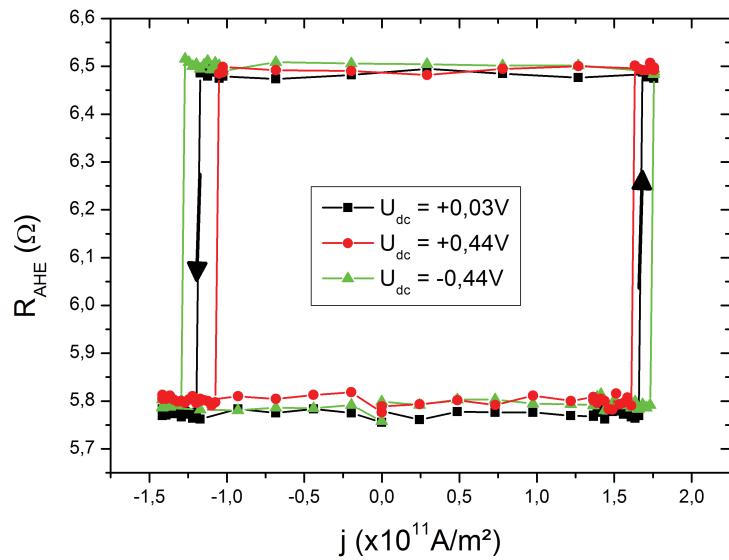


Figure IV.11 – Résistance d’effet Hall anomal R_{AHE} en fonction de la densité de courant j dans la piste de tantale. Les impulsions de courant durent 10 ns et le champ magnétique est constant de valeur +400 Oe. Les différentes couleurs codent pour les différentes valeurs de tension U_{dc} et les flèches montrent le sens dans lequel est parcouru le cycle en partant de $j = 0$.

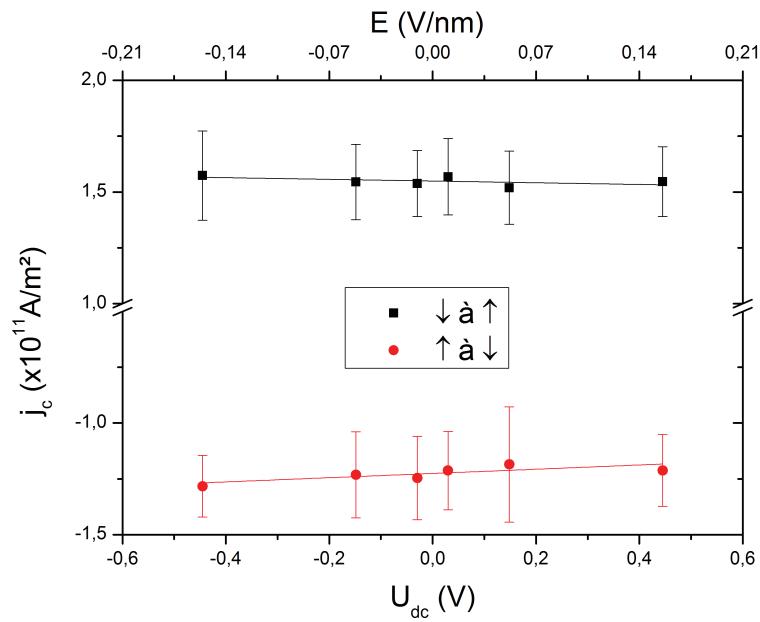


Figure IV.12 – Densité de courant critique pour le retournement de l’aimantation en fonction de la tension U_{dc} et du champ électrique E . Les points rouges correspondent au retournement de l’aimantation de \uparrow à \downarrow et les carrés noirs de \downarrow à \uparrow si l’on considère que l’aimantation initiale est \uparrow . Les barres d’erreur correspondent à l’écart-type pour les 50 cycles effectués pour chaque valeur de champ électrique et les droites à des ajustements linéaires.

à \downarrow est $(+8\pm3)\times10^9$ (A/m²)/V. Ces valeurs sont très incertaines du fait des grandes fluctuations des valeurs de densité de courant critique trouvées pour cet échantillon : on peut le voir à l'aide de l'écart-type représenté par les barres d'erreur sur la figure IV.12. Pour estimer l'effet des couples de transfert de spin nous avons calculé le courant continu dû à l'application du champ électrique qui traverse la barrière tunnel. En utilisant la résistance de la jonction tunnel, sa surface et la tension maximale appliquée aux bornes de celle-ci nous trouvons une densité de courant d'environ 7×10^7 A/m². Cette valeur est négligeable devant les valeurs présentées sur la figure IV.12 et ne permet donc pas d'expliquer les variations trouvées de la densité de courant critique en fonction du champ électrique.

Pour comparer quantitativement nos résultats à un modèle physique, on peut étudier le modèle macrospin à température nulle ou finie au besoin, dans lequel le courant de retournement par couple de spin-orbite dépend linéairement du champ d'anisotropie effective $H_{K,eff} = \frac{2K_{eff}}{\mu_0 M_s}$ [61, 141]. Nous calculons donc la valeur de $\frac{j_c(E_1) - j_c(E_0)}{j_c(E_0)}$ avec $E_1 = 0,18$ V/nm et $E_0 = 0$ V/nm. Nous trouvons pour l'équation précédente une valeur de -0,04 pour un retournement de l'aimantation de \uparrow à \downarrow et une valeur de -0,01 pour un retournement de l'aimantation de \downarrow à \uparrow . Ces valeurs sont à comparer à la valeur de -0,18 de l'équation (IV.4) évaluée pour les champs électriques $E_1 = 0,18$ V/nm et $E_0 = 0$ V/nm. Une fois de plus le modèle macrospin n'est pas adapté, ici pour décrire le retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite assisté par un champ électrique.

Nous considérons que, comme le diamètre du plot magnétique (190 nm) est supérieur à la taille $l_p = \sqrt{\frac{A}{K_{eff}}}$ d'une paroi magnétique d'environ 13 nm, la nucléation d'un domaine magnétique est favorisée. Dans ce cas, le courant critique correspond à la nucléation d'un domaine inversé. Ce type de renversement a déjà été évoqué pour expliquer les différences observées entre le modèle macrospin et les expériences de retournement de l'aimantation par couples de transfert de spin [175]. Les auteurs de cette dernière étude utilisent un sous-volume d'activation de la nucléation qui est bien inférieur au volume magnétique total de la couche mince ferromagnétique. Cela conduit à une barrière énergétique E_a intervenant dans la constante de stabilité thermique Δ très inférieure à celle du modèle macrospin. Nous allons utiliser les valeurs numériques de $\Delta(E_0)$ et $\Delta(E_1)$ pour calculer le courant critique macrospin donné par la formule issue de la référence [141] :

$$j_c^{SHE} = \frac{2eM_st\mu_0 H_{K,eff}}{2\hbar\theta_{SH}} \left(\pi - 2h_x - \sqrt{8 \left(\frac{\ln(f_0\tau/\ln 2)}{\Delta} - 1 \right) - 4h_x^2 - 4h_x(\pi - 4) + \pi^2} \right), \quad (\text{IV.6})$$

où $h_x = \frac{H_x}{H_{K,eff}}$, t est l'épaisseur de matériau ferromagnétique, τ la durée d'impulsion et $f_0 = 1$ Ghz. Nous utilisons les valeurs suivantes $M_s = 1,3 \times 10^6$ A/m, $\theta_{SH} = 0,12$ pour le tantale [23], $H_x = 400$ Oe, $\tau = 20$ ns et $t = 1,07$ nm. Les valeurs de $H_{K,eff}$ et $\Delta = \frac{H_{K,eff}M_sV}{2k_B T}$ sont calculées pour $E_1 = 0,18$ V/nm et $E_0 = 0$ V/nm en utilisant un volume d'activation

$V = tl_p^2$ qui vaut ici environ 5 nm^3 . Nous trouvons alors $\frac{j_c(E_1) - j_c(E_0)}{j_c(E_0)} = -0,03$ et expérimentalement, en utilisant la figure IV.12 une valeur de $-0,04$. Ces deux valeurs sont très proches et suggèrent que les couples de spin-orbite agissent sur un volume réduit du matériau ferromagnétique pour activer le retournement de l'aimantation. Il serait néanmoins intéressant de comparer nos résultats à des simulations micromagnétiques prenant en compte les variations d'anisotropie magnétique dues au champ électrique, notamment sur les défauts ponctuels.

IV.2.2 SOT-MRAM

Pour les applications SOT-MRAM, il est nécessaire de pouvoir diminuer le courant critique d'écriture par couples de spin-orbite car celui-ci est aujourd'hui trop important pour les applications. Un moyen possible est l'utilisation d'un champ électrique qui avec la diminution de l'anisotropie magnétique devrait entraîner celle des courants critiques SOT d'après la formule (I.27). Pour cette étude nous avons utilisé un empilement de $8 \text{ Ta}/1,13 \text{ Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/1,87 \text{ MgO}/1,5 \text{ Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/0,4 \text{ Ta}/0,8 \text{ Co}/0,55 \text{ Pt}/5 \times [0,3 \text{ Co}/0,55 \text{ Pt}]/0,6 \text{ Co}/0,9 \text{ Ru}/0,6 \text{ Co}/0,55 \text{ Pt}/13 \times [0,3 \text{ Co}/0,55 \text{ Pt}]/5 \text{ Ta}/5 \text{ Ru}$. Le produit RA est d'environ $10 \text{ k}\Omega \mu\text{m}^2$ pour un échantillon comprenant une piste de tantalum de 1110 nm de large et un pilier magnétique de 575 nm de diamètre. Un champ magnétique extérieur constant de valeur $+200 \text{ Oe}$ est appliqué parallèlement au plan des couches minces et les impulsions de courant durent 20 ns ($+2 \text{ ns}$ de montée et de descente). Nous avons effectué des mesures de magnétorésistance tunnel en fonction de l'amplitude des impulsions de courant pour différents champs électriques appliqués sur la jonction tunnel magnétique à l'aide du montage de la case 3) du tableau II.1. Le résultat est présenté pour 3 champs électriques différents (calculés à partir de la tension et de l'épaisseur de MgO) sur la figure IV.13.

Pour un champ électrique quasi-nul, une densité de courant critique de l'ordre de $2 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ est observée, en accord avec les résultats obtenus précédemment pour cette longueur d'impulsion (voir la figure III.2). Pour un champ électrique appliqué très faible (courbe noire d'amplitude maximale sur la figure IV.13) la TMR ne dépasse pas 10% alors qu'elle devrait être d'environ 100% d'après les mesures préliminaires réalisées avec un champ magnétique perpendiculaire au plan des couches minces. Cela nous indique que l'état de résistance haute atteint ne correspond pas à un état anti-parallèle des aimantations dans lequel l'aimantation de la couche libre est saturée, mais à un état non saturé, avec plusieurs domaines magnétiques. En répétant ces cycles plusieurs fois, on observe que la résistance de l'état intermédiaire est toujours la même : cela indique que cet état intermédiaire multidomaines est stable magnétiquement. Une hypothèse est que les parois de domaines magnétiques se piègent sur des défauts locaux identiques d'une mesure à l'autre. Ce comportement étant observé sur tous les plots magnétiques mesurés, cela

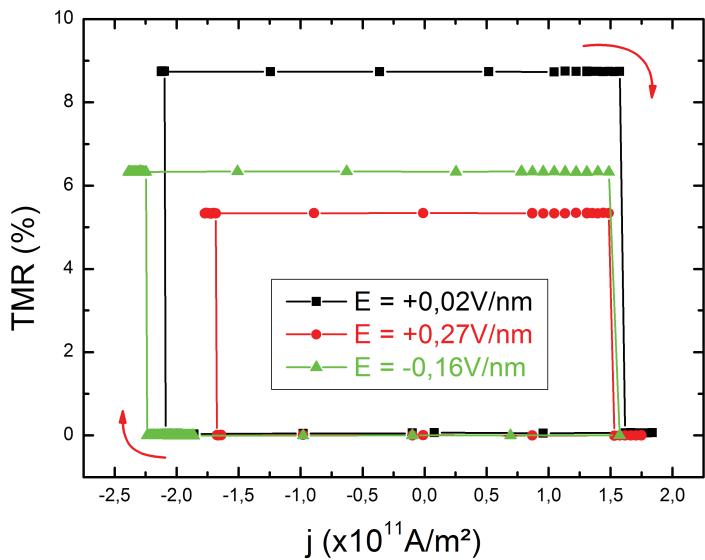


Figure IV.13 – Cycles d’hystérésis mesurés au moyen du signal de TMR en fonction de la densité de courant j dans la piste de tantale. Les impulsions de courant durent 20 ns et le champ magnétique planaire est constant de valeur +200 Oe. Les différentes couleurs codent pour les différentes valeurs de champ électrique E et les flèches courbes indiquent le sens de parcours du cycle en partant de $j = 0$.

signifie que les échantillons possèdent de nombreux défauts. Cependant, ces défauts et le piégeage de parois de domaines magnétiques associé ne sont pas observés sous l'action d'un cycle d'hystérésis en champ magnétique perpendiculaire, avec lequel l'état saturé est obtenu. Les mécanismes de retournement de l'aimantation dus aux champ magnétique et au courant injecté dans la piste de tantale semblent donc différents. Un autre point étonnant est que nous n'avons pas observé ce phénomène sur les mesures reportées plus haut pour des tricouches de Ta/CoFeB/MgO. Les deux multicouches ont été déposées par des machines différentes (Actémium et Singulus) mais ceci ne devrait pas causer la présence de défauts dans la couche libre de CoFeB. Une hypothèse est que la nanofabrication de la jonction tunnel magnétique est moins « propre » que celle de la tricouche Ta/CoFeB/MgO et que la rugosité des parois du pilier magnétique due à la lithographie offre de nombreux sites de piégeage des parois magnétiques.

On voit sur la figure IV.13 que le champ électrique appliqué modifie les courants critiques de retournement de l'aimantation. Pour vérifier cela nous avons effectué 25 fois le cycle de résistance en fonction de la densité de courant et ce pour 11 valeurs de champ électrique différentes : les densités de courant critique de retournement de l'aimantation en fonction du champ électrique sont présentées sur la figure IV.14.

On observe sur la figure IV.14 que le champ électrique a une forte influence sur les densités de courant critique. Pour la transition de l'état parallèle à l'état intermédiaire multidomaines, la densité de courant critique diminue en valeur absolue lors de l'appli-

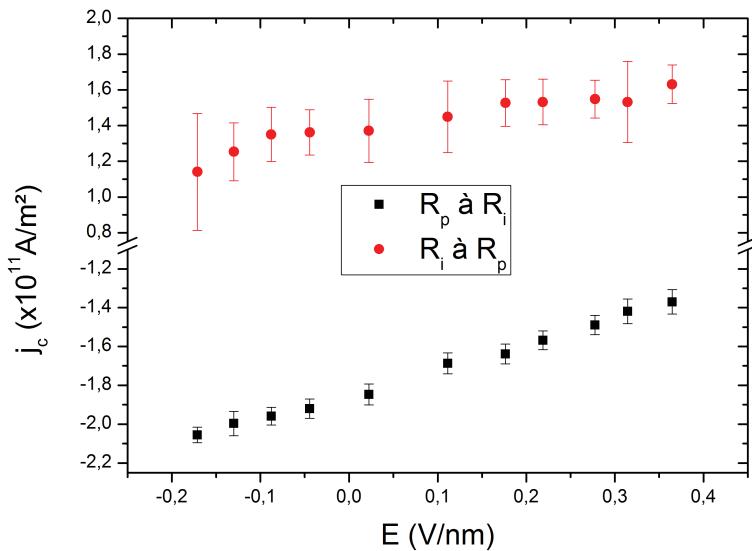


Figure IV.14 – Densité de courant critique (pour des impulsions de 20 ns) pour le retournement de l’aimantation en fonction du champ électrique appliqué. Les points rouges correspondent au retournement de l’aimantation de $\uparrow - \uparrow$ de résistance R_p à un état intermédiaire pour lequel la couche libre est multidomaines, cet état ayant une résistance R_i . Les carrés noirs correspondent au retournement de l’aimantation de l’état intermédiaire à l’état parallèle. Les barres d’erreur correspondent à l’écart-type pour les 25 cycles effectués pour chaque valeur de champ électrique.

tion d’un champ électrique positif et augmente lors de l’application d’un champ électrique négatif. La variation est approximativement linéaire. Ce résultat est cohérent avec celui trouvé dans la partie IV.2.1. Un champ électrique négatif (positif) augmente (diminue) l’anisotropie magnétique perpendiculaire et donc il est plus difficile (facile) de nucléer des domaines magnétiques qu’à champ électrique nul. Les variations de la densité critique de courant avec le champ électrique pour passer de R_p à R_i (points noirs de la figure IV.14) sont par conséquent cohérentes avec les études précédentes.

Pour la transition de l’état intermédiaire à l’état parallèle, la variation induite par le champ électrique est plus faible et semble moins linéaire. Un point important est que la dépendance de l’effet avec la polarité du champ électrique semble inversée : la densité de courant critique augmente avec un champ électrique positif et diminue avec un champ électrique négatif. Cependant pour ce retournement de l’aimantation, les valeurs moyennes des densités de courant critiques sont très incertaines comme nous pouvons le voir sur la figure IV.14 avec les grandes barres d’erreur qui représentent l’écart-type.

Lors du retournement de l’aimantation de l’état parallèle $\uparrow - \uparrow$ à l’état intermédiaire, l’aimantation de la couche ferromagnétique libre passe d’un état saturé \uparrow à un état avec des domaines magnétiques piégés. Il y a donc eu des nucléations de domaines magnétiques d’aimantation \downarrow et potentiellement une propagation des parois de domaines magnétiques.

Lors du retournement de l'aimantation de l'état intermédiaire à l'état parallèle, l'aimantation de la couche ferromagnétique libre passe d'un état multidomaines à un état saturé. Dans ce cas, les domaines magnétiques sont déjà présents à l'état initial et seules des propagations de parois de domaines magnétiques sont nécessaires pour retrouver l'état magnétique saturé. Or, libérer une paroi magnétique d'un piège est un processus stochastique et c'est ce que l'on observe avec la forte dispersion des valeurs de densités de courant critique des points rouges de la figure IV.14 [176, 177, 178].

L'effet du champ électrique sur la densité de courant critique SOT est plus important lors des retournements de l'aimantation de l'état parallèle à l'état intermédiaire. On peut donc supposer que le champ électrique influence fortement le phénomène de nucléation mais très peu le phénomène de dépiégeage de la paroi de domaine magnétique et sa propagation. Cela confirme l'analyse faite au IV.2.1 pour laquelle nous avions vu que le champ électrique réduit la densité de courant de retournement par couples de spin-orbites, par exemple en diminuant localement l'anisotropie d'un sous-volume dans lequel à lieu la nucléation de paroi de domaine.

Nous remarquons aussi que les effets relatifs du champ électrique sur les densités de courant critiques sont plus importants pour la SOT-MRAM que pour la tricouche de Ta/CoFeB/MgO. Cela peut provenir de la qualité des matériaux, par exemple de la qualité de l'oxydation de la barrière tunnel de MgO. Pour la tricouche magnétique, l'oxydation du magnésium intervient après le dépôt de celui-ci (comme précisé au début de la partie IV.1). On peut supposer que la qualité de l'oxyde de magnésium varie pour la tricouche Ta/CoFeB/MgO, ainsi que sa permittivité électrique, et donc sa capacité : pour une même tension appliquée aux bornes de cet échantillon et de la jonction tunnel magnétique, la quantité de charges à l'interface sera différente. Cette interprétation reste à vérifier par des mesures systématiques de capacité pour les deux oxydes de magnésium.

Nous prouvons aussi avec la figure IV.14 qu'il est possible de diminuer le courant d'écriture des SOT-MRAM avec un champ électrique (positif avec notre convention). Lors de l'application d'un champ électrique de 0,36 V/nm la variation de la densité de courant pour passer de R_p à R_i est de 5×10^{10} A/m². Cela correspond à une variation de 30% entre la densité de courant critique à +0,36 V/nm et sans champ électrique, et en extrapolant les variations obtenues sur la figure IV.14 pour un retournement de l'aimantation d'un état saturé ↑ – ↑ à un état multidomaines on obtient une variation de 70% entre 0 et 1 V/nm.

Nous avons vu dans le chapitre III que l'aimantation d'une cellule MRAM pouvait être retournée par couple de spin-orbite pour des durées minimales d'impulsion de 400 ps. Cette durée d'impulsion est une limite due aux instruments utilisés et pourrait potentiellement être réduite avec l'utilisation d'autres appareils. De plus, nous avons vu qu'un champ électrique positif réduit le courant critique d'écriture des SOT-MRAM. En supposant que la nucléation des parois de domaines est modulée par un champ électrique et qu'ensuite

le domaine magnétique se propage jusqu'à ce que l'aimantation du plot magnétique soit totalement retournée, la densité de courant critique peut être réduite de 70% pour un champ électrique de 1 V/nm avec des impulsions de 20 ns. Si l'on suppose que cette variation de 70% est indépendante de la durée d'impulsion on peut extrapoler une densité de courant critique d'environ $3 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ pour une cellule SOT-MRAM telle que présentée dans la partie III.2 écrite avec des impulsions de courant de 2 ns et un champ électrique de 1 V/nm. Cette valeur est environ 5 fois supérieure à la densité de courant d'écriture calculée pour des STT-MRAM d'environ $6 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$ pour des impulsions de 1,6 ns pour un diamètre de pilier magnétique de 32 nm [155]. La valeur de la densité de courant de retournement de l'aimantation par couples de spin-orbite trouvée expérimentalement n'a pas été optimisée : le diamètre du pilier magnétique est 8 fois supérieur à celui de l'article [155]. On peut donc anticiper une réduction notable de la densité de courant critique en réduisant la taille du plot magnétique. Cependant, pour une comparaison de ces deux résultats en vue d'applications mémoire, il est nécessaire de calculer le facteur de stabilité thermique, donnée non communiquée dans l'article [155].

IV.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'effet d'un champ électrique sur des empilements de Ta/CoFeB/MgO et sur des SOT-MRAM. Nous avons tout d'abord observé que dans le cas de l'empilement de 8 *Ta/1,05 Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO/5 Ta/5 Ru* l'anisotropie comporte deux termes, un terme du premier ordre K_1 favorisant l'axe d'anisotropie facile hors du plan des couches minces et un terme d'ordre supérieur K_2 favorisant un état d'aimantation dans le plan. Ce dernier terme pourrait s'expliquer par de fortes variations locales de l'anisotropie dans les couches minces, dues par exemple à la diffusion d'atomes de tantale à l'interface CoFeB-MgO au niveau des joints de grain. La variation de K_1 est linéaire avec le champ électrique tandis que K_2 dépend peu de ce dernier. Il serait intéressant d'étudier en détails les variations de K_1 et K_2 avec le champ électrique pour essayer de comprendre l'origine physique des variations d'anisotropie observées. Un champ électrique négatif pour notre convention de signe augmente l'anisotropie perpendiculaire alors qu'un champ électrique positif, correspondant à une accumulation d'électrons à l'interface CoFeB-MgO, la diminue. Cela est cohérent avec les nombreuses études sur le sujet tant expérimentales [163, 164, 165] que théoriques [166, 167]. De plus, nous avons montré que le champ coercitif est une fonction décroissante du champ électrique pour les tricouches de Ta/CoFeB/MgO et pour la couche libre d'une SOT-MRAM.

Nous avons essayé par la suite de diminuer le courant critique d'écriture d'échantillons à base de Ta/CoFeB/MgO. Nous avons observé une diminution en valeur absolue des courants critiques avec le champ électrique pour l'échantillon de 8 *Ta/1,07 Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO/5 Ta/5 Ru*. Même si l'effet est relativement faible, le champ électrique, en jouant sur

les densités électroniques locales, favorise (inhibe) la nucléation s'il est positif (négatif). Les variations trouvées sont en accord avec les études théoriques et préliminaires sur les effets du champ électrique sur l'anisotropie et les champs coercitifs. Pour les SOT-MRAM notamment, un champ électrique positif réduit l'anisotropie magnétique. Pour un échantillon dans lequel l'état d'aimantation saturée $\uparrow - \downarrow$, les courants critiques SOT sont réduits par l'application d'un champ électrique positif. Si le piégeage d'un domaine magnétique ne nous a pas permis de prouver le concept de MRAM écrites par couples de spin-orbite assistés par un champ électrique, il nous a toutefois permis de constater que l'aimantation semble se retourner par nucléation puis propagation de parois de domaines.

Ce résultat est très intéressant dans l'optique d'une réduction du courant d'écriture des SOT-MRAM. De plus, la géométrie de celles-ci est très adaptée à l'assistance à l'écriture par un champ électrique. Néanmoins, une étude plus complète et plus poussée est nécessaire, ainsi que de nombreuses optimisation des matériaux et des technologies avant de voir les SOT-MRAM remplacer les SRAM dans des mémoires cache.

Conclusion

Durant cette thèse, je me suis intéressée à l'étude et à l'optimisation des SOT-MRAM. J'ai d'une part étudié l'écriture sub-ns dans des empilements à base de Ta/CoFeB/MgO et d'autre part j'ai cherché à réduire les courants d'écriture en utilisant l'assistance d'un champ électrique.

Les couples de spin-orbite sont observés dans des multicouches magnétiques ultrafines à asymétrie d'inversion caractérisées par la présence d'une interface entre un métal lourd et un matériau ferromagnétique. Nous avons choisi un empilement de base composé des matériaux Ta/CoFeB/MgO qui combine une forte anisotropie perpendiculaire, de forts couples de spin-orbite et d'importants signaux de magnétorésistance tunnel lorsque l'empilement est de type Ta/CoFeB/MgO/CoFeB/Ta/Ru.

Ces matériaux ont été déposés par pulvérisation cathodique magnétron et ont ensuite été lithographiés sous forme de dispositifs trois terminaux composés d'une piste de tantalum au centre de laquelle se trouve le pilier magnétique contacté sur sa partie supérieure à une électrode métallique. Cette géométrie permet d'une part de retourner l'aimantation par couples de spin-orbite en injectant des impulsions de courant dans la piste de tantalum et d'autre part de détecter l'aimantation grâce à la TMR et/ou d'appliquer un champ électrique à l'aide de l'électrode supérieure. Pour l'empilement de Ta/CoFeB/MgO, l'aimantation est détectée par effet Hall extraordinaire en utilisant une géométrie de type croix de Hall.

Les études préliminaires ont confirmé que le courant critique de retournelement par SOT est une fonction décroissante du champ magnétique appliqué parallèlement au plan des couches minces et colinéairement au courant. Nous avons étudié le retournelement de l'aimantation en fonction de la longueur de l'impulsion de courant pour des durées de 100 ns jusqu'à 400 ps. Nous avons observé deux régimes physiques pour le retournelement de l'aimantation en fonction de la durée des impulsions. Le premier, pour des impulsions longues (supérieures à 10 ns environ), correspond au retournelement de l'aimantation activé thermiquement. Il est caractérisé par une très faible dépendance du courant de retournelement en fonction de la longueur de l'impulsion. Le second régime concerne les impulsions

courtes et ultra-courtes. Il est caractérisé par une augmentation drastique du courant critique quand la longueur de l’impulsion diminue. Plus précisément, nous avons trouvé que $j_c \propto 1/\tau$ où τ est la longueur de l’impulsion. Cette relation est caractéristique d’un retournement par nucléation d’un domaine et propagation de la paroi. Ce scénario a été validé par des simulations micromagnétiques bien que, dans le cas du Ta/CoFeB/MgO, de nombreux points restent à éclaircir. Des études approfondies de probabilité de retournement de l’aimantation en fonction de la densité de courant SOT et de la durée d’impulsion de courant restent à effectuer. Des mesures en temps réel permettraient, par exemple, de valider l’hypothèse d’un retournement par nucléation puis propagation de domaines magnétiques. Quoi qu’il en soit, la capacité à retourner l’aimantation pour des impulsions de courant aussi courtes que 400 ps (cette durée étant limitée par l’injecteur d’impulsions) est une avancée technologique très encourageante pour l’utilisation des SOT-MRAM dans les mémoires cache près du processeur où une grande vitesse de traitement des données est cruciale.

Il n’en reste pas moins que le courant électrique nécessaire à de telles échelles de temps est encore trop élevé pour l’utilisation des SOT-MRAM dans les applications. Nous avons donc cherché à diminuer ce courant grâce à l’assistance d’un champ électrique. Nous avons montré qu’une tension appliquée sur l’échantillon module l’anisotropie de surface magnétocristalline et donc l’anisotropie magnétique d’environ 18% pour une tension de 0,5 V. Cette étude nous a aussi révélé qu’un second terme d’anisotropie est présent dans nos échantillons. Son origine reste à déterminer : elle pourrait être due à une modulation de l’anisotropie de surface due par exemple à une modulation spatiale soit de l’interface entre les couches minces de CoFeB et de MgO soit de l’épaisseur de la couche ferromagnétique. Ce second terme a une amplitude un ordre de grandeur environ inférieure à celle du terme principal K_{eff} . De plus, leurs variations avec le champ électrique sont différentes : si K_2 ne présente quasiment aucune dépendance avec le champ électrique, K_1 (et K_{eff}) varie linéairement avec ce dernier. Cette différence de comportement pourrait nous permettre de mieux comprendre l’origine de ce terme d’anisotropie d’ordre 2.

Cette variation linéaire avec le champ électrique de l’anisotropie magnétique se retrouve dans la variation du champ coercitif lui aussi linéaire. Dans les deux cas, l’anisotropie magnétique perpendiculaire au plan des couches minces est augmentée par un champ électrique négatif et diminuée par un champ électrique positif (pour lequel les électrons s’accumulent à l’interface CoFeB-MgO).

Nous nous sommes ensuite intéressés à la variation de la densité de courant de retournement de l’aimantation par SOT avec ce champ électrique. En utilisant des champs électriques positifs nous avons observé une diminution des densités de courant de retournement de l’aimantation par SOT de 30% pour une variation de champ électrique de 0,36 V/nm soit une variation de 70% de j_c en extrapolant nos résultats à 1 V/nm. L’étude

sur des jonctions tunnel magnétiques pour lesquelles un des deux états d'aimantation n'est pas monodomaine nous a permis d'observer l'effet du champ électrique sur deux phénomènes différents : la nucléation d'une part et la propagation d'autre part. La première est très sensible au champ électrique tandis que la seconde l'est beaucoup moins.

Ces résultats concernant l'écriture sub-ns des SOT-MRAM et l'assistance à l'écriture par un champ électrique sont très encourageants. Pour les applications industrielles, il reste néanmoins encore de très nombreux défis à relever. Le premier est de prouver le concept de SOT-MRAM écrites de façon déterministe avec des faibles courants à l'aide d'un champ électrique et pour des impulsions d'écriture en dessous de la nanoseconde. D'autre part, cette technologie ne sera attractive que si l'on peut s'affranchir du besoin d'un champ magnétique statique. Différentes solutions ont été proposées dans la littérature dont certaines semblent plus prometteuses que d'autres. Néanmoins aucune n'a prouvé pour l'instant être compatible ni avec un retournement de l'aimantation sub-ns ni avoir des dimensions latérales compatibles avec les dimensions des technologies CMOS actuelles. En effet, que ce soit dans une logique de remplacement des SRAM, la réduction des tailles latérales sera un enjeu important. Si tous ces défis sont relevés , l'intégration de SOT-MRAM dans des dispositifs fonctionnels (intégration sur CMOS notamment) pourrait profiter des progrès récents faits par les industriels du secteur pour les STT-MRAM. La SOT-MRAM étant actuellement la seule mémoire non volatile pouvant être écrite à des temps aussi courts, son utilisation dans des applications rapides (mémoires cache, registre) pourrait être rapide.

Résumé

Le remplacement des technologies DRAM et SRAM des mémoires caches est un enjeu pour l'industrie microélectronique qui doit faire face à des demandes de miniaturisation, de réduction des amplitudes et des durées des courants d'écriture et de lecture des données. Les mémoires à accès direct magnétiques (MRAM) sont des candidates pour une future génération de mémoires et la découverte des couples de spin-orbite (SOT) a ouvert la voix à une combinaison des deux technologies appelée SOT-MRAM. Ces mémoires sont très prometteuses car elles allient non-volatilité et bonne fiabilité, mais de nombreux défis techniques et théoriques restent à relever.

L'objectif de ce travail de thèse est d'étudier le retournement de l'aimantation par couple de spin-orbite avec des impulsions de courant sub-nanoseconde et de diminuer les courants d'écriture à couple de spin-orbite. Ce travail est préliminaire à la preuve de concept d'une mémoire SOT-MRAM écrite avec des impulsions de courant électrique ultra-courtes et des amplitudes relativement faibles.

Pour cela nous avons étudié des cellules mémoire à base de Ta-CoFeB-MgO. Nous avons vérifié les dépendances du courant critique en durées d'impulsions et en un champ magnétique extérieur. Nous avons ensuite, sur une cellule type SOT-MRAM, prouvé l'écriture ultrarapide avec des impulsions de courant inférieures à la nanoseconde. Puis nous nous sommes intéressés à la diminution du courant d'écriture de SOT-MRAM à l'aide d'un champ électrique. Nous avons démontré que ce dernier permet de moduler l'anisotropie magnétique. Sa diminution lors d'une impulsion de courant dans la piste de tantalum montre que la densité de courant critique pour le retournement de l'aimantation du CoFeB par SOT est réduite. Ces résultats sont très encourageants pour le développement des SOT-MRAM et incitent à approfondir ces études. Le mécanisme de retournement de l'aimantation semble être une nucléation puis une propagation de parois de domaines magnétiques. Cette hypothèse se fonde sur des tendances physiques observées lors des expériences ainsi que sur des simulations numériques.

Abstract

Emerging technologies to replace SRAM and DRAM memories are crucial for microelectronic industry. They require smaller areas for bigger storage densities, non-volatility as well as reduced and shorter writing electrical currents. Magnetic Random Access Memory (MRAM) is one of the best candidates for the replacement of SRAM and DRAM. Moreover, the recent discovery of spin-orbit torques (SOT) may lead to a new technology called SOT-MRAM. These promising technologies combine non-volatility and good reliability but many challenges still need to be taken up.

This thesis aims at switching magnetization by spin-orbit torques with ultra-fast current pulse and at reducing their amplitude. This preliminary work should enable one to proof the concept of SOT-MRAM written with short current pulses and low electrical consumption to write a memory cell.

To do so, we studied Ta-CoFeB-MgO-based memory cells for which we verified current dependencies on pulse lengths and external magnetic field. Then we proved the ultrafast writing of a SOT-MRAM cell with pulses as short as 400 ps. Next, we focused on reducing the critical writing currents by SOT with the application of an electric field. We showed that magnetic anisotropy can be modulated by an electric field. If it can be lowered while a current pulse is injected through the tantalum track, we observed a reduction of the critical current density for the switching of the CoFeB magnetization. Those results are very promising for the development of SOT-MRAM and encourage one to delve deeper into this study. The magnetization switching mechanism seems to be a nucleation followed by propagations of magnetic domain walls. This assumption is based on many physical tendencies we observed and also on numerical simulations.

Bibliographie

- [1] M. Duranton, D. Black-Schaffer, S. Yehia, and K. D. Bosschere, “Computing systems : research challenges ahead,” tech. rep., CEA, 2011.
- [2] ITRS, “Process integration, devices, and structures,” tech. rep., International Technology Roadmap for Semiconductors, 2013.
- [3] Statista, “Global shipments of hard disk drives (HDD) from 4th quarter 2010 to 4th quarter 2015,” tech. rep., Statista, 2016.
- [4] W. digital technology, “NAND evolution and its effects on Solid State Drive (SSD) useable live,” tech. rep., Western Digital, 2009.
- [5] B. J.-g. Zhu, “Magnetoresistive Random Access Memory : The Path to Competitiveness and Scalability,” in *Proceedings of the IEEE*, no. 11 in 96, p. 1786, 2008.
- [6] D. Kahng and S. M. Sze, “A Floating Gate and Its Application to Memory Devices,” *The Bell System Technical Journal*, vol. 46, no. 6, pp. 1288–1295, 1967.
- [7] D. Etiemble, “Algèbre de boole et fonctions booléennes 1,” tech. rep., Université Paris Sud, 2014.
- [8] Micron, “NAND Flash 101 : An Introduction to NAND Flash and How to Design It In to Your Next Product,” tech. rep., Micron, 2014.
- [9] S. Birla, N. K. Shukla, D. Mukherjee, and R. Singh, “Leakage Current Reduction in 6T Single Cell SRAM at 90nm Technology,” in *2010 International Conference on Advances in Computer Engineering*, pp. 292–294, IEEE, June 2010.
- [10] S. Mueller, *Le PC : Architecture, maintenance et mise à niveau*. Pearson, 2009.
- [11] E. L. Thomas and J. M. Tour, “Nanoporous Silicon Oxide Memory,” *Nano Letters*, vol. 14, pp. 4694–4699, 2014.
- [12] D. Lee, D.-J. Seong, I. Jo, F. Xiang, R. Dong, S. Oh, and H. Hwang, “Resistance switching of copper doped MoO_x films for nonvolatile memory applications,” *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 12, p. 122104, 2007.
- [13] R. Dorrance, F. Ren, Y. Toriyama, A. A. Hafez, C.-K. K. Yang, and D. Markovic, “Scalability and Design-Space Analysis of a 1T-1MTJ Memory Cell for STTRAMs,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 59, no. 4, pp. 878–887, 2012.
- [14] H. Sato, M. Yamanouchi, K. Miura, S. Ikeda, R. Koizumi, F. Matsukura, and H. Ohno, “CoFeB Thickness Dependence of Thermal Stability Factor in CoFeB / MgO Perpendicular Magnetic Tunnel Junctions,” *IEEE Magnetics Letters*, vol. 3, pp. 1–4, 2012.
- [15] R. Sinclair and A. Pohm, “Scaling and power of thermally written MRAM,” in *Non-Volatile Memory Technology Symposium*, no. C in 7803, pp. 110–117, 2004.

- [16] C. Chappert, A. Fert, and F. N. V. Dau, “The emergence of spin electronics in data storage,” *Nature*, vol. 6, pp. 813–823, 2007.
- [17] L. Thomas, G. Jan, J. Zhu, H. Liu, Y.-J. Lee, S. Le, R.-Y. Tong, K. Pi, Y.-J. Wang, D. Shen, R. He, J. Haq, J. Teng, V. Lam, K. Huang, T. Zhong, T. Torng, and P.-K. Wang, “Perpendicular spin transfer torque magnetic random access memories with high spin torque efficiency and thermal stability for embedded applications (invited),” *Journal of Applied Physics*, vol. 115, p. 172615, May 2014.
- [18] J.-M. Hu, Z. Li, L.-Q. Chen, and C.-W. Nan, “High-density magnetoresistive random access memory operating at ultralow voltage at room temperature,” *Nature Communications*, vol. 2, p. 553, Jan. 2011.
- [19] Y. Lu, T. Zhong, W. Hsu, S. Kim, X. Lu, J. J. Kan, C. Park, W. C. Chen, X. Li, X. Zhu, M. Gottwald, J. Fatehi, L. Seward, J. P. Kim, N. Yu, G. Jan, J. Haq, S. Le, Y. J. Wang, J. Zhu, H. Liu, Y. J. Lee, R. Y. Tong, K. Pi, D. Shen, R. He, Z. Teng, V. Lam, T. Torng, P.-k. Wang, and S. H. Kang, “Fully Functional Perpendicular STT-MRAM Macro Embedded in 40 nm Logic for Energy-efficient IOT Applications,” in *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pp. 660–663, 2015.
- [20] W. Kang, S. Member, L. Zhang, W. Zhao, S. Member, J.-o. Klein, and Y. Zhang, “Yield and Reliability Improvement Techniques for Emerging Nonvolatile STT-MRAM,” *IEEE Journal on Emerging and Selected Topics in Circuits and Systems*, vol. 5, no. 1, pp. 28–39, 2015.
- [21] I. M. Miron, G. Gaudin, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Pizzini, J. Vogel, and P. Gambardella, “Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer,” *Nature Materials*, vol. 9, pp. 230–234, Mar. 2010.
- [22] G. Gaudin, “Small scale focused research project (STREP) proposal ICT Call 8,” tech. rep., SPINTEC, 2012.
- [23] L. Liu, C.-F. 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*, vol. 336, pp. 555–8, May 2012.
- [24] K. C. Chun, H. Zhao, S. Member, J. D. Harms, T.-h. Kim, J.-p. Wang, C. H. Kim, and S. Member, “A Scaling Roadmap and Performance Evaluation of In-Plane and Perpendicular MTJ Based STT-MRAMs for High-Density Cache Memory,” *IEEE Journal of Solid-state Circuits*, vol. 48, no. 2, pp. 598–610, 2013.
- [25] M. Cubukcu, O. Boulle, M. Drouard, K. Garello, C. Onur Avci, I. Mihai Miron, J. Langer, B. Ocker, P. Gambardella, and G. Gaudin, “Spin-orbit torque magnetization switching of a three-terminal perpendicular magnetic tunnel junction,” *Applied Physics Letters*, vol. 104, p. 042406, Jan. 2014.
- [26] K. Garello, C. O. Avci, I. M. Miron, M. Baumgartner, A. Ghosh, S. Auffret, O. Boulle, G. Gaudin, and P. Gambardella, “Ultrafast magnetization switching by spin-orbit torques,” *Applied Physics Letters*, vol. 105, p. 212402, Nov. 2014.
- [27] F. Oboril, R. Bishnoi, M. Ebrahimi, and M. B. Tahoori, “Evaluation of Hybrid Memory Technologies Using SOT-MRAM for On-Chip Cache Hierarchy,” *IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems*, vol. 34, no. 3, pp. 367–380, 2015.
- [28] O. Fruchart, *Nanomagnetism*. Fruchart, Olivier, 2015.

- [29] M. Cyrot, M. Decorps, B. Dieny, O. Geoffroy, D. Gignoux, C. Lacoix, J. Laforest, P. Lethuillier, P. Molho, J.-C. Peuzin, J. Pierre, J.-L. Porteseil, P. Rochette, M.-F. Rossignol, M. Schlenker, C. Segebarth, Y. Souche, E. Du Tremolet de Lacheisserie, and J.-P. Yonnet, *Magnétisme, I Fondements*, vol. 1. EDP, 2000.
- [30] N. F. Mott, “The resistance and thermoelectric properties of the transition metals,” *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 156, pp. 368–382, Aug. 1936.
- [31] A. Fert and A. Campbell, “Two-current conduction in nickel,” *Physical Review Letters*, vol. 21, no. 16, pp. 15–17, 1968.
- [32] O. Boulle, *Précession de l'aimantation par transfert de spin dans des nanopiliers magnétiques*. PhD thesis, Université Paris 6, 2007.
- [33] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures,” *Physical Review B*, vol. 39, no. 7, pp. 4828–4830, 1989.
- [34] M. Baibich, J. Broto, A. Fert, F. Nguyen Von Dau, and F. Petroff, “Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices,” *Physical Review Letters*, vol. 61, no. 001, pp. 2472–2475, 1988.
- [35] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, and D. Mauri, “Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers,” *Physical Review B*, vol. 43, no. 1, p. 1297, 1991.
- [36] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, “Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions,” *Physical Review Letters*, vol. 74, no. 16, pp. 3273–3276, 1995.
- [37] T. Miyazaki and N. Tezuka, “Giant magnetic tunneling effect in Fe / Al₂O₃ / Fe junction,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 139, pp. 94–97, 1995.
- [38] M. Julliere, “Tunneling between ferromagnetic films,” *Physics Letters*, vol. 54, no. 3, pp. 225–226, 1975.
- [39] C. Aslangul, *Mécanique quantique, 1. Fondements et premières applications*, vol. 1. De Boeck, 2007.
- [40] J. C. Slonczewski, “Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier,” *Physical Review Applied*, vol. 39, no. 10, pp. 6995–7002, 1989.
- [41] S. Yuasa and D. D. Djayaprawira, “Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO(001) barrier,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 40, pp. R337–R354, Nov. 2007.
- [42] 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*, vol. 90, no. 21, p. 212507, 2007.
- [43] L. Cuchet, *Magnetic and transport properties of single and double perpendicular magnetic tunnel junctions*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2015.
- [44] A. Brataas, A. D. Kent, and H. Ohno, “Current-induced torques in magnetic materials,” *Nature Materials*, vol. 11, pp. 372–381, may 2012.
- [45] D. Ralph and M. Stiles, “Spin transfer torques,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 320, pp. 1190–1216, Apr. 2008.

- [46] J. Slonczewski, “Current-driven excitation of magnetic multilayers,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 159, pp. L1–L7, June 1996.
- [47] L. Berger, “Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current,” *Physical Review B*, vol. 54, no. 13, pp. 9353–9358, 1996.
- [48] M. Stiles and A. Zangwill, “Anatomy of spin-transfer torque,” *Physical Review B*, vol. 66, p. 014407, June 2002.
- [49] D. Huertas-Hernando, Y. V. Nazarov, and W. Belzig, “Absolute spin-valve effect with superconducting proximity structures,” *Physical Review Letters*, vol. 88, p. 047003, Jan. 2002.
- [50] D. V. Berkov and J. Miltat, “Spin-Torque Driven Magnetization Dynamics : Micromagnetic Modelling,” *ArXiv*, pp. 1–35, 2007.
- [51] J.-M. L. Beaujour, A. D. Kent, D. W. Abraham, and J. Z. Sun, “Ferromagnetic resonance study of polycrystalline Fe(1-x)V(x) alloy thin films,” *Journal of Applied Physics*, vol. 103, p. 07B519, 2008.
- [52] J.-M. L. Beaujour, W. Chen, K. Krycka, C. Kao, J. Z. Sun, and A. D. Kent, “Ferromagnetic resonance study of sputtered Co|Ni multilayers,” *The European Physical Journal B*, vol. 59, pp. 475–483, 2007.
- [53] T. Devolder, P. Ducrot, J. Adam, I. Barisic, N. Vernier, J.-v. Kim, B. Ockert, and D. Ravelosona, “Damping of Co x Fe 80-x B 20 ultrathin films with perpendicular magnetic anisotropy,” *Applied Physics Letters*, vol. 102, p. 022407, 2013.
- [54] M. Oogane, T. Wakitani, S. Yakata, R. Yilgin, Y. Ando, A. Sakuma, and T. Miyazaki, “Magnetic Damping in Ferromagnetic Thin Films,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 45, pp. 3889–3891, May 2006.
- [55] M. D. Stiles and J. Miltat, “Spin-Transfer Torque and Dynamics,” in *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*, vol. 308, pp. 225–308, Springer, 2006.
- [56] K. Xia, P. J. Kelly, G. E. W. Bauer, A. Brataas, and I. Turek, “Spin torques in ferromagnetic/normal-metal structures,” *Physical Review B*, vol. 65, p. 220401, May 2002.
- [57] H. Kubota, A. Fukushima, K. Yakushiji, T. Nagahama, S. Yuasa, K. Ando, H. Maehara, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe, and Y. Suzuki, “Quantitative measurement of voltage dependence of spin-transfer torque in MgO-based magnetic tunnel junctions,” *Nature Physics*, vol. 4, pp. 37–41, Nov. 2007.
- [58] J. C. Sankey, Y.-T. Cui, J. Z. Sun, J. C. Slonczewski, R. a. Buhrman, and D. C. Ralph, “Measurement of the spin-transfer-torque vector in magnetic tunnel junctions,” *Nature Physics*, vol. 4, pp. 67–71, Nov. 2007.
- [59] P.-Y. Clément, *Transport électronique dans les jonctions tunnel magnétiques à double barrière*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2014.
- [60] A. A. Timopheev, R. Sousa, M. Chshiev, L. D. Buda-Prejbeanu, and B. Dieny, “Respective influence of in-plane and out-of-plane spin-transfer torques in magnetization switching of perpendicular magnetic tunnel junctions,” *Physical Review B*, vol. 92, p. 104430, Sept. 2015.
- [61] K.-S. Lee, S.-W. Lee, B.-C. Min, and K.-J. Lee, “Threshold current for switching of a perpendicular magnetic layer induced by spin Hall effect,” *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 11, p. 112410, 2013.

- [62] P. Curie, “Sur la symétrie dans les phénomènes physiques, symétrie d'un champ électrique et d'un champ magnétique,” *J. Phys. Theor. Appl.*, vol. 3, pp. 393–415, 1894.
- [63] N. W. Ashcroft and D. N. Mermin, *Physique des solides*. EDP, 2002.
- [64] T. Tanaka, H. Kontani, M. Naito, T. Naito, D. Hirashima, K. Yamada, and J. Inoue, “Intrinsic spin Hall effect and orbital Hall effect in 4d and 5d transition metals,” *Physical Review B*, vol. 77, p. 165117, Apr. 2008.
- [65] P. Gambardella, S. Rusponi, M. Veronese, S. S. Dhesi, C. Grazioli, A. Dallmeyer, I. Cabria, R. Zeller, P. H. Dederichs, K. Kern, C. Carbone, and H. Brune, “Giant Magnetic Anisotropy of Single Cobalt Atoms and Nanoparticles,” *Science*, vol. 300, no. May, pp. 1130–1134, 2003.
- [66] C. R. Ast, J. Henk, A. Ernst, L. Moreschini, M. C. Falub, D. Pacilé, P. Bruno, K. Kern, and M. Grioni, “Giant spin splitting through surface alloying,” *Physical Review Letters*, vol. 98, p. 186807, May 2007.
- [67] E. H. Hall, “On a New Action of the Magnet on Electric Currents,” *American Journal of Mathematics*, vol. 2, no. 3, pp. 287–292, 1879.
- [68] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, a. H. MacDonald, and N. P. Ong, “Anomalous Hall effect,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 82, pp. 1539–1592, May 2010.
- [69] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, “Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers,” *Journal Physical C*, vol. 6039, no. 17, 1984.
- [70] A. Manchon and S. Zhang, “Theory of spin torque due to spin-orbit coupling,” *Physical Review B*, vol. 79, p. 094422, Mar. 2009.
- [71] G. Dresselhaus, “Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc-Blende Structures,” *Physical Review*, vol. 100, 1955.
- [72] A. Manchon and S. Zhang, “Theory of nonequilibrium intrinsic spin torque in a single nanomagnet,” *Physical Review B*, vol. 78, p. 212405, Dec. 2008.
- [73] X. Wang and A. Manchon, “Diffusive Spin Dynamics in Ferromagnetic Thin Films with a Rashba Interaction,” *Physical Review Letters*, vol. 108, p. 117201, Mar. 2012.
- [74] K.-W. Kim, S.-M. Seo, J. Ryu, K.-J. Lee, and H.-W. Lee, “Magnetization dynamics induced by in-plane currents in ultrathin magnetic nanostructures with Rashba spin-orbit coupling,” *Physical Review B*, vol. 85, p. 180404, May 2012.
- [75] P. Gambardella and I. M. Miron, “Current-induced spin-orbit torques,” *Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences*, vol. 369, pp. 3175–97, aug 2011.
- [76] A. Lopez, *Étude de la dynamique de paroi de domaine magnétique dans des matériaux à fort couplage spin orbite*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2015.
- [77] H. Kurebayashi, J. Sinova, D. Fang, a. C. Irvine, T. D. Skinner, J. Wunderlich, V. Novák, R. P. Campion, B. L. Gallagher, E. K. Vehstedt, L. P. Zárbo, K. Výborný, a. J. Ferguson, and T. Jungwirth, “An antidamping spin-orbit torque originating from the Berry curvature,” *Nature Nanotechnology*, vol. 9, pp. 211–7, Mar. 2014.
- [78] M. I. Dyakonov, “Spin Hall Effect,” tech. rep., Université Montpellier II, 2009.
- [79] A. Hoffmann, “Spin Hall Effects in Metals,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 49, no. 10, pp. 5172–5193, 2013.

- [80] L. Berger, “Side-jump mechanism for the Hall effect of ferromagnets,” *Physical Review B*, vol. 2, no. 11, p. 4559, 1970.
- [81] J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N. a. Sinitzyn, T. Jungwirth, and a. H. MacDonald, “Universal intrinsic spin Hall effect,” *Physical Review Letters*, vol. 92, p. 126603, Mar. 2004.
- [82] H. Kontani, M. Naito, D. S. Hirashima, K. Yamada, and J.-i. Inoue, “Study of Intrinsic Spin and Orbital Hall Effects in Pt Based on a (6s, 6p, 5d) Tight-Binding Model,” *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 76, p. 103702, Oct. 2007.
- [83] H. 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*, vol. 100, p. 096601, Mar. 2008.
- [84] R. Karplus and J. M. Luttinger, “Hall Effect in ferromagnetics,” *Physical Review*, vol. 95, no. 5, pp. 1154–1160, 1954.
- [85] A. Manchon, “Spin Hall effect versus Rashba torque : A Diffusive Approach,” *ArXiv*, 2012.
- [86] A. Chernyshov, M. Overby, X. Liu, J. K. Furdyna, Y. Lyanda-Geller, and L. P. Rokhinson, “Evidence for reversible control of magnetization in a ferromagnetic material by means of spin-orbit magnetic field,” *Nature Physics*, vol. 5, pp. 656–659, aug 2009.
- [87] K. Garello, I. M. Miron, C. O. Avci, F. Freimuth, Y. Mokrousov, S. Blügel, S. Auffret, O. Boulle, G. Gaudin, and P. Gambardella, “Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures,” *Nature Nanotechnology*, vol. 8, pp. 587–93, Aug. 2013.
- [88] 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*, vol. 101, p. 036601, July 2008.
- [89] M. Farle, “Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers,” *Reports on progress in physics*, vol. 755, pp. 755–826, 1998.
- [90] L. Liu, T. Moriyama, D. C. Ralph, and R. a. Buhrman, “Spin-Torque Ferromagnetic Resonance Induced by the Spin Hall Effect,” *Physical Review Letters*, vol. 106, p. 036601, Jan. 2011.
- [91] I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.-J. Zermatten, M. V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl, and P. Gambardella, “Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection,” *Nature*, vol. 476, pp. 189–93, Aug. 2011.
- [92] G. Yu, P. Upadhyaya, K. L. Wong, W. Jiang, J. G. Alzate, J. Tang, P. K. Amiri, and K. L. Wang, “Magnetization switching through spin-Hall-effect-induced chiral domain wall propagation,” *Physical Review B*, vol. 89, p. 104421, Mar. 2014.
- [93] E. Martinez, L. Torres, N. Perez, M. A. Hernandez, V. Raposo, and S. Moretti, “Universal chiral-triggered magnetization switching in confined nanodots.,” *Scientific Reports*, vol. 5, p. 10156, Jan. 2015.
- [94] N. Mikuszeit, O. Boulle, I. M. Miron, K. Garello, P. Gambardella, G. Gaudin, and L. D. Buda-Prejbeanu, “Spin-orbit torque driven chiral magnetization reversal in ultrathin nanostructures,” *Physical Review B*, vol. 92, p. 144424, Oct. 2015.

- [95] I. E. Dzyaloshinskii, “The theory of helicoidal structures in antiferromagnets. II. Metals,” *JETP Letter*, vol. 20, no. 1, p. 223, 1965.
- [96] T. Moriya, “Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism,” *Physical Review*, vol. 120, no. 1, p. 91, 1960.
- [97] L. Buda, I. Prejbeanu, U. Ebels, and K. Ounadjela, “Micromagnetic simulations of magnetisation in circular cobalt dots,” *Computational Materials Science*, vol. 24, pp. 181–185, May 2002.
- [98] W. Scholz, J. Fidler, T. Schrefl, D. Suess, R. Dittrich, H. Forster, and V. Tsiantos, “Scalable Parallel Micromagnetic Solvers for Magnetic Nanostructures,” *Computational Materials Science*, vol. 28, pp. 366–383, 2003.
- [99] T. Fischbacher, M. Franchin, G. Bordignon, and H. Fangohr, “A systematic approach to multiphysics extensions of finite-element based micromagnetic simulations : Nmag,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 43, no. 6, pp. 2896–2898, 2007.
- [100] A. Vansteenkiste and B. Van de Wiele, “MuMax : A new high-performance micromagnetic simulation tool,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 323, pp. 2585–2591, Nov. 2011.
- [101] M. J. Donahue and D. G. Porter, “OOMMF Programming Manual,” tech. rep., National Institute of Standards and Technology, 2012.
- [102] M. Belmeguenai, J.-P. Adam, Y. Roussigné, S. Eimer, T. Devolder, J.-V. Kim, S. M. Cherif, A. Stashkevich, and A. Thiaville, “Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in perpendicularly magnetized Pt/Co/AlOx ultrathin films measured by Brillouin light spectroscopy,” *Physical Review B*, vol. 91, p. 180405, May 2015.
- [103] R. Lo Conte, E. Martinez, A. Hrabec, A. Lamperti, T. Schulz, L. Nasi, L. Lazzerini, R. Mantovan, F. Maccherozzi, S. S. Dhesi, B. Ocker, C. H. Marrows, T. A. Moore, and M. Kläui, “Role of B diffusion in the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in Ta / Co₂₀Fe₆₀B₂₀ / MgO nanowires,” *Physical Review B*, vol. 91, p. 014433, Jan. 2015.
- [104] H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno, and K. Ohtani, “Electric-field control of ferromagnetism,” *Nature*, vol. 408, no. 21-28 dec, p. 944, 2000.
- [105] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand, “Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors,” *Science*, vol. 287, p. 1019, 2000.
- [106] D. Chiba, M. Yamanouchi, F. Matsukura, and H. Ohno, “Electrical Manipulation of Magnetization Reversal in a Ferromagnetic Semiconductor,” *Science*, vol. 301, no. August, pp. 943–946, 2003.
- [107] D. Chiba, M. Sawicki, Y. Nishitani, Y. Nakatani, F. Matsukura, and H. Ohno, “Magnetization vector manipulation by electric fields,” *Nature*, vol. 455, pp. 515–8, Sept. 2008.
- [108] M. Sawicki, D. Chiba, A. Korbecka, Y. Nishitani, J. a. Majewski, F. Matsukura, T. Dietl, and H. Ohno, “Experimental probing of the interplay between ferromagnetism and localization in (Ga, Mn)As,” *Nature Physics*, vol. 6, pp. 22–25, Nov. 2009.

- [109] D. Chiba, A. Werpachowska, M. Endo, Y. Nishitani, F. Matsukura, T. Dietl, and H. Ohno, "Anomalous Hall effect in field-effect structures of (Ga,Mn)As," *Physical Review Letters*, vol. 104, p. 106601, Mar. 2010.
- [110] M. Weisheit, S. Fähler, A. Marty, Y. Souche, C. Poinsignon, and D. Givord, "Electric field-induced modification of magnetism in thin-film ferromagnets," *Science*, vol. 315, pp. 349–51, Jan. 2007.
- [111] Y. Shiota, T. Nozaki, F. Bonell, S. Murakami, T. Shinjo, and Y. Suzuki, "Induction of coherent magnetization switching in a few atomic layers of FeCo using voltage pulses," *Nature Materials*, vol. 11, pp. 39–43, Nov. 2011.
- [112] W.-G. Wang, M. Li, S. Hageman, and C. L. Chien, "Electric-field-assisted switching in magnetic tunnel junctions," *Nature Materials*, vol. 11, pp. 64–8, Jan. 2012.
- [113] A. Bernand-Mantel, L. Herrera-Diez, L. Ranno, S. Pizzini, J. Vogel, D. Givord, S. Auffret, O. Boulle, I. M. Miron, and G. Gaudin, "Electric-field control of domain wall nucleation and pinning in a metallic ferromagnet," *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 12, p. 122406, 2013.
- [114] A. J. Schellekens, A. Van dDen Brink, J. H. Franken, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans, "Electric-field control of domain wall motion in perpendicularly magnetized materials," *Nature Communications*, vol. 3, p. 847, Jan. 2012.
- [115] D. Chiba, M. Kawaguchi, S. Fukami, N. Ishiwata, K. Shimamura, K. Kobayashi, and T. Ono, "Electric-field control of magnetic domain-wall velocity in ultrathin cobalt with perpendicular magnetization," *Nature Communications*, vol. 3, p. 888, Jan. 2012.
- [116] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, "Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory," *Science*, vol. 320, no. April, pp. 190–195, 2008.
- [117] T. Maruyama, Y. Shiota, T. Nozaki, K. Ohta, N. Toda, M. Mizuguchi, A. A. Tulapurkar, T. Shinjo, M. Shiraishi, S. Mizukami, Y. Ando, and Y. Suzuki, "Large voltage-induced magnetic anisotropy change in a few atomic layers of iron," *Nature Nanotechnology*, vol. 4, no. March, pp. 158–161, 2009.
- [118] M. Fiebig, "Revival of the magnetoelectric effect," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 38, pp. R123–R152, Apr. 2005.
- [119] K. Kyuno, J.-G. Ha, R. Yamamoto, and S. Asano, "First-Principles Calculation of the Magnetic Anisotropy Energies of Ag/Fe(001) and Au/Fe(001) Multilayers," *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 65, no. 5, pp. 1334–1339, 1996.
- [120] S. Monso, B. Rodmacq, S. Auffret, G. Casali, F. Fettar, B. Gilles, B. Dieny, and P. Boyer, "Crossover from in-plane to perpendicular anisotropy in Pt/CoFe/AlOx sandwiches as a function of Al oxidation : A very accurate control of the oxidation of tunnel barriers," *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 22, p. 4157, 2002.
- [121] Y. Shiota, T. Maruyama, T. Nozaki, T. Shinjo, M. Shiraishi, and Y. Suzuki, "Voltage-Assisted Magnetization Switching in Ultrathin Fe 80 Co 20 Alloy Layers," *Applied Physics Express*, vol. 2, p. 063001, May 2009.
- [122] U. Bauer, L. Yao, A. J. Tan, P. Agrawal, S. Emori, H. L. Tuller, S. V. Dijken, and G. S. D. Beach, "Magneto-ionic control of interfacial magnetism," *Nature Materials*, vol. 14, no. February, p. 174, 2015.
- [123] H. Meng, V. B. Naik, R. Liu, and G. Han, "Electric field control of spin re-orientation in perpendicular magnetic tunnel junction CoFeB and MgO thickness dependence," *Applied Physics Letters*, vol. 105, p. 042410, July 2014.

- [124] J. Kim, J. Sinha, M. Hayashi, M. Yamanouchi, S. Fukami, T. Suzuki, S. Mitani, and H. Ohno, “Layer thickness dependence of the current-induced effective field vector in Ta|CoFeB|MgO.,” *Nature materials*, vol. 12, pp. 240–5, Mar. 2013.
- [125] 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*, vol. 9, pp. 721–4, Sept. 2010.
- [126] D. D. Djayaprawira, K. Tsunekawa, M. Nagai, H. Maehara, S. Yamagata, N. Watanabe, S. Yuasa, Y. Suzuki, and K. Ando, “230% room-temperature magnetoresistance in CoFeB\|MgO\|CoFeB magnetic tunnel junctions,” *Applied Physics Letters*, vol. 86, no. 9, p. 092502, 2005.
- [127] Z. Wang, M. Saito, K. P. McKenna, S. Fukami, H. Sato, S. Ikeda, H. Ohno, and Y. Ikuhara, “Atomic-Scale Structure and Local Chemistry of CoFeB-MgO Magnetic Tunnel Junctions.,” *Nano letters*, vol. 16, pp. 1530–6, Mar. 2016.
- [128] Y. S. Choi, K. Tsunekawa, Y. Nagamine, and D. Djayaprawira, “Transmission electron microscopy study on the polycrystalline CoFeB-MgO-CoFeB based magnetic tunnel junction showing a high tunneling magnetoresistance, predicted in single crystal magnetic tunnel junction,” *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 1, p. 013907, 2007.
- [129] 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 CoFeB-MgO-CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature,” *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 8, p. 082508, 2008.
- [130] D. D. Lam, F. Bonell, S. Miwa, Y. Shiota, K. Yakushiji, H. Kubota, T. Nozaki, A. Fukushima, S. Yuasa, and Y. Suzuki, “Composition Dependence of Perpendicular Magnetic Anisotropy in Ta/CoxFe80-xB20/MgO/Ta (x=0, 10, 60) Multilayers,” *Journal of Magnetics*, vol. 18, no. 1, pp. 5–8, 2013.
- [131] M. A. Ruderman and C. Kittel, “Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons,” *Physical Review*, vol. 96, no. 1, p. 99, 1954.
- [132] K. Yosida, “Magnetic Properties of Cu-Mn Alloys,” *Physical Review*, vol. 106, no. 5, p. 893, 1957.
- [133] T. Kasuya, “A Theory of Metallic Ferro- and Antiferromagnetism on Zener’s Model,” *Progress of Theoretical Physics*, vol. 16, no. 1, pp. 45–57, 1956.
- [134] S. S. P. Parkin, “Systematic Variation of the Strength and Oscillation Period of Indirect Magnetic Exchange Coupling through the 3d, 4d, and 5d Transition Metals,” *Physical Review Letters*, vol. 67, no. 25, pp. 3598–3601, 1991.
- [135] S. S. P. Parkin and D. Mauri, “Spin engineering : Direct determination of the Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida far-field range function in ruthenium,” *Physical Review B*, vol. 44, no. 13, pp. 7131–7134, 1991.
- [136] S. Bandiera, R. C. Sousa, Y. Dahmane, C. Ducruet, C. Portemont, V. Baltz, S. Aufret, I. L. Prejbeanu, and B. Dieny, “Comparison of Synthetic Antiferromagnets and Hard Ferromagnets as Reference Layer in Magnetic Tunnel Junctions With Perpendicular Magnetic Anisotropy,” *IEEE Magnetics Letters*, vol. 1, pp. 1–4, 2010.
- [137] M. Cyrot, M. Decrops, B. Dieny, O. Geoffroy, D. Gignoux, C. Lacoix, J. Laforest, P. Lethuillier, P. Molho, J.-C. Peuzin, J. Pierre, J.-L. Porteseil, P. Rochette, M.-F. Rossignol, M. Schlenker, C. Segebarth, Y. Souche, E. Du Tremolet de Lacheisserie, and J.-P. Yonnet, *Magnétisme, II Matériaux et applications*, vol. 2. EDP, 2000.

- [138] S. Bandiera, *Jonctions tunnel magnétiques à anisotropie perpendiculaire et à écriture assistée thermiquement*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011.
- [139] Picosecond, “Model 5541A Bias Tee 80 kHz 26 GHz 8 ps Risetime,” Tech. Rep. 5541, Picosecond Pulse labs, 2009.
- [140] L. 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*, vol. 109, p. 096602, Aug. 2012.
- [141] K.-S. Lee, S.-W. Lee, B.-C. Min, and K.-J. Lee, “Thermally activated switching of perpendicular magnet by spin-orbit spin torque,” *Applied Physics Letters*, vol. 104, p. 072413, Feb. 2014.
- [142] G. Finocchio, M. Carpentieri, E. Martinez, and B. Azzerboni, “Switching of a single ferromagnetic layer driven by spin Hall effect,” *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 21, p. 212410, 2013.
- [143] R. H. Koch, J. A. Katine, and J. Z. Sun, “Time-resolved reversal of spin-transfer switching in a nanomagnet.,” *Physical review letters*, vol. 92, p. 088302, Feb. 2004.
- [144] D. Bedau, H. Liu, J. Bouzaglou, A. D. Kent, J. Z. Sun, J. A. Katine, E. E. Fullerton, and S. Mangin, “Ultrafast spin-transfer switching in spin valve nanopillars with perpendicular anisotropy,” *Applied Physics Letters*, vol. 96, p. 022514, 2010.
- [145] H. Liu, D. Bedau, J. Sun, S. Mangin, E. Fullerton, J. Katine, and A. Kent, “Dynamics of spin torque switching in all-perpendicular spin valve nanopillars,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 358-359, pp. 233–258, May 2014.
- [146] H. T. Nembach, J. M. Shaw, C. T. Boone, and T. J. Silva, “Mode- and size-dependent Landau-Lifshitz damping in magnetic nanostructures : evidence for non-local damping,” *Physical Review Letters*, vol. 110, p. 117201, Mar. 2013.
- [147] R. Adur, C. Du, H. Wang, S. a. Manuilov, V. P. Bhalla, C. Zhang, D. V. Pelekhanov, F. Yang, and P. C. Hammel, “Damping of confined modes in a ferromagnetic thin insulating film : angular momentum transfer across a nanoscale field-defined interface,” *Physical Review Letters*, vol. 113, p. 176601, Oct. 2014.
- [148] T. Weindler, H. G. Bauer, R. Islinger, B. Boehm, J.-Y. Chauleau, and C. H. Back, “Magnetic damping : domain wall dynamics versus local ferromagnetic resonance,” *Physical Review Letters*, vol. 113, p. 237204, Dec. 2014.
- [149] Y. Li and W. E. Bailey, “Wave-Number-Dependent Gilbert Damping in Metallic Ferromagnets,” *Physical Review Letters*, vol. 116, p. 117602, Mar. 2016.
- [150] J. r. Foros, A. Brataas, Y. Tserkovnyak, and G. E. W. Bauer, “Current-induced noise and damping in nonuniform ferromagnets,” *Physical Review B*, vol. 78, p. 140402, Oct. 2008.
- [151] Y. Tserkovnyak, E. M. Hankiewicz, and G. Vignale, “Transverse spin diffusion in ferromagnets,” *Physical Review B*, vol. 79, p. 094415, Mar. 2009.
- [152] S. Zhang and S. S. Zhang, “Generalization of the Landau-Lifshitz-Gilbert Equation for Conducting Ferromagnets,” *Physical Review Letters*, vol. 102, no. February, p. 086601, 2009.
- [153] K.-W. Kim, J.-H. Moon, K.-J. Lee, and H.-W. Lee, “Prediction of giant spin motive force due to Rashba spin-orbit coupling,” *Physical Review Letters*, vol. 108, p. 217202, May 2012.

- [154] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, A. Vansteenkiste, J. Leliaert, and M. Dvornik, "The design and verification of MuMax3," *ALP Advances*, vol. 4, p. 107133, 2014.
- [155] D. Saida, N. Shimomura, E. Kitagawa, and C. Kamata, "Low-Current High-Speed Spin-Transfer Switching in a Perpendicular Magnetic Tunnel Junction for Cache Memory in Mobile Processors," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 50, no. 11, p. 3401105, 2014.
- [156] V. S. Babu, *Solid state devices and technology*. Pearson, 2010.
- [157] B. Dieny and A. Vedyayev, "Crossover from Easy-Plane to Perpendicular Anisotropy in Magnetic Thin Films : Canted Anisotropy Due to Partial Coverage or Interfacial Roughness," *Europhysics Letters (EPL)*, vol. 25, no. 9, p. 723, 1994.
- [158] A. A. Timopheev, R. Sousa, M. Chshiev, H. T. Nguyen, and B. Dieny, "Second order anisotropy contribution in perpendicular magnetic tunnel junctions," *Scientific Reports*, vol. 6, p. 26877, Jan. 2016.
- [159] L. Cuchet, B. Rodmacq, S. Auffret, R. C. Sousa, and B. Dieny, "Influence of magnetic electrodes thicknesses on the transport properties of magnetic tunnel junctions with perpendicular anisotropy," *Applied Physics Letters*, vol. 105, p. 052408, Aug. 2014.
- [160] C. Park, J.-G. Zhu, M. T. Moneck, Y. Peng, and D. E. Laughlin, "Annealing effects on structural and transport properties of rf-sputtered CoFeB|MgO|CoFeB magnetic tunnel junctions," *Journal of Applied Physics*, vol. 99, no. 8, p. 08A901, 2006.
- [161] 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*, vol. 84, p. 054401, Aug. 2011.
- [162] C.-H. Lambert, A. Rajanikanth, T. Hauet, S. Mangin, E. E. Fullerton, and S. Andrieu, "Quantifying perpendicular magnetic anisotropy at the Fe-MgO(001) interface," *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 12, p. 122410, 2013.
- [163] T. Nozaki, Y. Shiota, M. Shiraishi, T. Shinjo, and Y. Suzuki, "Voltage-induced perpendicular magnetic anisotropy change in magnetic tunnel junctions," *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 2, p. 022506, 2010.
- [164] M. Endo, S. Kanai, S. Ikeda, F. Matsukura, and H. Ohno, "Electric-field effects on thickness dependent magnetic anisotropy of sputtered MgO/Co40Fe40B20/Ta structures," *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 21, p. 212503, 2010.
- [165] Y. Shiota, F. Bonell, S. Miwa, N. Mizuuchi, T. Shinjo, and Y. Suzuki, "Opposite signs of voltage-induced perpendicular magnetic anisotropy change in CoFeB-MgO junctions with different underlayers," *Applied Physics Letters*, vol. 103, no. 8, p. 082410, 2013.
- [166] M. K. Niranjan, C.-G. Duan, S. S. Jaswal, and E. Y. Tsymbal, "Electric field effect on magnetization at the Fe/MgO(001) interface," *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 22, p. 222504, 2010.
- [167] F. Ibrahim, H. X. Yang, A. Hallal, B. Dieny, and M. Chshiev, "Anatomy of electric field control of perpendicular magnetic anisotropy at Fe/MgO interfaces," *Physical Review B*, vol. 93, p. 014429, Jan. 2016.
- [168] C. Burrowes, N. Vernier, J.-P. Adam, L. Herrera Diez, K. Garcia, I. Barisic, G. Agnus, S. Eimer, J.-V. Kim, T. Devolder, A. Lamperti, R. Mantovan, B. Ockert,

- E. E. Fullerton, and D. Ravelosona, “Low depinning fields in Ta-CoFeB-MgO ultrathin films with perpendicular magnetic anisotropy,” *Applied Physics Letters*, vol. 103, no. 18, p. 182401, 2013.
- [169] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, “A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys,” *Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences*, vol. 240, no. 826, p. 599, 1948.
- [170] O. J. Lee, L. Q. Liu, C. F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, P. G. Gowtham, J. P. Park, D. C. Ralph, and R. a. Buhrman, “Central role of domain wall depinning for perpendicular magnetization switching driven by spin torque from the spin Hall effect,” *Physical Review B*, vol. 89, p. 024418, Jan. 2014.
- [171] B. Barbara and M. Uehara, “Anisotropy and coercivity in SmCo5-based compounds,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. Mag-12, no. 6, p. 997, 1976.
- [172] B. Barbara, “Magnetization processes in high anisotropy systems,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 129, pp. 79–86, 1994.
- [173] S. Pizzini, J. Vogel, S. Rohart, L. D. Buda-Prejbeanu, E. Jué, O. Boulle, I. M. Miron, C. K. Safeer, S. Auffret, G. Gaudin, and A. Thiaville, “Chirality-Induced asymmetric magnetic nucleation in Pt/Co/AlOx ultrathin microstructures,” *Physical Review Letters*, vol. 113, p. 047203, July 2014.
- [174] E. Y. Tsymbal, O. N. Mryasov, and P. R. LeClair, “Spin-dependent tunnelling in magnetic tunnel junctions,” *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 15, pp. R109–R142, Feb. 2003.
- [175] J. Z. Sun, R. P. Robertazzi, J. Nowak, P. L. Trouilloud, G. Hu, D. W. Abraham, M. C. Gaidis, S. L. Brown, E. J. O’Sullivan, W. J. Gallagher, and D. C. Worledge, “Effect of subvolume excitation and spin-torque efficiency on magnetic switching,” *Physical Review B*, vol. 84, p. 064413, Aug. 2011.
- [176] D. Ravelosona, D. Lacour, J. a. Katine, B. D. Terris, and C. Chappert, “Nanometer scale observation of high efficiency thermally assisted current-driven domain wall depinning,” *Physical Review Letters*, vol. 95, p. 117203, Sept. 2005.
- [177] T. Koyama, D. Chiba, K. Ueda, K. Kondou, H. Tanigawa, S. Fukami, T. Suzuki, N. Ohshima, N. Ishiwata, Y. Nakatani, K. Kobayashi, and T. Ono, “Observation of the intrinsic pinning of a magnetic domain wall in a ferromagnetic nanowire.,” *Nature Materials*, vol. 10, p. 194, Mar. 2011.
- [178] V. D. Nguyen, W. S. Torres, P. Laczkowski, A. Marty, M. Jamet, C. Beigné, L. Notin, L. Vila, and J. P. Attané, “Elementary depinning processes of magnetic domain walls under fields and currents.,” *Scientific Reports*, vol. 4, p. 6509, Jan. 2014.