



Concept et développement d'un magnétomètre spintronique : application à la navigation magnéto-inertielle et à la mesure des couples de transfert de spin

Augustin Jouy

► To cite this version:

Augustin Jouy. Concept et développement d'un magnétomètre spintronique : application à la navigation magnéto-inertielle et à la mesure des couples de transfert de spin. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Paris Saclay (COMUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLX074 . tel-02064053

HAL Id: tel-02064053

<https://pastel.hal.science/tel-02064053>

Submitted on 11 Mar 2019

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

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

Concept et développement d'un magnétomètre spintronique: Application à la navigation magnéto-inertielle et à la mesure des couples de transfert de spin

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Ecole Polytechnique

Ecole doctorale n°564 Physique Ile de France (PIF)
Spécialité de doctorat : Physique

Thèse présentée et soutenue à l'Ecole polytechnique, le 17 septembre 2018, par

M. Augustin Jouy

Composition du Jury :

Michel Hehn Professeur des universités, IJL Nancy	Président
Claire Baraduc Ingénieur, Spintec (CEA)	Rapporteur
Jan Vogel Directeur de Recherche, Institut Néel (CNRS)	Rapporteur
Olivier Le Traon Ingénieur, The French Aerospace Lab (Onera)	Examineur
Johan Moulin Maître de Conférence, INP, INSIS (CNRS)	Examineur
Henri Jaffrès Chargé de Recherche, Unité Mixte CNRS-THALES (CNRS)	Directeur de thèse
Malik Mansour Ingénieur de recherche, Laboratoire de Physique des Plasmas (CNRS)	Co-directeur de thèse
Raphael Aubry Ingénieur, TRT (THALES)	Invité
David Vissière PDG de SYSNAV	Invité

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier mon directeur de thèse et mon co-encadrant Dr Henri Jaffres et Dr Malik Mansour pour leurs conseils et leur support.

Je souhaiterais ensuite remercier mes établissements d'accueil l'unité mixte de physique CNRS-THALES, le Laboratoire de Physique des Plasmas et l'entreprise SYSNAV.

Je souhaiterais enfin remercier ceux qui m'ont apporté leur aide et leur expertise lors des réalisations et mesures au laboratoire en particulier Sophie Collin, Yves Lemaitre, Denis Crete, Aurélie Solignac, Thi-Huong Dang, Richard Lebourgeois, Mihai Miron, Dominique Alison, Alexis Jeandet Cyril Deranlot et Nicolas Reyren

Table des matières

Introduction	11
1 Exploitation du champ magnétique en navigation	13
1.1 Navigation inertielle et capteurs MEMS	13
1.1.1 Navigation inertielle	13
1.1.2 Les capteurs MEMS en navigation	14
1.2 Navigation magnéto-inertielle	14
1.2.1 Principe physique de la vitesse magnétique	15
1.2.2 Formulation en trois dimensions	15
1.3 Compensation des perturbations magnétiques dans un compas magnétique (boussole magnétique)	16
1.3.1 Modélisation	17
1.3.2 Implémentation numérique et précision	20
1.3.3 Validations expérimentales et résultats	22
1.4 Quels magnétomètres pour la navigation ?	24
2 Etat de l'art des capteurs magnétiques	29
2.1 Propriétés physiques des matériaux magnétiques en couches minces et ingénierie matériaux	29
2.1.1 Energie d'interaction et magnétostatique	29
2.1.2 Modèle de Stoner-Wolfarth	31
2.1.3 Couplage d'échange unidirectionnel	33
2.1.4 Vannes de spin	35
2.2 Principe physique de la magnéto-résistance géante (GMR)	36
2.2.1 GMR-CIP	36
2.2.2 GMR-CPP	37
2.2.3 Structure des capteurs	37
2.3 Modèle de Camley-Barnas	38
2.3.0 Introduction aux modèles de transports dans les films minces et multicouches : Des modèles ab-initio aux modèles semi-phénoménologiques	38
2.3.1 Modèle du gaz d'électrons polarisés en spin	39
2.3.2 Application aux multicouches magnétiques	41
2.3.3 Simulation des courants de spin dans une tri-couche GMR	42
2.4 Principe physique et ingrédients de la magnéto-résistance anisotrope (AMR) dans les métaux de transition	45
2.4.1 Description générale de notre approche.	45
2.4.2 Principe physique de la magnéto-résistance anisotrope.	46
2.4.3 Symétries de la magnéto-résistance anisotrope	48
2.4.4 Effet sur l'AMR de la diffusion électronique de surface et des mécanismes de spin-flip	49
2.4.5 AMR et courants de spin	50
2.4.6 Simulation des courants de spin dans une tri-couche AMR	54
2.5 Magnéto-résistances à effet Tunnel (TMR)	56
2.5.1 Magnéto-résistances à effet Tunnel dans les jonctions alumine amorphe	56
2.5.2 Propriétés et structure électroniques des TMR : filtrage en spin dans les jonctions MgO epitaxiées	57
2.5.3 Structure des capteurs TMR	60
2.6 Autres magnétomètres DC	60
2.6.1 Capteurs à effet Hall	60

2.6.2	Fluxgate.	61
2.6.3	Magnétoimpédance géante (GMI).	61
2.6.4	Capteurs magnéto-électriques.	62
2.6.5	SQUID	62
2.6.6	Capteur mixte GMR-supraconducteur	62
2.7	Quels capteurs pour la navigation ?	62
2.7.1	Critères de performances	63
2.7.2	Etat de l'art des performances des différentes technologies de capteurs magnétiques	67
2.7.3	Choix de la technologie	68
Annexe aux chapitre 2 : Symétrie des états d localisés.		71
2.8	Appendice A : Symétrie des états d localisés.	71
2.9	Appendice B : Diffusions s-d	72
2.10	Appendice C : diffusion s-s	74
2.11	Appendice D : Elements de matrice de Diffusion	75
3	Réalisation et mesures des dispositifs GMR	77
3.1	Linéarisation des capteurs GMR	77
3.1.1	Modèle de réponse des magnétomètres GMR	78
3.1.2	Design de capteurs et magnétomètres GMR	80
3.1.3	Mesures de bruit sur les éléments GMR.	84
3.2	Utilisation de capteurs GMR pour des mesures de contrôle non destructif (CND)	84
3.2.1	Introduction à la CND par courants de Foucault	84
3.2.2	Intérêt de la GMR pour la CND	87
3.2.3	Détection GMR sur banc CND	87
3.2.4	Conclusions	89
4	Réalisation et mesures des dispositifs AMR	91
4.1	Principe du Set/Reset	91
4.2	Design et ingénierie des capteurs AMR à pont de Wheatstone	93
4.3	Mesures des caractéristiques des capteurs AMR	93
4.3.1	Etude expérimentale de la réponse des capteurs AMR en fonction de l'épaisseur	94
4.3.2	Caractéristiques angulaires - Ajustements	98
4.3.3	Mesure du bruit	100
4.4	Conclusions et perspectives sur les gradiomètres	101
4.4.1	Conclusion sur les AMR	101
4.4.2	Principe des gradiomètres	102
Annexe aux chapitres 3 et 4 : recettes de fabrication		105
5	Concentrateurs de flux	111
5.1	Concentrateurs planaires	112
5.1.1	Fonctionnement des concentrateurs planaires	112
5.1.2	Etude du matériau CoZrNb	113
5.2	Simulations de concentrateurs de flux	115
5.2.1	Position du problème - Mise en équation	116
5.2.2	Simulations magnétostatiques en 3 dimensions	117
5.2.3	Résultats	119
5.3	Fabrication et méthode de qualification de capteurs avec concentrateur de flux - Mesures du gain magnétique	122
5.3.1	Caractérisation angulaire du gain magnétique	125
5.3.2	Mesures de bruit	126
5.4	Conclusions et perspectives sur les concentrateurs pour gradiomètres	128

6	Application au spin-transfer torque (STT) et développement du spin-torque bridge	131
6.0	Intérêts du couple de transfert de spin et du couple du spin-Orbite pour les applications.	131
6.0.1	Application au cas des renversement d'aimantation	132
6.1	Généralités sur les courants de spin pour le couple de transfert de spin.	133
6.1.1	Couple de transfert de spin de type STT.	133
6.1.2	Nature des couples SOT : 'field-like' et 'Slonczewski-like' torque vs. courants de spin.	133
6.1.3	Champs effectifs de torque dans le cas quasi-statique.	135
6.1.4	Dynamique du transfert de spin.	135
6.2	Effet Hall de spin	135
6.2.1	Symétries de l'effet Hall de spin	137
6.2.2	Effet Hall de spin intrinsèque.	138
6.2.3	Effet Hall de spin extrinsèque des alliages de métaux de transition <i>3d-5d</i>	139
6.2.4	Optimisation des structures	140
6.2.5	Spin-Hall magnetoresistance (SMR) sur des multicouches [Co,Ni]/Pt à faible AMR.	140
6.3	Mesures des couples de transfert de spin par pont de Wheatstone : Théorie du 'spin-torque bridge'.	142
6.3.0	Du capteur AMR au pont à spin-torque.	142
6.3.1	Présentation du pont à spin-torque.	143
6.3.2	Protocole expérimental.	143
6.3.3	Modèle de rotation out-of-plane en projection planaire.	147
6.3.4	Simulations de la réponse sensible sous l'effet des torques en géométrie 3D.	150
6.4	Mesures des couples de transfert de spin par pont de Wheatstone. Cas du NiFe (10 nm)/Pt à aimantation dans le plan.	152
6.4.1	Forte densité de courant d'injection.	152
6.4.2	Mesures vs. la densité de courant d'injection.	155
6.4.3	Cas des couches ultrafines (2 nm) à anisotropie hors-plan (PMA).	155
6.5	Mesure des couples de transfert de spin par analyse harmonique ($f-2f$).	157
6.6	Conclusion	159
	Annexe au chapitre 6 : courants de spin dans une multi-couche SOC FM	161
	Conclusion générale	169
	Annexes	181
	Preprint : Compensation Method of Small Magnetic Perturbation in Heading by Gradient Measurement in a Magnetic Compass	181
	Code de simulation pour la mise en évidence des torques de spin-orbite dans le spin-torque-bridge	190

Table des figures

1.1	Navigation à l'estime	14
1.2	Reconstruction de trajectoire par la navigation magnéto-inertielle	16
1.3	Erreurs induites par les différences finies sur des dipôles générés aléatoirement	21
1.4	Impact de la distance sur la précision	22
1.5	Setup expérimental contenant 5 magnétomètres triaxes	23
1.6	Etude du champ magnétique produit par divers objets	23
1.7	Etude du champ magnétique produit par divers objets (débruité)	24
1.8	Erreur relative après reconstruction du champ	25
1.9	Distance reconstruite par l'algorithme	26
1.10	Déviations avant/après la reconstruction	27
1.11	Déviations avant/après la reconstruction	27
2.1	Cycles d'aimantation dans le cas d'une anisotropie uniaxiale	32
2.2	Modèle simple du couplage d'échange	33
2.3	Modèle de Malozemoff	34
2.4	Modèle de Koon	34
2.5	Cycle de recuit	35
2.6	Structure d'un empilement de type antiferromagnétique synthétique	35
2.7	Structure d'une spin valve	36
2.8	Schéma électrique équivalent de la résistance GMR	37
2.9	Courants de spin CIP dans une tri-couche ferromagnétique/conducteur/ferromagnétique	37
2.10	Schéma de principe d'un capteur GMR	38
2.11	Profil des courants de charge et de spin dans une tricouche Co(2nm)/Cu(3nm)/Co(2nm)	40
2.12	Profil des courants de charge et de spin dans une tricouche Co(10nm)/Cu(3nm)/Py(10nm)	43
2.13	Profil des courants de charge et de spin dans une tricouche Co(10nm)/Cu(3nm)/Py(10nm)	43
2.14	Profil des courants de charge et de spin dans une tricouche Co(10nm)/Cu(3nm)/Py(10nm)	44
2.15	Profil des courants de charge et de spin dans une tricouche Co(10nm)/Cu(3nm)/Py(10nm)	44
2.16	Densité d'états dans les matériaux ferromagnétiques	47
2.17	R(H) pour différentes couches magnétorésistantes à base de NiFe, Ta, Pt	49
2.18	Magnétorésistance dans les multicouches à base de NiFe, Ta, Al ₂ O ₃	50
2.19	Illustration des mécanismes de spin-flip et de spin-escape à une interface	52
2.20	Variation du taux d'AMR avec la polarisation de spin dans le permalloy	54
2.21	Profil de courants dans une tricouche Pt/NiFe(10nm)/Pt	55
2.22	Modèle de Jullière	57
2.23	Symétries des fonctions d'onde dans un cristal cubique fcc à deux dimensions	58
2.24	Représentation des bandes complexes du MgO	58
2.25	Transmission électronique des électrons dans la barrière dans une tricouche Fe/MgO/Fe	59
2.26	Résultats historiques de TMR expérimentales sur des barrières MgO épitaxiées MgO	60
2.27	Principe de l'effet Hall dans un conducteur	61
2.28	Configuration basique d'un magnétomètre fluxgate	61
2.29	Principe du magnétomètre SQUID	63
2.30	Capteur mixte GMR-supraconducteur	63
2.31	DSP et variance d'Allan typiques caractéristique d'un capteur magnétoresistif	66
2.32	Réponse en champ d'un capteur du commerce	66
2.33	Dérive thermique d'un capteur Honeywell HMC1022	67

2.34	Comparaison du niveau de bruit de différents capteurs du marché	68
3.1	Caractéristiques $R(H)$ d'un capteur GMR de la littérature	78
3.2	Définition des angles repérant les aimantations monodomaines dans une multicouche GMR pour un design de type méandre	79
3.3	Exemples numériques montrant l'influence de certains paramètres sur le cycle	81
3.4	Masque GMR de motif W2G3 et de dimension $150\mu\text{m}$ par $150\mu\text{m}$	81
3.5	Design des masques correspondant aux différentes configurations Width-Gap	82
3.6	Comparaison des caractéristiques en champ magnétique pour trois configurations W, G	83
3.7	Photographie d'un capteur GMR	83
3.8	Caractéristique $R(H)$ sous champ magnétique d'un capteur GMR	83
3.9	Mesures et ajustements numériques des caractéristiques de transfert des capteurs GMR de différent design.	85
3.10	Dispositif de mesure de bruit au Laboratoire de Physique des Plasma	86
3.11	Densité spectrale de puissance (DSP) de bruit d'un capteur GMR fabriqué.	86
3.12	Observation des domaines magnétiques aux jonctions des barreaux GMR, mesure par MFM	86
3.13	Masque GMR avec raccords en métal entre les barreaux	86
3.14	Schéma de principe d'un dispositif de contrôle non destructif par courants de Foucault	87
3.15	Simulation CND	88
3.16	Résultat de mesure CND sur banc (recuit désorienté)	88
3.17	Résultat de mesure CND sur banc (recuit droit)	89
3.18	Mesure angulaire sur un défaut métallique	89
4.1	Bobine de Set/Reset	92
4.2	Schéma électronique d'un circuit d'injection de pulses de set/reset	92
4.3	Masque AMR	94
4.4	Masque AMR à saturation opposée	95
4.5	Masque gradiomètre AMR	96
4.6	$R(H)$: résistance du pont AMR en fonction du champ dans l'axe difficile	97
4.7	Mesure au cours du temps de magnétomètres fabriqués	97
4.8	Caractéristiques $R(\phi)$ dans le plan pour deux capteurs	98
4.9	Variation du taux d'AMR et de la sensibilité des dispositifs en fonction de l'épaisseur de permalloy	99
4.10	Etude du comportement en température d'un capteur AMR	99
4.11	Ajustement des caractéristiques angulaires $R(\phi)$ et $R(\psi)$ des capteurs AMR fabriqués	100
4.12	Densité spectrale de puissance (DSP) d'un capteur AMR fabriqué	101
4.13	DSP d'un capteur AMR du commerce	101
4.14	Carte de mise en oeuvre de magnétomètres	101
4.15	Variance d'Allan de 4 capteurs AMR	102
4.16	Principe schématique d'un pont de Wheatstone pour gradiomètres	103
4.17	Variante du pont de Wheatstone pour gradiomètres	103
4.18	Gradiomètre longitudinal	103
4.19	Gradiomètre transverse	103
4.20	Bobines de Golay	104
4.21	Bâti de pulvérisation Plassys	105
4.22	Aligneuse de masque MJB4	106
4.23	Sortie du SIM lors de la gravure d'une multicouche	107
4.24	Schéma en coupe de la casquette	108
4.25	Alignement des barberpoles sur les barreaux	108
5.1	Simulation en deux dimensions de concentrateurs planaires	111
5.2	Simulations des lignes de champ hors du plan	112
5.3	Cycle $B(H)$ d'un matériau ferromagnétique	113
5.4	Photographie des dépôts de CoZrNb de différentes épaisseurs	114
5.5	Mesure de perméabilité magnétique par inductomètre torique	114
5.6	Mesures de perméabilité par induction magnétique	115
5.7	Mesures de la perméabilité magnétique du CoZrNb au SQUID	116
5.8	Fenêtre de création de la boîte infinie (Flux3D)	118

5.9	Illustration d'un maillage de "Bonne qualité (Flux3D)	119
5.10	Illustration d'un maillage de "Mauvaise qualité (Flux3D)	120
5.11	Dimensions du concentrateur utilisé pour les simulations.	121
5.12	Profil du gain magnétique pour la composante Y calculé suivant l'axe Y au centre de l'entrefer	121
5.13	Profil du gain magnétique suivant l'axe X au centre de l'entrefer	121
5.14	Coupe 2D du gain magnétique dans l'entrefer	122
5.15	Gain magnétique du concentrateur au centre de l'entrefer en fonction de la perméabilité	122
5.16	Gain magnétique du concentrateur au centre de l'entrefer en fonction de l'épaisseur du matériau	123
5.17	Gain magnétique du concentrateur au centre de l'entrefer en fonction de l'entrefer	123
5.18	Photographie d'un capteur équipé de concentrateurs	124
5.19	Mesure $R(H)$ sur un échantillon doté de concentrateurs de flux en CoZrNb.	124
5.20	Mesures $R(\phi)$ dans le plan (in-plane) et ajustement numérique sur un échantillon doté de concentrateurs de flux	125
5.21	Précision de la méthode d'extraction des paramètres par ajustement	127
5.22	Mesure de bruit d'un échantillon avec concentrateur	128
5.23	Simulation : amplification du champ par un concentrateur à bandes.	129
5.24	Gradiomètre doté de concentrateurs de flux	130
5.25	Simulation d'un concentrateur pour gradiomètre	130
6.1	Schéma de principe d'une mémoire racetrack	132
6.2	Dynamique d'aimantation sans anisotropie	136
6.3	Dynamique d'aimantation avec anisotropie planaire	136
6.4	Dynamique d'aimantation dans le cas d'une anisotropie planaire	137
6.5	Déflexion dépendante du spin	137
6.6	Effet Hall de spin et effet Hall de spin inverse	138
6.7	Bandes électroniques dans le platine	138
6.8	Variation de l'angle de SHE des alliages AuW en fonction de la résistivité	139
6.9	Influence de l'épaisseur du matériau SHE sur les courants de spin réellement injectés : exemple du Pt.	140
6.10	Mesures de SMR linéaire	141
6.11	Schéma de principe du pont à 'spin-torque' implémenté pour la mesure des couples de transfert de spin.	144
6.12	Schéma : champs effectifs appliqués à l'aimantation	145
6.13	Symétrie des champs effectifs dans les quatre configuration de mesure	146
6.14	Modèle de rotation out-of-plane sous l'effet du spin-torque	147
6.15	Caractéristiques angulaire pour deux champ appliqués	149
6.16	Mise en évidence des composantes field-like et Slonczewski-like (simulations)	150
6.17	Mesures et ajustements numériques des variations angulaires hors-plan de la résistance dans la structure p9528	153
6.18	Mesures et ajustements numériques des variations angulaires hors-plan de la résistance dans la structure p9530	154
6.19	Champ effectifs du spin-torque extraits en fonction du courant injecté	155
6.20	Mesure des torque par spin-torque-bridge dans un échantillon de référence	155
6.21	Mesures $R(\Phi)$ dans le plan (géométrie in-plane) à 12 K et ajustements numériques	156
6.22	Mesure de l'aimantation hors plan par effet Hall extraordinaire	156
6.23	Mesure de SOT par analyse harmonique	158
6.24	Extraction des champs effectifs par fit linéaire	159
6.25	Profils de courant de spin dans les multicouches étudiées	160
6.26	Schéma de multicouches exprimant le profil des courants de spin dans les multicouches	162

Introduction

Au cours des années, les voyageurs et marins ont reconnu la nécessité d'utiliser des instruments de plus en plus précis pour connaître leur position. Pendant des siècles, ils ont eu recours à des points de repère fixes sur la côte, sur le bord des routes ou à la position des astres. Un des plus anciens instruments de navigation est sans doute la boussole qui est un capteur magnétique. Celle-ci fut inventée en Chine au XI^{me} siècle et en Europe au XII^{me} siècle. Cet instrument fonctionne partout dans le monde et par n'importe quel temps. On découvrit des années plus tard que le pôle nord magnétique était différent du pôle nord terrestre et que la boussole était sensible aux champs magnétiques parasites ce qui causait des erreurs de navigation importantes. La navigation fut un des plus grands défis pour les scientifiques qui rivalisèrent d'ingéniosité pour concevoir des instruments toujours plus précis. On note parmi ces inventions la boussole, l'astrolabe, l'octant et le sextant.

En 1957 des scientifiques réussissent à calculer leur position grâce à des mesures d'effet Doppler sur le signal d'un satellite russe en orbite autour de la Terre. Les Etats Unis lancèrent peu après le projet GPS qui comportait à l'origine 21 satellites placés en orbite à 20000km de la surface de la Terre. Afin d'identifier sa position, le récepteur GPS nécessite le signal d'au moins 4 satellites, il peut ensuite calculer sa position à partir de la position des satellites et du délai de réception du signal. Le GPS est aujourd'hui largement utilisé dans un grand nombre d'applications pour sa facilité d'utilisation. Cependant il est dépendant de l'accès aux signaux des satellites et devient rapidement inefficace à l'intérieur d'un bâtiment ou dans le cas de mauvaises conditions atmosphériques ou ionosphériques.

L'utilisation de la navigation inertielle comme solution de secours a été considérée depuis plusieurs années. La navigation inertielle a été développée pendant la seconde guerre mondiale pour le guidage des fusées allemandes. La performance des centrales inertielles a depuis été largement améliorée. La navigation inertielle repose sur les mesures de l'accélération et de la rotation pour calculer la trajectoire depuis la position initiale, elle est donc indépendante de toute donnée extérieure. Les principaux désavantages de cette solution sont la taille, le poids, la consommation et le coût.

La technologie des MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) a pénétré le marché de la navigation en proposant des capteurs petits et bon marché notamment des accéléromètres et gyromètres. Cependant ces capteurs ne sont pas assez précis pour la navigation inertielle classique.

La navigation magnéto-inertielle est une technique développée par la société Sysnav permettant de mesurer la vitesse d'un dispositif en mouvement à l'aide d'une mesure des gradients du champ magnétique. Elle permet d'obtenir une information de position fiable en utilisant des capteurs MEMS bas coût. La précision de cette technologie est très dépendante de la performance des magnétomètres utilisés. Dans ce cadre l'objectif de cette thèse est en particulier de concevoir des magnétomètres optimaux pour la navigation magnéto-inertielle.

Organisation du manuscrit

Je donne ici un bref aperçu des différents chapitres de ce manuscrit donnant ainsi le contenu du travail fourni.

Chapitre1

Le premier chapitre porte sur la description de l'exploitation du champ magnétique en navigation. Après un bref rappel sur la navigation inertielle et les capteurs MEMS, je présente deux techniques de navigation nécessitant une mesure précise du champ magnétique. La première est la navigation magnéto-inertielle : une technique permettant de mesurer la vitesse d'un dispositif en mouvement à l'aide d'une mesure des gradients du champ magnétique. La seconde, mise au point pendant la thèse, est une méthode de compensation des perturbations du champ magnétique à l'aide d'un réseau de magnétomètres. Ces deux technologies nécessitent des magnétomètres de haute précision.

Chapitre 2

Le second chapitre fait un état de l'art des concepts de capteurs magnétiques et magnétomètres. Dans un premier temps nous détaillons les principes physiques généraux du fonctionnement des différentes technologies de magnétomètres avec une attention particulière apportée aux capteurs magnétorésistifs de type AMR, GMR et TMR. Nous présentons ainsi les modèles décrivant le comportement de l'aimantation et du courant de spin dans les couches minces magnétiques. Dans un second temps, nous comparons les performances des différents capteurs présents sur le marché et dans la littérature afin de déterminer la meilleure technologie en vue d'une utilisation dans la navigation.

Chapitre 3

Ce chapitre présente le travail réalisé de conception et mesure portant sur des capteurs GMR réalisés en laboratoire à l'unité mixte de physique CNRS-THALES (UMΦ). Je présente dans un premier temps les enjeux du design (masques) en terme d'optimisation de la sensibilité et de la linéarisation. Dans un second temps je présente les mesures de signal et de bruit des capteurs ainsi réalisés dans des conditions particulières de CND (contrôle non destructif).

Chapitre 4

Ce chapitre présente le travail réalisé de conception et mesure de capteurs AMR réalisés en salle blanche à l'UMΦ. Je présente les différents design de masques et circuit de Set/Reset. Nous présentons ensuite des mesures de fonctions de transfert et de bruit à différentes températures pour des échantillons ayant des couches de différentes natures et différentes épaisseurs. Ce travail vise à obtenir une meilleure compréhension des mécanismes d'AMR pour une optimisation future du capteur. Je présente enfin le design et les mesures de gradiomètres magnétiques à base d'AMR.

Chapitre 5

Dans ce chapitre nous présentons un travail portant sur la simulation, la fabrication et la caractérisation de concentrateurs de flux pour les magnétomètres. Nous étudions dans un premier temps le matériau choisi pour les concentrateurs en effectuant des mesures de perméabilité magnétique. Dans un second temps j'effectue des simulations en trois dimensions du comportement magnétique des concentrateurs afin d'optimiser leur efficacité. Nous présentons enfin les mesures des capteurs fabriqués comportant un concentrateur magnétique et comparons leurs performances à des capteurs de référence.

Chapitre 6

Dans ce chapitre nous utilisons l'AMR ainsi que les dispositifs en ponts de Wheatstone pour mesurer quantitativement les effets de spin-orbit-torque produits par l'effet Hall de spin dans les structures typiques NiFe/Pt. Nous présentons d'abord les différents phénomènes physiques intervenant dans les mécanismes de transfert et l'effet Hall de spin. Nous effectuons ensuite des simulations de courants de spin dans des tri-couches NiFe/Pt/AuW avant de présenter le Spin-Torque-Bridge : un nouveau dispositif de mesure de spin-torque par pont de Wheatstone que nous avons développé. Nous présentons enfin l'ensemble des mesures effectuées sur des échantillons typiques comportant des absorbeurs de spin : NiFe/Pt/AuW. Nous comparons ensuite nos mesures en pont aux mesures harmoniques en fréquence $\omega - 2\omega$ typiquement réalisées dans les laboratoires internationaux de spintronique.

Dans tout le manuscrit, nous adopterons, pour l'ensemble des équations, les unités SI du système international pour lesquelles le champ magnétique H et l'aimantation M s'écrivent en A/m, l'induction magnétique B en T (Tesla) et l'énergie volumique en J/m³. Nous rappelons que dans les unités CGS, l'induction magnétique B s'écrit en G (Gauss) avec 1G égal à 10^{-4} T et le champ magnétique H en Oe avec la relation 1G correspond à 10Oe. Dans tout le manuscrit, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ représente la perméabilité du vide.

Chapitre 1

Exploitation du champ magnétique en navigation

1.1 Navigation inertielle et capteurs MEMS

La problématique de la navigation est de déterminer, au cours du temps, la position d'un corps rigide par rapport à un repère inertiel de référence. La connaissance du positionnement d'un objet mobile est critique dans différents domaines technologiques et de l'ingénierie tels que l'automobile, l'aérospatiale, le génie naval ou la robotique. Les données de navigation peuvent être utilisées comme une information pour l'utilisateur, ou dans une boucle de contrôle automatisée, pour les systèmes autonomes.

De nombreuses technologies sont disponibles pour adresser la problématique de la navigation telles que le GPS, la radio-navigation, la navigation RADAR et autres. L'information de navigation se décline en deux composantes : le positionnement et l'attitude. Soit $R_i = (0_i, \beta_i)$ le repère de référence ou 0_i est l'origine du repère, β_i le triaxe orthonormal de référence et $R_b = (0_b, \beta_b)$ le repère du solide avec les mêmes notations. Le positionnement est la position du centre du repère du solide en mouvement 0_b dans le repère inertiel R_i . L'attitude est l'orientation des axes du repère R_b par rapport au repère R_i . On exprime généralement l'attitude avec les angles d'Euler (ϕ, θ, ψ) ou bien un vecteur unitaire de quaternions (q_1, q_2, q_3, q_4) avec $q_1^2 + q_2^2 + q_3^2 + q_4^2 = 1$ qui est plus adapté à l'intégration (l'utilisation des angles d'Euler est connue pour provoquer une singularité en $\theta = 90^\circ$ où ϕ et ψ se confondent, et ceci est appelé blocage de cardan). Sont également considérées comme données de navigation les dérivées temporelles de l'attitude et du positionnement comme la vitesse, l'accélération ou la vitesse de rotation.

1.1.1 Navigation inertielle

Une des technologies les plus abouties pour résoudre le problème de la navigation est la navigation inertielle haute précision. Les systèmes de navigation inertielle utilisent une solution de navigation à l'estime, c'est à dire qu'ils donnent une estimation de la position actuelle en projetant la vitesse et l'orientation depuis la position initiale (voir figure 1.1). Dans la navigation inertielle la vitesse et l'orientation sont déterminées en intégrant les mesures d'accéléromètres et de gyroscopes. Ces instruments sont généralement intégrés dans une centrale inertielle. L'avantage de la navigation inertielle est qu'elle ne nécessite que des mesures internes : aucune information extérieure n'est nécessaire. Son principal inconvénient est que les erreurs sont cumulatives ce qui expose la mesure à de très fortes incertitudes qui doivent donc être corrigées.

Le principe utilisé dans les systèmes de navigation inertielle consiste à intégrer l'accélération mesurée pour obtenir la vitesse puis la position par rapport aux conditions initiales (point de départ et vitesse initiale). Dans les centrales inertielles traditionnelles, les accéléromètres sont placés sur une plateforme dont l'attitude est maintenue fixe dans le repère galiléen grâce à des gyroscopes haute vitesse. Dans les centrales à plateforme fixe (strap down) l'attitude est déterminée en intégrant les données de gyromètres. En réalité, les accéléromètres ne mesurent pas l'accélération mais la somme des forces c'est pourquoi les centrales inertielles comportent, toutes, une compensation de la gravité. Or la gravité n'est pas une constante mais dépend de la position et de l'orientation du système par rapport à la terre. Les erreurs de position et d'attitude se propagent et interagissent donnant lieu à une dérive temporelle de la position. Les facteurs critiques de la précision sont les biais des accéléromètres et gyromètres : les premiers génèrent une dérive quadratique en temps de la position et les seconds une oscillation de l'orientation et de la vitesse d'une période de 84 minutes pour les systèmes terrestres appelée

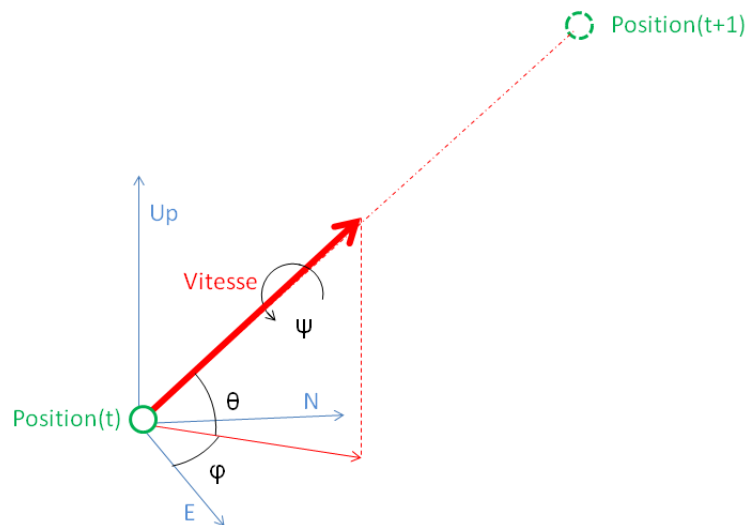


FIGURE 1.1 – Navigation à l'estime : la position à l'instant $t + 1$ est obtenue par projection de la vitesse à partir de la position à l'instant t , ici l'attitude est représentée par les angles d'Euler

effet Schuler [1].

Les centrales inertielles utilisées dans l'aérospatiale ou dans le domaine maritime possèdent une précision remarquable : une dérive de moins d'un kilomètre sur des distances de plusieurs milliers de kilomètres. Cependant ces dernières sont très coûteuses, encombrantes et lourdes (plusieurs dizaines de kg).

1.1.2 Les capteurs MEMS en navigation

Les capteurs MEMS (Micro Electro-Mechanical Systems) sont des capteurs peu coûteux et de petite taille (de l'ordre du millimètre). Leur précision de mesure reste loin des standards des techniques de la navigation inertielle conventionnelle. Même pour les capteurs MEMS les plus précis, les dérives de la trajectoire sont inévitables sur le long terme. En effet les biais deviennent très vite prépondérants sur les signaux utiles. Ils sont cependant largement utilisés en navigation pour calculer l'attitude d'un objet grâce à un algorithme dit AHRS (Attitude and Heading Reference System) :

- Les accéléromètres sont utilisés pour détecter la verticale
- Les magnétomètres sont utilisés pour détecter le nord magnétique
- Les gyromètres sont utilisés pour une intégration rapide des variations d'attitude.

Les erreurs de mesure des capteurs sont compensées par un algorithme de fusion de données. Pour être utilisés en tant que capteurs de positionnement, les systèmes inertiels MEMS sont couplés à une autre source d'information sur la position ce qui nécessite dans certains cas le déploiement d'une infrastructure extérieure (balises radio, balises magnétiques, GPS).

1.2 Navigation magnéto-inertielle

La navigation magnéto-inertielle est une technique développée par la société SYSNAV permettant de calculer la trajectoire d'un objet à l'aide de mesures inertielles ainsi que des gradients locaux du champ magnétique [2].

1.2.1 Principe physique de la vitesse magnétique

Problème simplifié à une dimension

Lorsqu'un observateur est en mouvement linéaire selon l'axe x (seul axe du système à une dimension), Le champ magnétique B et la vitesse V sont ici représentés par des scalaires, composante de la grandeur vectorielle correspondante selon un axe donné (axe X). Selon cette hypothèse, la variation du champ magnétique mesuré est donnée par :

$$\frac{dB}{dt} = V \cdot \frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial t} \quad (1.1)$$

Dans un environnement urbain, le champ magnétique ambiant est majoritairement constitué du champ magnétique terrestre et des champs magnétiques statiques rayonné par les structures ferromagnétiques. On peut donc considérer que le champ magnétique local est stationnaire mais non uniforme selon :

$$\frac{\partial B}{\partial t} = 0 \quad (1.2)$$

Il résulte de cette hypothèse qu'il est possible de mesurer la vitesse de l'objet à partir des variations du champ magnétique mesuré ainsi que de son gradient local. On remarque, dans un premier temps, qu'il est impossible de mesurer la vitesse quand le gradient du champ magnétique est nul. Pour obtenir une vitesse moins bruitée, on utilise un observateur asymptotique du système dynamique modélisé selon le formalisme de la représentation d'état où $X = (B, v)$ est le vecteur des variables d'état et $Y = B$ est le vecteur des sorties. La dynamique du système s'écrit alors en considérant le gradient comme une entrée mesurée (l'accélération n'étant pas mesurée elle est considérée comme une perturbation par l'observateur) :

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} B \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\partial B}{\partial x} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ v \end{pmatrix}$$

En automatique, un système est dit observable si l'observation de ses entrées et sorties pendant un intervalle de temps fini $[t_i, t_f]$ permet de déterminer l'état initial $x(t_i)$, et donc, par intégration de l'équation d'état, de connaître $X(t)$ à tout instant appartenant à l'intervalle $[t_i, t_f]$. Dans le cas d'un système linéaire du type :

$$\dot{X} = AX \quad (1.3)$$

$$Y = CX \quad (1.4)$$

le système est observable si celui ci satisfait le critère de Kalman [3] : le système est observable si et seulement si la matrice d'observabilité O est de rang plein avec :

$$O = \begin{bmatrix} C \\ CA \\ CA^2 \\ \dots \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

L'observabilité garantit la convergence d'un observateur asymptotique, ici cela signifie que l'on peut donner une estimation de la vitesse en mesurant le champ magnétique. La matrice d'observabilité de notre système est alors :

$$O = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{\partial B}{\partial x} \end{pmatrix}$$

Le système est donc observable à la seule condition que le gradient local soit non nul.

1.2.2 Formulation en trois dimensions

Nous généralisons ici la problématique d'observabilité en nous plaçant à trois dimensions. En 3D la variation du champ mesuré est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = -\vec{\Omega} \wedge \vec{B} + \vec{\nabla} \vec{B} \cdot \vec{v} \quad (1.6)$$

où $\vec{\Omega}$ est le vecteur de rotation du système et $\vec{\nabla} \vec{B}$ est la matrice 3x3 des gradients du champ magnétique. De la même manière que pour le modèle à une dimension, on décrit la dynamique cette fois avec six états :

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \vec{B} \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\vec{\Omega} & \vec{\nabla} \vec{B} \\ 0 & -\Omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{B} \\ \vec{v} \end{pmatrix}$$

$$y = \begin{pmatrix} I & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{B} \\ \vec{v} \end{pmatrix}$$

où la rotation $\bar{\bar{\Omega}}$ est exprimée sous sa forme matricielle selon :

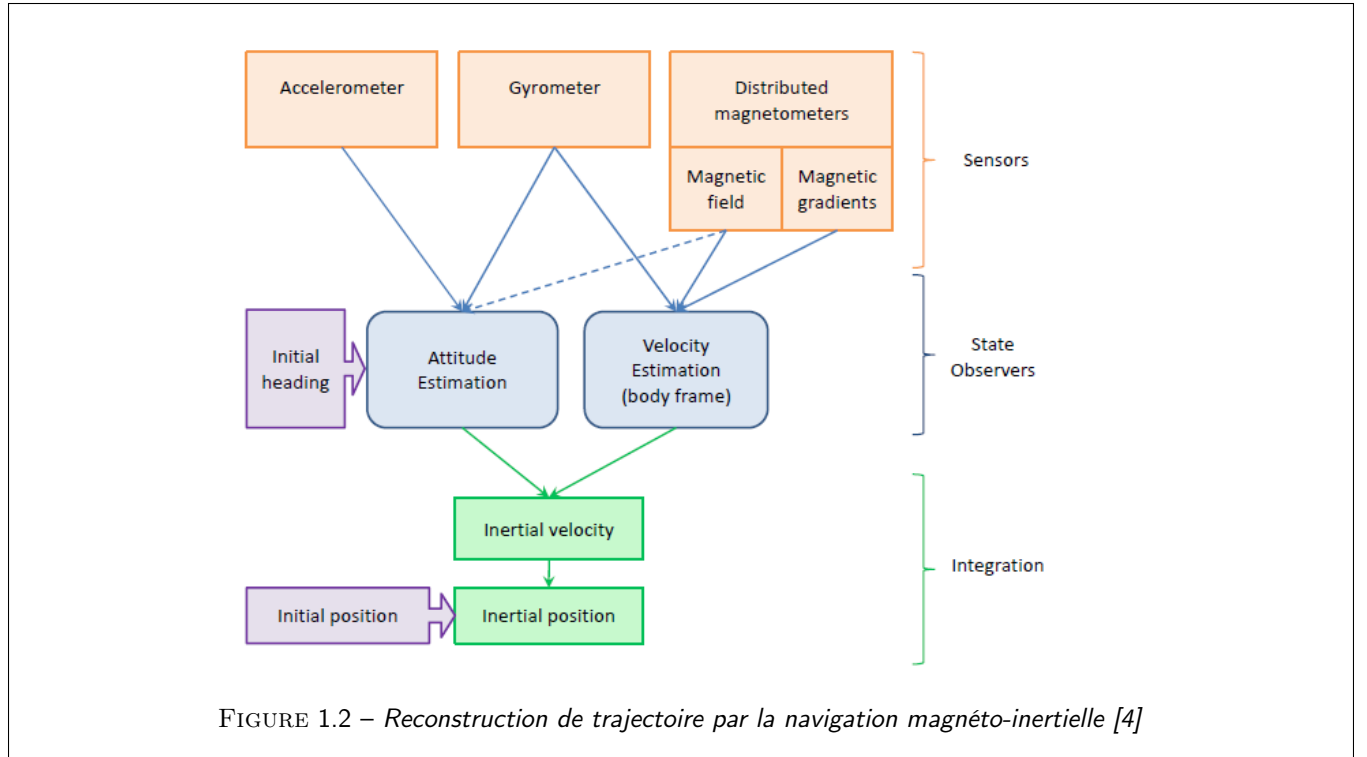
$$\bar{\bar{\Omega}} = \begin{pmatrix} 0 & -w_z & w_y \\ w_z & 0 & -w_x \\ -w_y & w_x & 0 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

La matrice d'observabilité devient alors :

$$O = \begin{pmatrix} I & 0 \\ -\bar{\bar{\Omega}} & \vec{\nabla} \vec{B} \\ -\bar{\bar{\Omega}}^2 & -2\bar{\bar{\Omega}} \vec{\nabla} \vec{B} \end{pmatrix}$$

Le système est alors observable si le gradient est de rang 3. L'utilisation de capteurs inertiels devient alors nécessaire. En effet :

- Des gyromètres sont nécessaires afin de connaître la vitesse angulaire Ω et afin de déterminer la vitesse magnétique.
- La vitesse est donnée dans le repère du système, il est donc nécessaire de connaître l'attitude à chaque instant afin de reconstituer la trajectoire. On utilise un filtre AHRS nécessitant des gyromètres, accéléromètres et magnétomètres. La fusion de capteur s'effectue par un filtre de Kalman étendu dont la structure est présentée Figure (1.2).



1.3 Compensation des perturbations magnétiques dans un compas magnétique (boussole magnétique)

Un compas magnétique est un dispositif permettant de déterminer le cap d'un système grâce au champ magnétique terrestre [5, 6]. Petits et peu coûteux, les compas utilisant des capteurs MEMS sont fréquemment utilisés dans les technologies de navigation [7]. Cependant lorsque le champ magnétique local est perturbé par un objet magnétique (téléphone, clé de voiture, véhicule...), le cap est faussé. La sensibilité des compas magnétiques aux perturbations magnétiques est traditionnellement résolue en couplant le système avec une autre technologie comme un gyrocompas, un gyroscope ou un

GPS-compas [8, 9]. Ces solutions sont cependant onéreuses et plus encombrantes que des MEMS. Des solutions ont été développées afin de compenser les perturbations dans le cas où leur source est liée au capteur, par exemple si ce dernier est monté sur un véhicule. Une calibration appropriée du compas avec la plateforme d'accueil permet de compenser les perturbations [10, 11, 12, 13]. Cependant, dans le cas d'applications piéton, la source et le capteur sont souvent indépendants. D'autres solutions proposées visent à détecter la présence d'une perturbation grâce à des irrégularités dans certains paramètres tels que la norme ou l'inclinaison des champs magnétiques [14] mais ne proposent pas de corrections. D'autres enfin proposent d'intégrer une estimation des perturbations dans un filtre de Kalman dynamique [15] mais ce procédé n'est pas efficace si ni la source ni la perturbation ne sont en mouvement. Je propose dans ce chapitre une méthode innovante de reconstruction et d'élimination de la perturbation magnétique par la mesure des gradients magnétiques.

1.3.1 Modélisation

Modèle d'erreur

A cet effet, nous considérons le vecteur gravité $\vec{g}$ unitaire et la composante horizontale du champ magnétique dirigée vers le nord. Le cap ψ est défini comme l'angle entre le nord et la projection sur le plan horizontal du vecteur de référence du système $\vec{e}_x$.

$$\psi = \text{atan} \left(\frac{\vec{M} \wedge \vec{e}_x \cdot \vec{g}}{\vec{M} \cdot \vec{e}_x - \vec{M} \cdot \vec{g} \vec{e}_x \cdot \vec{g}} \right) \quad (1.8)$$

Le cap doit ensuite être corrigé de la déclinaison magnétique [16, 17]. Dans un environnement perturbé, le champ magnétique mesuré $\vec{M}$ est la somme du champ terrestre $\vec{N}$ et de la perturbation $\vec{B}$. La perturbation est petite par rapport au champ terrestre, l'erreur dans la mesure du cap Δ_ψ s'écrit alors :

$$\Delta_\psi = \frac{(\vec{M} \cdot \vec{e}_x - \vec{M} \cdot \vec{g} \vec{e}_x \cdot \vec{g})(\vec{B} \wedge \vec{e}_x \cdot \vec{g}) - (\vec{B} \cdot \vec{e}_x - \vec{B} \cdot \vec{g} \vec{e}_x \cdot \vec{g})(\vec{M} \wedge \vec{e}_x \cdot \vec{g})}{(\vec{M} \wedge \vec{e}_x \cdot \vec{g})^2 + (\vec{M} \cdot \vec{e}_x - \vec{M} \cdot \vec{g} \vec{e}_x \cdot \vec{g})^2} \quad (1.9)$$

Modèle de perturbation

A cet effet, nous considérons que la perturbation est causée par une source unique modélisée par un dipôle magnétique :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(3 \frac{\vec{r}(\vec{m} \cdot \vec{r})}{r^5} - \frac{\vec{m}}{r^3} \right), \quad (1.10)$$

où $\vec{m}$ est le moment magnétique et $\vec{r}$ est la position du dipôle dans le repère du système.

Identification de la perturbation

Le champ magnétique terrestre étant considéré uniforme, les variations locales du champ mesuré sont dues uniquement à la perturbation. On peut alors identifier la perturbation en mesurant avec la précision nécessaire les gradients du champ magnétique.

Gradients du premier ordre La matrice des gradients est symétrique et peut donc être diagonalisée dans un repère orthogonal dans lequel ses composantes sont données par :

$$G_{ij} = \frac{\partial B_i}{\partial j} = \frac{\mu_0}{4\pi r^5} \left(3(m_i r_j + m_j r_i + (\vec{m} \cdot \vec{r}) \delta_{ij}) - 15 \vec{m} \cdot \vec{r} \frac{r_i r_j}{r^2} \right) \quad (1.11)$$

Les termes diagonaux de la matrice des gradients (1.11) permettent de calculer les expressions $m_i r_i$,

$$\mu_0 m_i r_i = \frac{1}{6} \left(r^5 G_{ii} - 3 \frac{\mu_0}{4\pi} \vec{m} \cdot \vec{r} \left(1 - 5 \frac{r_i^2}{r^2} \right) \right) \quad (1.12)$$

Nous obtenons alors une nouvelle expression de la matrice des gradients en les remplaçant dans (1.11). On introduit les notations (1.13) et (1.14).

$$s = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{m} \cdot \vec{r}}{r^5} \quad (1.13)$$

$$G_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{r_j}{r_i} (G_{ii} - 3s) + \frac{r_i}{r_j} (G_{jj} - 3s) \right) = 0 \quad (1.14)$$

Procédons alors à un raisonnement par l'absurde : supposons que $r_x, r_y, r_z \neq 0$. Les termes diagonaux sont nuls dans le repère de diagonalisation, nous obtenons alors :

$$\frac{r_i}{r_j} (G_{ii} - 3s) = -\frac{r_j}{r_i} (G_{jj} - 3s) \quad (1.15)$$

En multipliant ces équations pour les trois termes non diagonaux, nous obtenons la contradiction suivante :

$$\Pi (G_{ii} - 3s) = -\Pi (G_{ii} - 3s) \quad (1.16)$$

Il existe donc i tel que $r_i = 0$, il existe donc un repère (x, y, z) dans lequel la matrice des gradients est diagonale et $r_x = 0$. Dans ce repère, les termes non-diagonaux donnent les équations :

$$\begin{cases} r_y^2 (G_{zz} - 3s) + r_z^2 (G_{yy} - 3s) = 0 \\ \frac{r_y}{r^2} + \frac{r_z}{r^2} = 1 \end{cases} \quad (1.17)$$

Le terme G_{xx} donne $G_{xx} = 3s$, nous pouvons alors résoudre le système d'équations (1.17) ce qui permet de calculer le rayon :

$$\frac{r_x}{r} = 0 \quad (1.18)$$

$$\frac{r_y}{r} = \pm \sqrt{\frac{G_{yy} - G_{xx}}{G_{yy} - G_{zz}}} \quad (1.19)$$

$$\frac{r_z}{r} = \pm \sqrt{\frac{G_{zz} - G_{xx}}{G_{zz} - G_{yy}}} \quad (1.20)$$

r_y^2 et r_z^2 sont positifs ce qui donne les inégalités suivantes :

$$G_{yy} \leq G_{xx} \leq G_{zz} \quad (1.21)$$

$$\text{ou} \quad (1.22)$$

$$G_{zz} \leq G_{xx} \leq G_{yy} \quad (1.23)$$

Nous pouvons donc construire le repère (x, y, z) en diagonalisant la matrice, en triant les valeurs propres et en permutant les axes de façon à ce que la valeur propre sur l'axe x ne soit ni la plus petite ni la plus grande des valeurs propres. Nous pouvons alors calculer dans ce repère les composantes du moment magnétique :

$$\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m_x}{r^4} = 0 \quad (1.24)$$

$$\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m_y}{r^4} = \frac{1}{6} \frac{r}{r_y} \left(G_{yy} - G_{xx} \left(1 - 5 \frac{r_y^2}{r^2} \right) \right) \quad (1.25)$$

$$\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m_z}{r^4} = \frac{1}{6} \frac{r}{r_z} \left(G_{zz} - G_{xx} \left(1 - 5 \frac{r_z^2}{r^2} \right) \right) \quad (1.26)$$

$$\frac{B_x}{r} = 0 \quad (1.27)$$

$$\frac{B_y}{r} = 3G_{xx} \frac{r_y}{r} - \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m_y}{r^4} \quad (1.28)$$

$$\frac{B_z}{r} = 3G_{xx} \frac{r_z}{r} - \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m_z}{r^4} \quad (1.29)$$

A partir des équations précédentes (de (1.24) à (1.29)), et si on considère le gradient G_{ij} possédant les valeurs propres $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$ et les vecteurs propres associés $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \vec{v}_3$, les propositions suivantes sont vérifiées :

$$\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{m} \cdot \vec{r}}{r^5} = \frac{\lambda_2}{3}, \quad (1.30)$$

$$\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{|m|}{r^4} = \frac{1}{6} \sqrt{(\lambda_3 - \lambda_1)^2 - 5\lambda_2^2}, \quad (1.31)$$

$$\frac{\vec{r}}{|r|} = \pm \sqrt{\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_3}} \vec{v}_1 \pm \sqrt{\frac{\lambda_3 - \lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_1}} \vec{v}_3 \quad (1.32)$$

$$\begin{aligned} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{m}}{r^4} = & \pm \frac{1}{6} \sqrt{\frac{\lambda_1 - \lambda_3}{\lambda_1 - \lambda_2}} \left(\lambda_1 - \lambda_2 \left(1 - 5 \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_3} \right) \right) \vec{v}_1 \\ & \pm \frac{1}{6} \sqrt{\frac{\lambda_3 - \lambda_1}{\lambda_3 - \lambda_2}} \left(\lambda_3 - \lambda_2 \left(1 - 5 \frac{\lambda_3 - \lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_1} \right) \right) \vec{v}_3 \end{aligned} \quad (1.33)$$

A partir des composantes du dipôle données par les équations (1.32) et (1.33), nous pouvons reconstituer $\vec{B}/\|r\|$ selon :

$$\frac{\vec{B}}{\|r\|} = 3 \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{m} \cdot \vec{r}}{r^5} \right) \left(\frac{r}{|r|} \right) - \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{m}}{r^4} \right) \quad (1.34)$$

$$\frac{\vec{B}}{\|r\|} = 3.Eq(1.30).Eq(1.32) - Eq(1.33) \quad (1.35)$$

$$\frac{\vec{B}}{\|r\|} = \pm \frac{1}{2} \lambda_1 \sqrt{\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_3}} \vec{v}_1 \pm \frac{1}{2} \lambda_3 \sqrt{\frac{\lambda_3 - \lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_1}} \vec{v}_3 \quad (1.36)$$

L'équation (1.36) ne permet pas de calculer une solution unique ce qui signifie qu'un même gradient peut être généré par plusieurs sources différentes ce qui rend impossible l'identification de la perturbation. Il est alors nécessaire de réaliser des mesures supplémentaires.

Gradients du second ordre Afin de lever l'incertitude de l'équation (1.36), nous proposons d'utiliser les dérivées secondes du dipôle magnétique données par :

$$G_{ij}^2 = \frac{\partial^2 B_i}{\partial j \partial k} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3}{r^5} (m_i \delta_{jk} + m_j \delta_{ik} + m_k \delta_{ij}) \quad (1.37)$$

$$- \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{15}{r^7} m_i r_j r_k + m_j r_i r_k + m_k r_i r_j + m.r (r_i \delta_{jk} + r_j \delta_{ik} \quad (1.38)$$

$$+ r_k \delta_{ij}) + \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{105}{r^9} m.r (r_i r_j r_k) \quad (1.39)$$

Nous pouvons réécrire l'équation (1.37) en l'exprimant comme une fonction des caractéristiques du dipôle :

$$G_{ij}^2 = \frac{1}{\|r\|} f \left(\frac{m}{\|r\|^4}, \frac{r}{\|r\|} \right) = \frac{1}{r} f(Eq4, Eq3, Eq1) \quad (1.40)$$

En mesurant un ensemble E de gradients G_{jk}^2 à l'aide d'un dispositif approprié, nous pouvons finalement identifier les composantes manquantes du dipôle en utilisant la méthode des moindres carrés :

$$r = \frac{\sum_{(j,k) \in E} G_{jk}^2 f_{j,k}}{\sum_{(j,k) \in E} (G_{jk}^2)^2} \quad (1.41)$$

$$\Delta(r) = \sum_{(j,k) \in E} \left(r G_{jk}^2 - f_{j,k} \left(\frac{m}{r^4}, \frac{r}{\|r\|} \right) \right)^2 \quad (1.42)$$

Nous calculons alors les valeurs de r et $\Delta(r)$ ((1.41) et (1.42)) pour chaque solution de (1.32). Les solutions pour lesquelles r est négatif sont éliminées et la solution qui minimise Δ_{min} (1.43) est retenue.

$$\Delta_{min} = 4 \frac{\left(\sum (G_{jk}^2)^2 \right) \left(\sum (f_{j,k})^2 \right) - \left(\sum (G_{jk}^2 f_{j,k}) \right)^2}{\sum (G_{jk}^2)^2} \quad (1.43)$$

1.3.2 Implémentation numérique et précision

Cette section détaille l'implémentation numérique de la méthode d'identification de la perturbation décrite précédemment. Nous identifions ensuite les différents facteurs dont dépend sa précision.

Résolution de l'algorithme

Nous supposons que l'on dispose d'un réseau de $n > 3$ magnétomètres tri-axe placés aux coordonnées h_i , où h_0 est le centre du système.

- 1) On calcule par différences finies les gradients du premier et du second ordre sur le réseau de magnétomètres [18]. Le champ mesuré aux coordonnées h est donné par :

$$B^i(h_0 + h) = B^i(h_0) + \sum \frac{\partial B^i}{\partial j} h_j + \sum \frac{\partial^2 B^i}{\partial j^2} \frac{h_j^2}{2} + o(\|h\|^2) \quad (1.44)$$

- 2) La matrice des gradients est diagonalisée et les quatre solutions de l'équation (1.30) sont calculées.
- 3) On utilise la méthode des moindres carrés décrite au paragraphe 1.3.1 pour discriminer les solutions de (1.30) ainsi que pour le calcul du paramètre r .
- 4) Le champ perturbateur reconstruit est ensuite soustrait au champ mesuré au centre du système.
- 5) Finalement la formule (1.8) est utilisée pour calculer le cap non perturbé.

Précision de la méthode

La précision de la méthode est étudiée en prenant en compte trois sources d'erreurs particulières et dont l'impact est détaillé dans les paragraphes suivants.

- Les erreurs issues du calcul des gradients.
- Les erreurs issues de la mesure du champ magnétique.
- L'affinité du modèle dipolaire.

Impact de la précision du calcul des gradients Afin de mesurer les gradients, nous simulons un réseau de capteurs. Deux facteurs influencent la qualité de l'estimation : le nombre de capteurs ainsi que la distance entre les capteurs. La perturbation B est inversement proportionnelle à $\|r\|^3$, les gradients du premier, second et troisième ordre respectivement à $\|r\|^4$, $\|r\|^5$, and $\|r\|^6$. Le terme négligé dans les différences finies est plus petit que le second ordre d'un facteur h/r si $h/r \ll 1$. La précision de l'algorithme est proportionnelle à la précision des gradients c'est pourquoi l'erreur relative induite par la méthode des différences finies est proportionnelle à h/r si $h/r \ll 1$. La dépendance en h/r de l'erreur de reconstruction est visible dans la simulation présentée sur la figure 1.3.

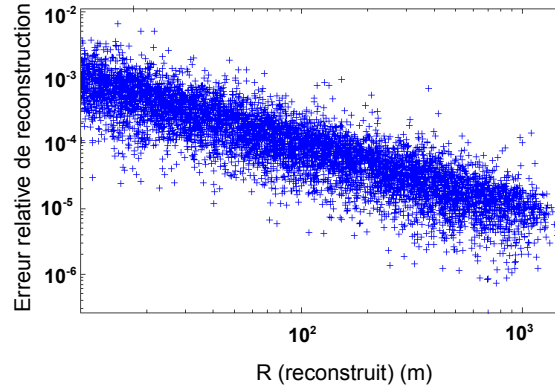


FIGURE 1.3 – Erreurs induites par la méthode des différences finies sur la reconstruction de dipôles générés aléatoirement : On retrouve bien la dépendance en h/r théorique.

Impact de la précision de la mesure du champ magnétique

Les capteurs magnétiques sont imparfaits et fournissent une mesure du champ magnétique avec une erreur résiduelle même après calibration. En notant ϵ_M l'erreur de mesure du champ magnétique, l'erreur sur le calcul des gradients s'exprime comme :

$$M(X_0 + h) - M(X_0) = hG_x + \frac{h^2}{2}\partial^2 M + \epsilon_M \quad (1.45)$$

Nous supposons le capteur suffisamment loin de la perturbation de telle sorte que l'erreur provienne principalement du calcul des gradients du second ordre. Si ceux-ci sont mesurés selon un nombre suffisant de directions (typiquement 6), nous pouvons faire l'approximation suivante :

$$\sum \left(\frac{\partial^2 B}{\partial j \partial k} \right)^2 = O \left(\frac{|B|}{r^2} \right) \quad (1.46)$$

L'erreur sur le champ reconstruit s'exprime alors comme :

$$|e_B| = O \left(|\epsilon_M| \frac{r^2}{h^2} \right) \quad (1.47)$$

La précision de l'estimation dépend des performances du système. Le biais intrinsèque des magnétomètres induit une perte de précision de l'algorithme qui augmente avec la distance à la perturbation et diminue avec la distance entre les capteurs.

Impact de l'affinité au modèle du dipôle

La dernière source d'erreur est liée au modèle du dipôle magnétique. Ce modèle n'est pertinent que lorsque la taille de l'objet est négligeable devant la distance entre la source et l'observateur. Le modèle ne sera donc plus une bonne approximation si le capteur est trop près de la source. De plus la distance minimale à laquelle le modèle est pertinent est très dépendante de la taille et la forme de l'objet et ne peut être déterminée que par l'expérimentation.

Les différentes causes d'erreurs diminuent la précision de la reconstruction de manière opposée, en fonction de la qualité des capteurs et de la forme de la perturbation.

- L'impact de l'affinité au modèle du dipôle diminue la précision si la source est trop proche.
- Un défaut de la précision des mesures magnétiques et du calcul des gradients altère la précision si la source est trop éloignée.

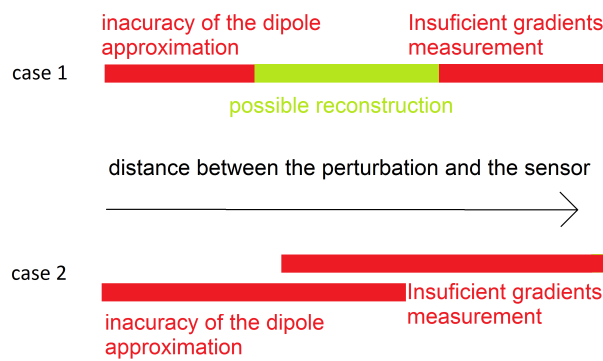


FIGURE 1.4 – *Impact de la distance sur la précision de la reconstruction. Cas 1 : Les capteurs sont précis et la perturbation est proche du modèle dipôle. L'algorithme est alors précis dans un certain intervalle de distance représenté par la zone verte. Cas 2) : Les deux zones se chevauchent et l'algorithme n'est jamais précis.*

Compte tenu de ce qui précède, deux cas de reconstruction peuvent se produire (voir figure 1.4) :

- Cas 1 : Les capteurs sont précis et la perturbation est proche du modèle dipôle. L'algorithme est alors précis dans un certain intervalle de distance représenté par la zone verte.
- Cas 2 : Les deux zones se chevauchent et l'algorithme n'est jamais précis.

1.3.3 Validations expérimentales et résultats

Dans cette partie, nous effectuons une série de mesures dans le but de comparer dans un premier temps le modèle théorique à des perturbations magnétiques en situation réelle et dans un second temps d'évaluer l'efficacité de la méthode de reconstruction. Le champ magnétique mesuré autour de différents objets est d'abord comparé au modèle du dipôle et ensuite utilisé pour l'algorithme de reconstruction. Les couleurs des figures de (1.6a) à (1.11) correspondent aux différents objets testés comme source de perturbation. Ils sont choisis de taille et forme différentes. **Pour des questions de confidentialité sur les applications utilisant ces algorithmes de calcul, nous éviterons de donner une description précise des objets testés. Ceux-ci sont choisis de taille et forme diverse et contiennent différents matériaux ferromagnétiques en différentes quantités**

Dispositif expérimental

Le système utilisé dans les expériences et représenté figure (1.5), consiste en une carte de 7 cm de côté sur laquelle sont disposés 5 magnétomètres tri-axe Honeywell HMC1021/1022. Les magnétomètres offrent une précision de 100 μG après calibration [19, 20].

Dipôle magnétique

Les figures de (1.6a) à (1.6c) représentent le champ magnétique et ses dérivées spatiales obtenues expérimentalement pour les différents objets. Nous remarquons que les points forment deux droites : une horizontale et une oblique qui correspond à la relation linéaire attendue. La partie horizontale correspond aux points où le champ est plus faible que l'incertitude de mesure. Dans les figures (1.7a) to (1.7c), nous avons enlevé les points avec un rapport signal/bruit trop faible. On remarque une forte disparité dans les objets : certains dévient fortement du modèle du dipôle même à longue distance. Cette série de mesures confirme que la précision est perdue pour des distances trop courtes ou trop longues.

Méthode de reconstruction

Nous appliquons désormais la méthode de reconstruction aux données expérimentales. Le champ perturbateur ainsi que la distance sont mesurés expérimentalement. Les figures (1.8) et (1.9) comparent les valeurs mesurées et reconstruites. La reconstruction n'est pas satisfaisante pour les longues distances, cependant pour les perturbations situées entre 10 et 50 cm nous pouvons obtenir une reconstruction pouvant atteindre une précision de 20%.

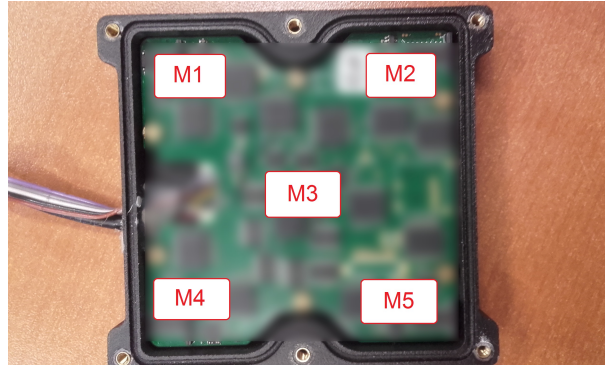


FIGURE 1.5 – *Setup expérimental contenant 5 magnétomètres triaxe snumerotés de M1 a M5. Le circuit imprime accueillant les magnetometres est volontairement flouté.*

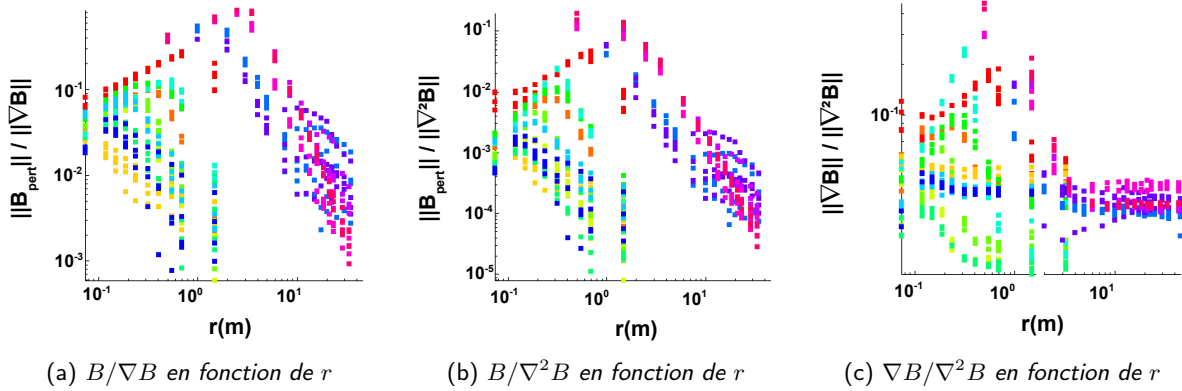


FIGURE 1.6 – *Etude du champ magnétique produit par divers objets. Les différentes couleurs correspondent chacune à un des objets testés. On remarque que de nombreux objets ne reproduisent pas l'allure linéaire caractéristique d'un dipôle.*

Erreur de déviation

Afin d'évaluer l'erreur de déviation, nous avons soustrait le champ reconstruit au champ mesuré et nous utilisons la formule (1.8) pour obtenir le cap corrigé. Les erreurs résiduelles sont présentées sur la figure (1.10) sur laquelle la zone rouge correspond à une dégradation du signal et la zone verte à une correction adéquate.

Si nous opérons un zoom sur la partie entre 1 et 70 mrad (fig. (1.11)), nous observons que l'algorithme proposé réussit à réduire de manière significative l'erreur de cap pour certains objets (vert, orange, jaune). Cependant nombre d'objets sont peu ou pas affectés par l'opération.

Conclusions

Les résultats montrent que le modèle du dipôle ne permet pas de décrire toutes les perturbations. De plus les perturbations dont la signature est proche d'un dipôle doivent être assez éloignées du capteur pour que le modèle demeure valide (typiquement une distance de 20 cm). Si cette dernière condition est remplie, l'expérience montre que la méthode permet de réduire significativement l'erreur de cap (jusqu'à 80% de réduction) si la perturbation est située à une distance entre 20 et 50 cm du réseau de capteurs. La plage sur laquelle la méthode est efficace peut être largement augmentée en améliorant la sensibilité du dispositif de mesure (magnétomètres). Des pistes réelles d'améliorations possibles seront abordées dans la suite de ce document. Cet algorithme dont les performances se situent au dessus de l'état de l'art pour la gestion des perturbations magnétiques a donné lieu à la soumission d'un article dans un journal à comité de lecture (l'article tel que

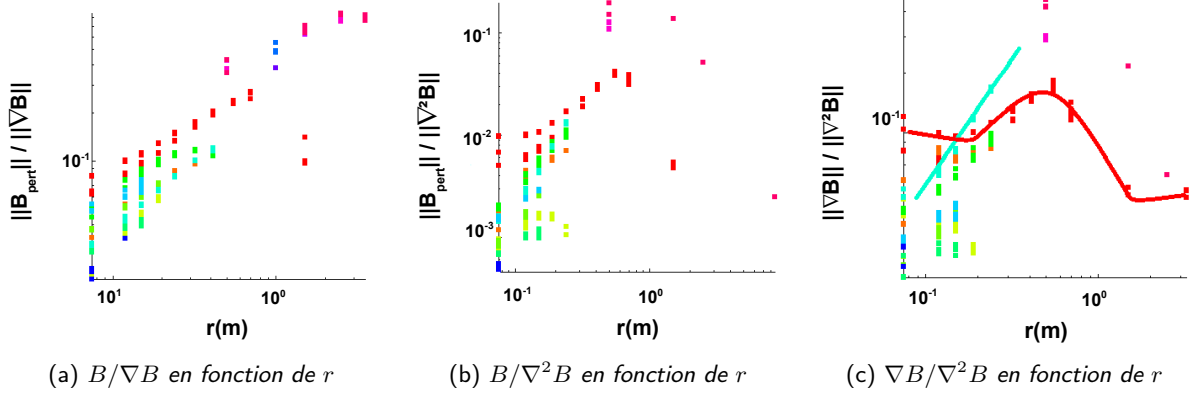


FIGURE 1.7 – Etude du champ magnétique produit par divers objets. Nous avons, cette fois, ôté les points dont le rapport signal/bruit était trop faible. Certains objets affichent la caractéristique linéaire correspondant au modèle du dipôle mais certains dévient fortement de ce modèle même à longue distance.

soumis est donné dans les annexes à la fin du manuscrit).

1.4 Quels magnétomètres pour la navigation ?

Les applications présentées dans ce chapitre et qui intéressent la société Sysnav nécessitent des magnétomètres dont les performances se situent au niveau de l'état de l'art des capteurs magnétiques accessibles sur le marché, ou nécessitant des performances supérieures, voire ultimes. En guise de conclusion du chapitre, nous faisons une revue des spécifications requises par l'établissement du cahier des charges à remplir pour de tels magnétomètres. La volonté et le besoin de développer des capteurs magnétiques ultrasensibles ainsi que leur caractérisation (sensibilité, bruit, détectivité en champ, résolution et précision angulaire) constituent ici le coeur de ce travail de thèse. La plupart des magnétomètres décrits dans le chapitre 2 sont des candidats pour les applications dans la navigation décrites ici. Le choix des magnétomètres demeure un compromis entre sensibilité, linéarité, taille, consommation et autres contraintes ou avantages spécifiques de la technologie choisie. Par exemple si le coût, la taille et la consommation ne sont pas une contrainte, les fluxgates sont la solution privilégiée. Au contraire si le coût est prioritaire par rapport à la performance, le choix se portera plutôt sur des capteurs à effet Hall. Egalement, les applications décrites dans les parties précédentes nécessitent en général un réseau de capteurs pour mesurer des gradients du champ magnétique. La distance minimale entre deux capteurs pour mesurer un gradient avec la précision adéquate dépend de la précision des capteurs : plus les capteurs utilisés sont précis et plus la taille du réseau pourra être réduite. D'autre part, il s'agit d'applications embarquées ce qui implique que les capteurs choisis devront être robustes et consommer peu d'énergie.

Le tableau (1.1) donne la liste des spécifications pour magnétomètres utilisés pour un réseau de capteurs de 7 cm de côté pouvant servir de support à un système de navigation magnéto-inertielle ayant une précision en position de 1% de la distance parcourue. On note que toute amélioration de la sensibilité des magnétomètres est la bienvenue : en effet dans cette situation nous pouvons soit augmenter la précision du système soit réduire la taille du réseau de magnétomètres pour une miniaturisation du système.

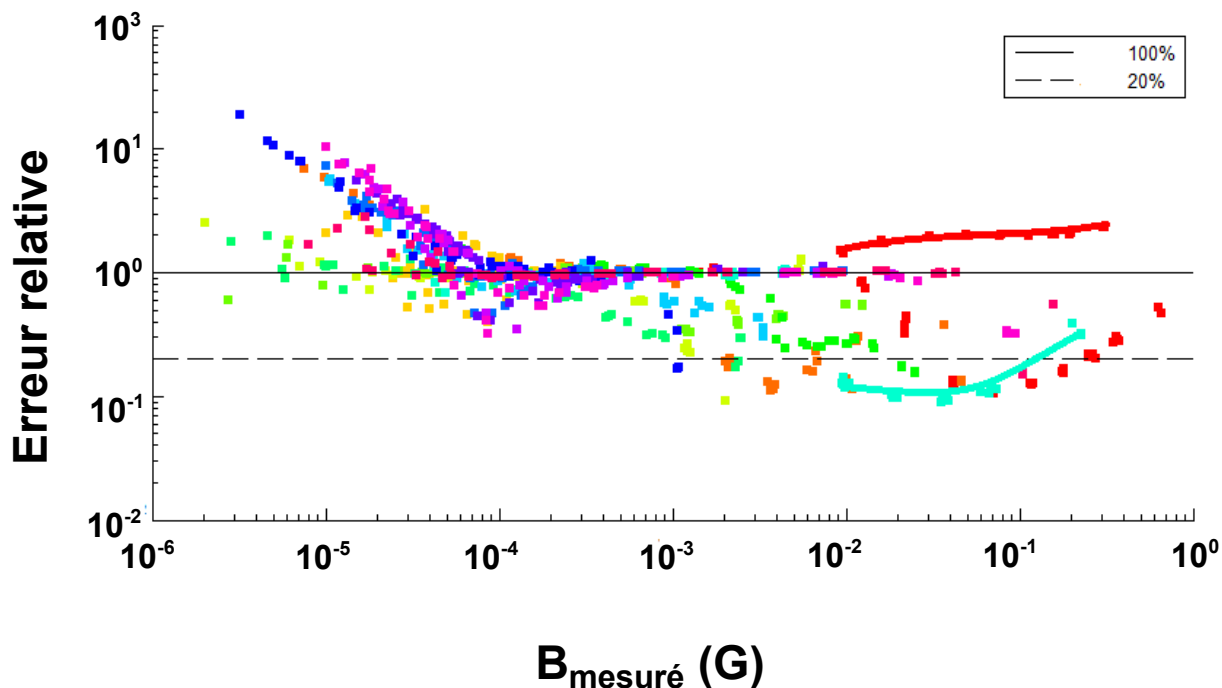


FIGURE 1.8 – Erreur relative après reconstruction du champ : La reconstruction n'est pas satisfaisante pour les longues distances, cependant pour les perturbations situées entre 10 et 50 cm nous pouvons obtenir une reconstruction pouvant atteindre une précision de 20%.

Caractéristiques	conditions	minimum	important	souhaité	unités
Gamme de champ		+/-1	+/-2	+/-6	G
Linéarité	fit linéaire sur 1G	0.1	0.05	0.01	% pleine échelle
Hystérésis	balayage sur 2G	0.2	0.08	0.01	% pleine échelle
Bruit	1Hz	60	30	10	μ G
Resolution	10Hz	100	50	10	μ G
Bande passante	borne supérieure	0.1	1	2	kHz
Sensibilité thermique	de 10 à 70°C	+/-0.1	+/-0.05	+/-0.01	%/°C
Effet cross-axe	$H_{\perp}=1$ G	0.6	0.3	0.1	%

TABLE 1.1 – Spécifications requises des magnétomètres pour une utilisation en navigation magnéto-inertielle

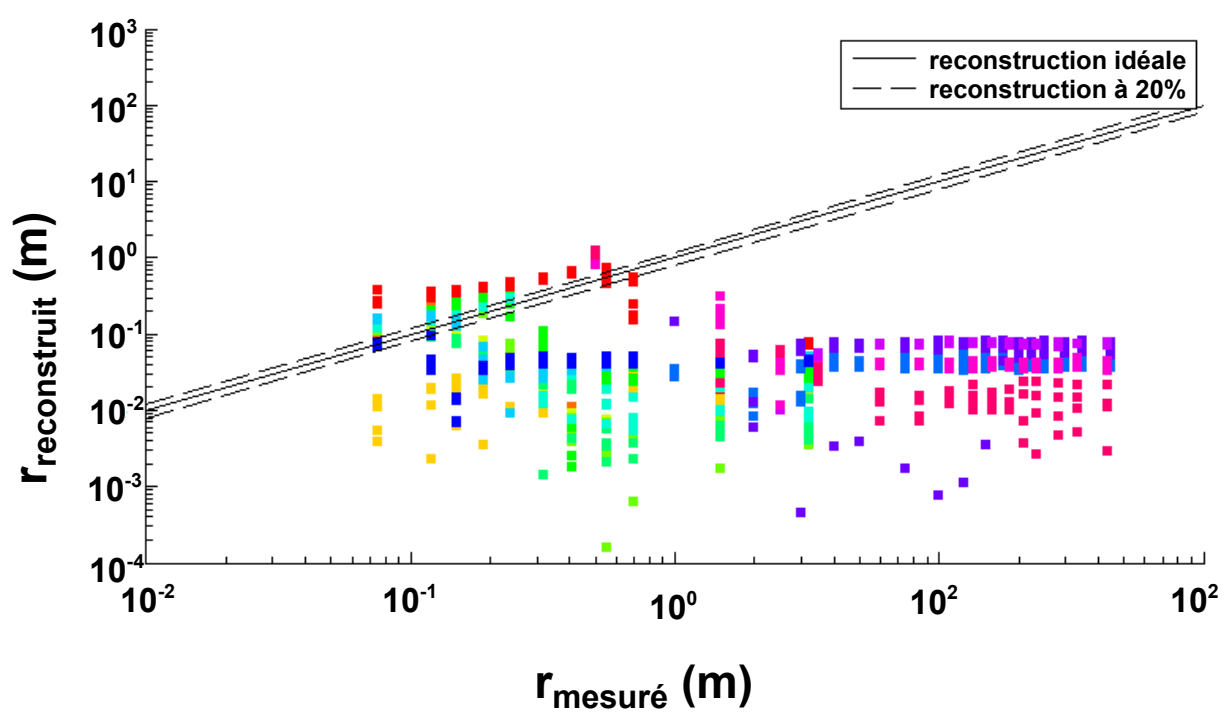


FIGURE 1.9 – Distance reconstruite par l'algorithme : on observe que l'algorithme donne de bonnes performances pour certains objets dans la gamme de distance de l'ordre de la dizaine de cm

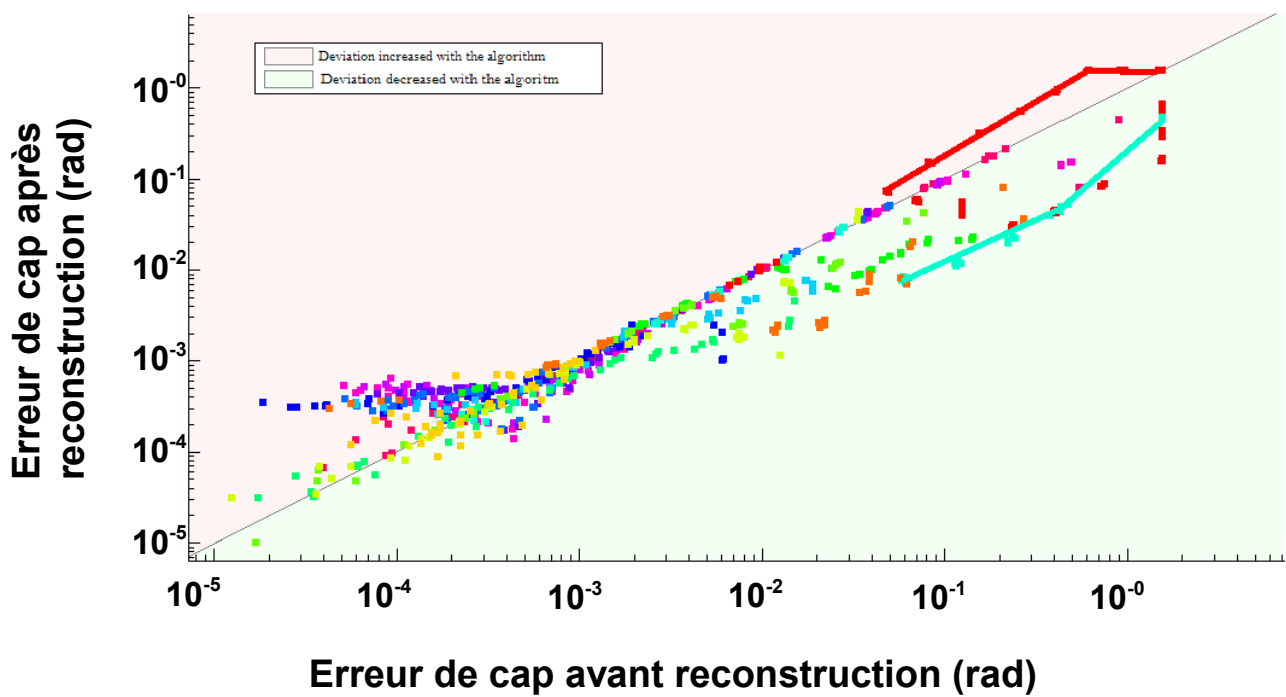


FIGURE 1.10 – Déviation avant/après la reconstruction : la zone verte correspond à une amélioration du cap par l'algorithme et la zone rouge correspond à une dégradation.

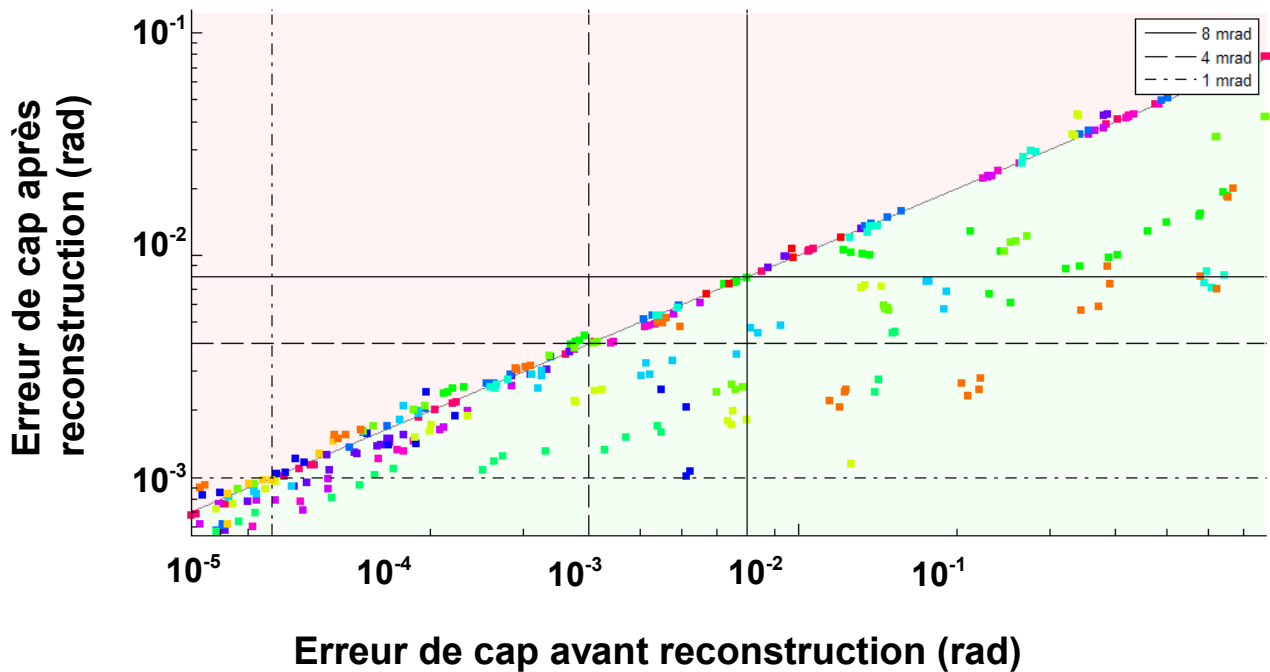


FIGURE 1.11 – Déviation avant/après la reconstruction : zoom dans la zone où la reconstruction est bonne pour certains objets.

Chapitre 2

Etat de l'art des capteurs magnétiques

Introduction

Les capteurs magnétiques sont aujourd'hui présents dans un nombre toujours plus grand d'applications. On les trouve dans tous les domaines de l'industrie, de la recherche et des nanotechnologies. Après des décennies de développement, le marché propose une grande variété de capteurs qui permettent de mesurer une gamme étendue de champs magnétiques, du Tesla au femtoTesla avec une grande fiabilité. La demande, la provision et le marché de magnétomètres plus précis et plus performants sont assurés par les avancées technologiques dans le domaine des mémoires magnétiques, de la recherche spatiale, du biomédical, de la navigation sans pour autant être exhaustif.

Ici, nous cherchons à concevoir un magnétomètre pour les applications de navigation. Dans un premier temps, nous allons détailler les divers mécanismes et phénomènes physiques intervenant dans le fonctionnement des diverses technologies de capteurs magnétiques. En effet, une compréhension poussée de ces mécanismes est nécessaire si nous voulons adapter de tels capteurs à l'application visée. Nous présenterons ensuite un (bref) état de l'art des performances obtenues par les différentes technologies de capteurs afin de déterminer les solutions et prototypes les plus adaptés pour la navigation.

2.1 Propriétés physiques des matériaux magnétiques en couches minces et ingénierie matériaux

2.1.1 Energie d'interaction et magnétostatique

Les matériaux magnétiques ont la propriété de posséder un moment magnétique permanent par atome. Dans une approche de milieu continu, la norme de ce moment magnétique est égale en chaque point à l'aimantation à saturation, celle calculée en moyenne sur chaque site atomique. Les moments magnétiques ont tendance à s'orienter parallèlement entre eux dans le cas des matériaux ferromagnétiques. La direction préférentielle de l'aimantation globale est fixée par le minimum de la fonctionnelle d'énergie, somme de toutes les contributions énergétiques formant l'énergie libre. Les lecteurs pourront, à cet effet, se référer à certains ouvrages de référence traitant des matériaux magnétiques [21, 22, 23, 24, 25]. Nous faisons ici un court inventaire de toutes les contributions énergétiques présentes dans un échantillon magnétique. Ces diverses contributions énergétiques seront utiles plus loin pour établir les réponses magnétiques et électriques à attendre d'un échantillon magnétique selon le critère de minimisation d'énergie.

Energie d'échange

L'interaction d'échange est un phénomène d'origine quantique, provenant des interactions coulombiennes électron - électron, ayant pour effet d'aligner selon une direction unique les moments magnétiques atomiques pour former une configuration magnétique parallèle (matériau magnétique) ou antiparallèle (matériau antiferromagnétique). Concernant les matériaux ferromagnétiques utilisés dans les AMR (Co, Fe, Ni ou leurs alliages), l'aimantation est alignée selon une unique direction à température nulle, de même qu'à l'ambiante pour des températures critiques (température de Curie, T_C) élevées. Nous avons alors :

$$E_{ech} = - \sum_{i \neq j} J_{ech} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.1)$$

où E_{ech} représente l'énergie d'échange, $\vec{S}_i$ et $\vec{S}_j$ sont les moments de spin des électrons échangés et J_{ech} représente la constante d'échange dépendante du matériau [22]. En transposant cette énergie du modèle discret à un modèle continu, l'énergie d'échange devient proportionnelle au gradient de l'aimantation selon l'expression :

$$E_{ech} = \frac{A_{ech}}{M_S^2} \int ||\vec{\nabla} \cdot \vec{M}||^2 dV \quad (2.2)$$

où A_{ech} est la constante d'échange par unité de volume dépendant du matériau et $\vec{M}$ est l'aimantation vectorielle du matériau. Cette énergie n'entre pas en jeu dans un modèle macrospin, utilisé notamment ici dans le cas des capteurs magnétiques, pour lequel l'aimantation reste spatialement uniforme (cas monodomaine).

Energie de Zeeman

L'énergie Zeeman représente l'énergie d'interaction entre le champ magnétique $\vec{H}_{ext}$ et l'aimantation. Cette énergie est la cause principale de la déviation ou rotation de l'aimantation par un champ magnétique extérieur, elle est au coeur du fonctionnement des capteurs magnétiques.

$$E_Z = -\mu_0 \int \vec{M} \cdot \vec{H}_{ext} dV \quad (2.3)$$

Cette énergie est dérivée du hamiltonien relativiste de Pauli-Dirac [26]. Elle est d'origine purement dipolaire selon une image plus classique. μ_0 représente ici la perméabilité magnétique du vide dans les notations du système international.

Energie du champ démagnétisant

Le champ démagnétisant $\vec{H}_d$ est le champ créé par les moments magnétiques du matériau dans le matériau lui-même. Il est appelé ainsi car il tend à s'opposer à l'aimantation dans l'échantillon dans le cas d'une configuration d'aimantation uniforme. L'énergie caractéristique s'écrit :

$$E_d = \frac{\mu_0}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{H}_d dV \quad (2.4)$$

où le facteur 2 est un facteur numérique introduit pour éviter le double comptage. Le champ démagnétisant local dépend de l'aimantation de tout le solide, il est donc très dépendant de la taille ainsi que de la forme de celui-ci, on l'appelle aussi champ d'anisotropie de forme ou anisotropie de forme. Le champ de désaimantation ou champ démagnétisant s'obtient à partir d'un potentiel U selon :

$$\vec{H}_d = -\vec{\nabla}_r U \quad (2.5)$$

avec

$$U(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \iiint \frac{\vec{\nabla}_{r'} \cdot \vec{M}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' + \frac{1}{4\pi} \iint \frac{\vec{M} \cdot \vec{n}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS' \quad (2.6)$$

La première intégrale est sur le volume (d^3r') de l'échantillon et la seconde sur sa surface (dS'). r' est le point d'intégration et $\vec{n}$ la normale à ce point. On remarque que le champ a tendance à s'opposer à l'aimantation de manière plus forte dans la direction où les surfaces sont les plus proches ce qui a pour effet de conduire à une aimantation s'orientant selon la plus grande dimension de l'objet.

cas de l'ellipsoïde

Beaucoup d'objets magnétiques (sphère, film mince, fil) peuvent se représenter par une ellipsoïde. Dans le cas d'une ellipsoïde d'aimantation uniforme, le champ démagnétisant à l'intérieur du solide est uniforme et donné par la formule d'Osborn [27] selon :

$$\vec{H}_d = -\bar{\bar{L}} \vec{M} \quad (2.7)$$

avec

$$\bar{\bar{L}} = \begin{pmatrix} L_a & 0 & 0 \\ 0 & L_b & 0 \\ 0 & 0 & L_c \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

représente la matrice du champ démagnétisant dans la base de l'ellipse de demi-axes a , b et c . Si on a $a > b \gg c$ alors $L_c \gg L_b > L_a$ avec :

$$L_a = \frac{c}{a} (1 - e^2)^{\frac{1}{2}} \frac{K - E}{e^2} \quad (2.9)$$

$$L_b = \frac{c}{a} \frac{E - (1 - e^2)K}{e^2(1 - e^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.10)$$

$$L_c = 1 - \frac{cE}{a(1 - e^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.11)$$

où $K(e) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 \theta}}$ et $E = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - e^2 \sin^2 \theta} d\theta$ sont les intégrales elliptiques de première et deuxième espèce d'argument :

$$e = \left(1 - \frac{b^2}{a^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

On doit noter que pour une forme ellipsoïde, les champs démagnétisants répondent à la condition $L_a + L_b + L_c = 1$. Pour une forme ellipsoïde aplatie avec $c \ll a, b$, nous avons de plus $L_a \propto \frac{c}{b}$ et $L_b \propto \frac{c}{a}$, c'est à dire que les coefficients du champ démagnétisant dans le plan définie par les grands axes (dimensions) de l'ellipse, L_a et L_b , s'estompent comme la dimension du petit axe (épaisseur pour les films minces).

L'énergie de désaimantation ou énergie de forme est donc minimale si l'aimantation est alignée avec la direction du grand axe de l'élément magnétique. Dans un échantillon de type couche mince, le champ démagnétisant est très fort dans la direction de la normale (c) ce qui a généralement pour effet de contraindre l'aimantation dans le plan. Ce phénomène est bien à l'origine de l'aimantation planaire des couches minces en l'absence de haute anisotropie d'interface ou de surface [21]. Ce terme est prépondérant dans le sens où il représente le terme moteur pour obtenir une configuration monodomaine au détriment de l'apparition de domaines et de parois magnétiques du fait d'une anisotropie de forme planaire. Typiquement dans nos structures à base de NiFe, une configuration monodomaine sera établie pour des épaisseurs de l'ordre de 10 nm alors qu'une configuration multidomaine apparaîtra pour des épaisseurs plus faibles. Ces parois, comme nous le verrons dans les applications GMR dans ce manuscrit, ont en effet la particularité d'introduire un bruit magnétique important à basse fréquence.

Anisotropie magnétocristalline

Au niveau du réseau cristallin, toutes les directions du cristal ne sont pas équivalentes pour l'aimantation. L'aimantation des matériaux magnétiques a tendance à s'aligner selon certains axes remarquables de la maille cristalline. On parle d'anisotropie magnétocristalline. Cette énergie magnétocristalline tient son origine du couplage spin-orbite [28]. Si l'échantillon possède une structure amorphe, ou grandement polycristalline, ce terme devient négligeable, et il est fortement réduit pour les matériaux doux étudiés dans ce manuscrit (NiFe, CoZrNb).

Anisotropie magnéto-élastique

Lorsque l'échantillon est soumis à une contrainte mécanique ou à une déformation du réseau cristallin (dépôt de couches minces sur un substrat de paramètre de maille différent par exemple), sa susceptibilité magnétique va augmenter ou diminuer selon le matériau. On appelle ce phénomène la magnétostriction ou magnétoélasticité [24, 29]. Si le stress n'est pas isotrope, la magnétostriction devient anisotrope. Cependant un élément magnétique de permalloy [Ni(80%)Fe(20%)] possède une magnétostriction théorique nulle : les alliages fer-nickel possèdent une magnétostriction positive pour plus de 80% de nickel et négative sinon. Les contraintes sur l'échantillon sont donc supposées faibles dans le cas de l'AMR. L'anisotropie magnétoélastique peut être néfaste pour l'obtention d'un signal magnétique et électrique parfaitement contrôlé. Ce terme sera toutefois négligé dans la suite de ce travail et dans ce manuscrit.

2.1.2 Modèle de Stoner-Wolfarth

Le modèle de Stoner-Wolfarth [30] décrit la façon dont l'aimantation d'un matériau réagit à un champ magnétique extérieur en considérant l'ensemble des énergies mises en jeu dans le cadre d'un modèle pleinement mono-domaine. Nous négligeons donc la présence possible de parois magnétiques [31] comme il sera le cas dans nos structures et dispositifs à épaisseur de Py supérieure ou égale à 5 nm. Je décris ici en détail la façon de traiter le problème magnétique d'un matériau homogène, monodomaine soumis à différents champs magnétiques extérieurs ou effectifs. Ce traitement sous forme de minimisation d'énergie est particulièrement intéressant dans le sens où il permet de déterminer la stabilité de la configuration magnétique sous champ magnétique et par la suite la réponse électrique des dispositifs AMR et GMR décrits plus loin.

Description du modèle

Soit un échantillon magnétique mono-domaine d'aimantation à saturation $|\vec{M}|$ soumis à un champ magnétique extérieur $\vec{H}_{ext}$ et à une anisotropie de forme. Son énergie volumique est alors donnée par les contributions suivantes :

- L'énergie d'échange : nulle car l'échantillon est mono-domaine donc $E_{ech} = 0$.
- L'énergie de Zeeman due au champ extérieur : $E_z = -\mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_{ext}$
- L'énergie démagnétisante qui, comme l'échantillon possède une forme elliptique est donnée par $E_a = K \sin^2 \theta$ où K est la constante d'anisotropie de forme et θ est l'angle entre l'aimantation et le grand axe de ellipsoïde.

La direction d'aimantation θ est alors un minimum stable de l'énergie $E = K \sin^2 \theta - \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_{ext}$. Pour un champ extérieur donné, cette énergie possède deux minima locaux correspondant à deux directions d'aimantation. La direction d'aimantation dépend non seulement du champ magnétique extérieur mais aussi de son histoire magnétique : d'où le phénomène d'hystérésis magnétique.

Le cycle d'aimantation

La représentation classique des solutions du modèle précédent consiste en une série de graphiques appelés cycles d'hystérésis. Les cycles d'hystérésis représentent la dépendance de l'aimantation mesurée généralement dans la direction du champ magnétique appliqué lorsque l'on fait varier l'intensité de ce dernier dans un sens puis dans l'autre selon une direction particulière. L'abscisse représente l'amplitude du champ appliqué et l'ordonnée représente le sinus de l'angle entre l'aimantation et le champ extérieur où la projection de l'aimantation dans la direction étudiée. Les géométries de cycle les plus importantes sont celles dans la direction parallèle à la direction privilégiée appelé axe facile et celle dans la direction perpendiculaire, direction appelée axe difficile.

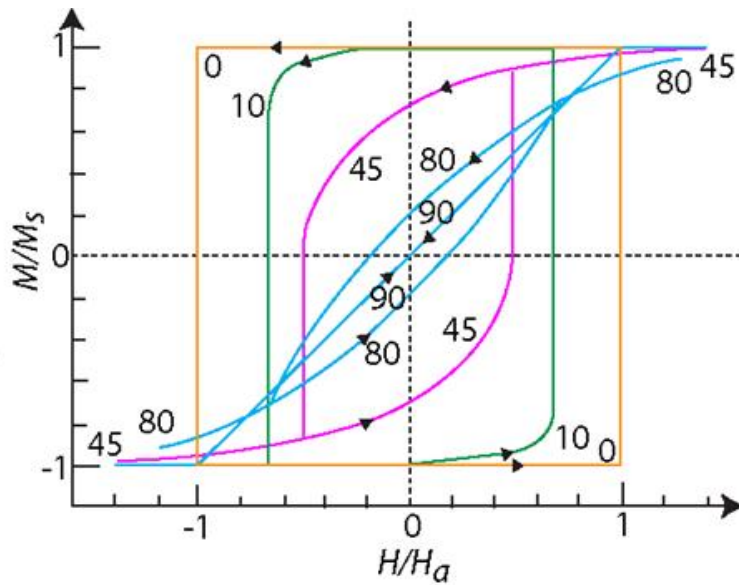


FIGURE 2.1 – Cycles d'aimantation dans le cas d'une anisotropie uniaxiale. Les différentes courbes d'hystérésis représentent les caractéristiques $M(H)$ avec la composante M parallèle à H pour différents angles de balayage du champ magnétique [32].

Le cycle d'aimantation sert généralement à caractériser les forces et les couples magnétiques en présence ainsi qu'à quantifier les champs magnétiques de renversement pour les opérations de set/reset sur les capteurs magnétiques, comme décrites dans le chapitre 4. Si le champ est parfaitement aligné selon l'axe difficile, les deux solutions du modèle de S-W sont symétriques. Si le champ est orienté selon l'axe facile, les seules solutions correspondent à une aimantation parallèle ou antiparallèle au champ magnétique extérieur. Si l'aimantation est initialement antiparallèle au champ, il conviendra d'appliquer un champ suffisamment fort pour retourner ou commuter l'aimantation.

Le champ de retournement est lié à l'anisotropie uniaxiale selon

$$H_{\text{retournement}} = \frac{2K}{\mu_0 M} \quad (2.13)$$

Afin d'obtenir les courbes théoriques à partir du modèle de Stoner-Wolfarth nous considérons le problème inverse beaucoup plus simple à résoudre et répondant à la question : quel valeur champ faut-il appliquer dans une direction donnée (faisant un angle ϕ avec l'axe x) pour obtenir l'angle d'aimantation θ ? Dans le cas d'une anisotropie uniaxe, ce problème se résout en considérant l'expression suivante :

$$H = \frac{K \cos \theta \sin \theta}{\mu_0 M \cos(\theta - \phi)} \quad (2.14)$$

Notons qu'il existe un autre moyen de contrôler l'aimantation : il s'agit de l'injection d'un courant polarisé en spin. Cette méthode sera détaillée dans le chapitre 6 traitant d'un cas expérimental particulier, celui du pont à spin-torque.

2.1.3 Couplage d'échange unidirectionnel

Afin de maintenir la couche dure d'une tricoche GMR ou TMR selon une direction donnée, on utilise généralement les propriétés d'anisotropie d'échange. En effet, au sein d'une structure GMR, de type tricoche ferromagnétique dur/cuivre/ferromagnétique doux (FM/Cu/FM), le ferromagnétique dur joue le rôle de polarisateur de courant dont la direction d'aimantation doit rester insensible à l'application d'un champ magnétique extérieur. Au contraire, le ferromagnétique doux doit pouvoir s'aligner avec une grande sensibilité, sur le champ magnétique extérieur à sonder. En contact avec un matériau antiferromagnétique et en raison de l'interaction d'échange à l'interface, un matériau ferromagnétique va présenter une direction privilégiée (généralement après un procédé de recuit).

Principe physique de l'anisotropie d'échange

L'interaction d'échange a été découverte en 1956 mais son intérêt technologique n'a été révélé qu'avec l'arrivée de la spintronique dans les années 1990 avec le développement des vannes de spin [33]. La compréhension théorique assez complète du phénomène de l'anisotropie d'échange a constitué un défi pendant plusieurs décennies. En effet le modèle simple illustré figure (2.2) selon lequel les spin des couches antiferromagnétiques et ferromagnétiques sont alignés à l'interface et couplés par un terme d'échange spin-spin conduirait à un couplage bien supérieur à celui mesuré.

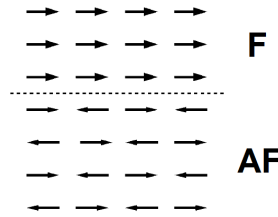


FIGURE 2.2 – Modèle simple du couplage d'échange : les flèches représentent la direction d'aimantation dans le matériau ferromagnétique F (au dessus du trait pointillé) et le matériau antiferromagnétique AF (sous le trait pointillé.) [34]

De plus, nous observons certaines caractéristiques supplémentaires témoignant de la complexité du phénomène : l'existence d'une température de blocage (T_B) pour les couches fines antiferromagnétiques inférieure à la température de Néel (T_N) du matériau massif (température où le matériau AF perd ses propriétés magnétiques, équivalent de la température de Curie T_C , température critique pour les matériaux ferromagnétiques) au delà de laquelle le couplage magnétique disparaît. La diminution de H_e au fur et à mesure des mesures de couplage et des cyclages, ainsi qu'une forte dépendance de H_e avec la température de recuit, suggèrent que l'interface est en équilibre métastable. Au cours des années depuis la découverte de l'anisotropie d'échange (ou exchange bias) par Meiklejohn et Bean en 1959, de nombreux modèles physiques ont été proposés pour comprendre ce phénomène.

- Les premiers modèles par Meiklejohn [35] en 1962 puis Néel [36] en 1967 supposent une rotation cohérente de l'aimantation dans les couches F et AF ainsi qu'une interface lisse où l'aimantation est uniforme. En minimisant les

différentes énergies on trouve un champ d'échange effectif H_E qui s'écrit comme suit :

$$H_E = \frac{J_{F/AF}}{a^2 M_F t_F} \quad (2.15)$$

où $J_{F/AF}$ est la constante énergétique d'échange, a le paramètre cristallin, M_F l'aimantation à saturation de la couche ferromagnétique et t_F son épaisseur. Cette valeur de H_E est supérieure à la valeur mesurée de plusieurs ordres de grandeur.

- Le modèle de Malozemoff [37] de 1987 est basé sur la supposition d'une interface à la rugosité aléatoire qui agit sur les spin de l'interface causant l'anisotropie uniaxiale. Il prédit l'apparition de domaines demi-sphériques dans la

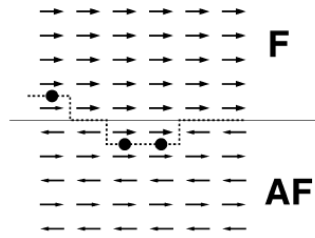


FIGURE 2.3 – *Modèle de l'interface rugueuse entre un matériau ferromagnétique et antiferromagnétique (la ligne pointillée représente l'interface.)*[34]

couche antiferromagnétique et permet de calculer une valeur de H_E comparable à celles mesurées selon l'expression :

$$H_E = \frac{2}{M_F t_F} \sqrt{\frac{J_{AF} K_{AF}}{a}} \quad (2.16)$$

où K_{AF} est l'anisotropie de la couche antiferromagnétique et J_{AF} l'énergie d'échange.

- Le modèle de Mauri [38] publié peu après revient à l'idée d'une interface plane où l'aimantation reste uniforme et suppose que la couche antiferromagnétique se comporte comme une paroi de domaine.
- En 1997, Koon [39] parvient à démontrer par des calculs micromagnétiques que l'aimantation dans la couche ferromagnétique est perpendiculaire à l'axe facile d'aimantation de la couche antiferromagnétique. Les moments magnétiques dans la couche apparaissent désorientés de quelques degrés vis à vis de leur directions d'équilibre nominale ce qui crée le couplage d'échange (Figure 2.4).

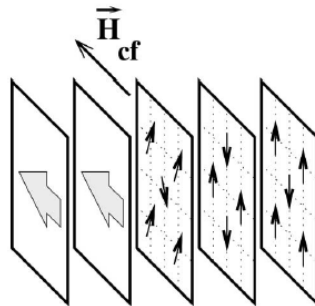


FIGURE 2.4 – *Illustration du modèle de Koon [34] : les moments magnétiques dans la masse du matériau antiferromagnétique sont perpendiculaires à l'aimantation de matériau ferromagnétique. Leur direction est modifiée au voisinage de l'interface.*

- Les modèles suivants [40] [41] [34], plus complexes, reprennent et généralisent les modèles de Malozemoff et Koon pour prédire de manière plus précise le comportement et l'anisotropie d'échange de la bi-couche F/AF.

Procédé de fabrication d'une anisotropie d'échange

Afin de produire et fixer la direction de l'anisotropie d'échange dans les bicouches, nous avons adopté la méthode du traitement thermique sous champ magnétique. Il convient de réaliser des traitements thermiques adéquats (recuits) sur les deux couches superposées au dessus de la température de blocage. Nous appliquons en même temps un fort champ magnétique (1 T), l'aimantation dans la couche ferromagnétique s'aligne alors sur ce champ. Nous réalisons ensuite une rampe en descente en température tout en maintenant le champ magnétique, la couche ferromagnétique agit alors par interaction d'échange sur la couche antiferromagnétique dont les moments à l'interface auront alors tendance à s'ordonner localement et partiellement pour créer le couplage AF/F. Je décris ici les conditions de recuit particulières pour obtenir une anisotropie d'échange dans le système IrMn/Co/Cu/NiFe utilisé plus loin. Les conditions typiques sont un recuit sous un champ de 1 T permanent à une température optimale de 200°C avec un cycle thermique décrit dans la figure (2.5)

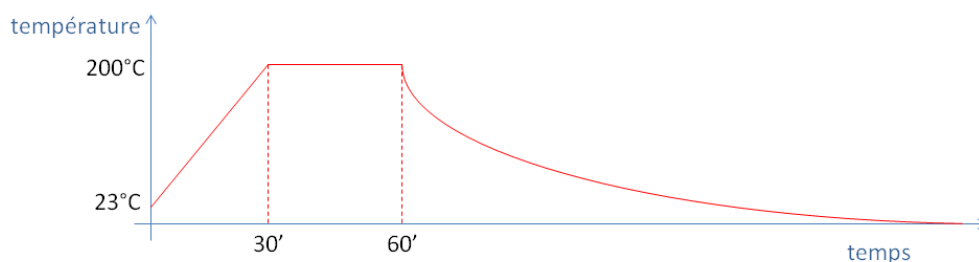


FIGURE 2.5 – Cycle caractéristique de recuit mis en oeuvre à l'unité mixte CNRS-THALES.

Dans les technologies récentes pour la fabrication de capteurs magnétiques, il est généralement préférable d'utiliser des structures antiferromagnétiques synthétiques (SAF) afin d'éviter les champs parasites liés aux champs de fuite d'originedipolaires (stray field) et permet compenser les interactions magnétostatique et de type RKKY en jouant sur les épaisseurs. [42]. Dans un SAF la couche dure interagit par couplage magnétostatique avec la couche ferromagnétique dont l'aimantation est fixée par couplage d'échange (figure (2.6)).

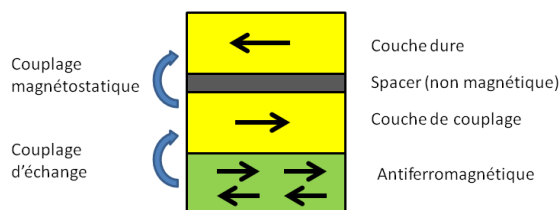


FIGURE 2.6 – Structure d'un antiferromagnétique synthétique constitué de deux couches ferromagnétiques séparées par un espaceur [42].

2.1.4 Vannes de spin

La vanne de spin (spin-valve en anglais) est une structure proposée et développée initialement par IBM au début des années 90 [33]. Ce dispositif est basé sur une structure simple : deux couches ferromagnétiques séparées par une couche non magnétique, métallique ou isolante. Dans la vanne de spin, une des électrodes ferromagnétiques est utilisée comme électrode de référence et son aimantation est maintenue selon une direction généralement fixée par couplage d'échange. La deuxième électrode possède une aimantation libre de tourner en fonction du champ magnétique extérieur. Cette fonctionnalité décrit parfaitement la fonction de transfert recherchée pour le capteur magnétique.

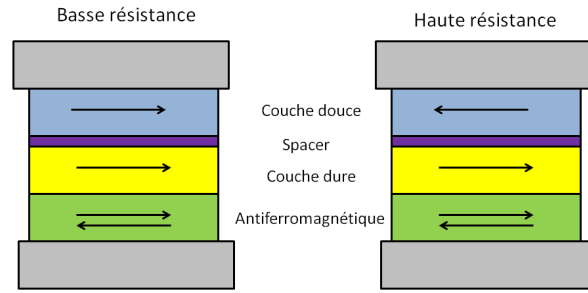


FIGURE 2.7 – Structure d'une vanne de spin : en vert la couche douce ou couche libre, en violet l'espaceur (conducteur dans une GMR et isolant dans une TMR) et en bleu la couche dure fixée par anisotropie d'échange.

2.2 Principe physique de la magnéto-résistance géante (GMR)

A partir du début des années 1980, et particulièrement depuis la découverte de la GMR en 1988, les progrès dans les techniques de dépôt de couches fines ont conduit au développement d'une nouvelle génération de capteurs magnétiques et de magnétomètres. La magnéto-résistance géante (GMR) découverte par Fert à Orsay [43] et Grundberg à Jülich est observée dans les multicouches composées d'une alternance de couches ferromagnétiques et non magnétiques. L'effet observé est une variation significative de la résistance électrique de la structure selon l'orientation relative des aimantations des couches ferromagnétiques consécutives. L'origine de cet effet de GMR est la diffusion dépendant du spin (*spin-dependent scattering*) dans les couches ferromagnétiques et à leurs interfaces. En effet, il existe une asymétrie de diffusion des électrons aux interfaces dépendante des directions d'aimantation dans les couches ferromagnétiques qui résulte en deux états de résistances différentes. La résistance maximale est obtenue quand la configuration d'aimantation est antiparallèle et la résistance minimale quand la configuration est parallèle. L'effet de GMR est indépendant de la direction du courant dans la multicouche par rapport à la direction de l'aimantation à partir du moment où l'on néglige les effets de spin-orbite sur les courants de spin. Il existe deux géométries de mesure de la magnéto-résistance : courant dans le plan (current-in-plane ou géométrie CIP) et courant perpendiculaire au plan (current-perpendicular to plane ou géométrie CPP). Il est à noter que les deux effets de GMR-CIP et GMR-CPP, tous deux associés à des mécanismes de diffusion dépendants du spin se distinguent par la présence d'une forte accumulation de spin dans le cas de la GMR-CPP qui a pour effet d'amplifier le signal.

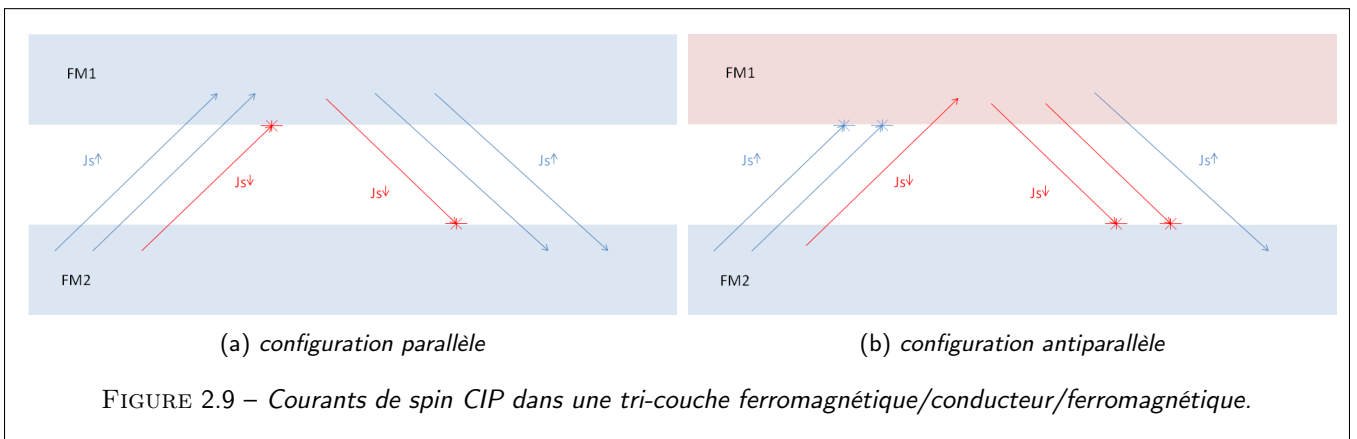
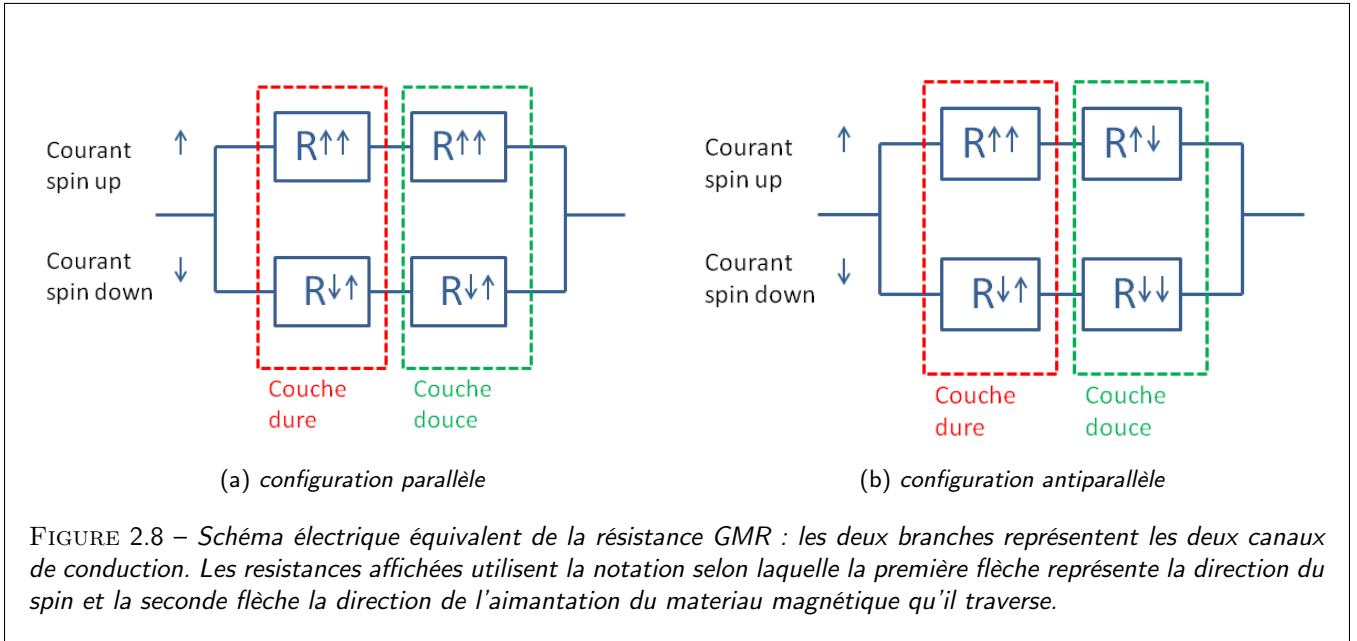
2.2.1 GMR-CIP

Dans la configuration GMR-CIP le courant est appliqué dans le plan des couches. Les électrons de conduction possèdent une composante de leur vitesse de dérive dans le plan due au champ électrique (vitesse de dérive 'drift') ainsi qu'une vitesse de Fermi propre dans toutes les directions de l'espace, selon la distribution statistique de Fermi-Dirac, et également dans la direction perpendiculaire au plan des couches. L'ensemble des électrons polarisés en spin par le matériau ferromagnétique sont diffusés à chaque interface avec une probabilité dépendante de l'angle entre leur spin et la direction de l'aimantation locale par un potentiel d'échange V dépendant du spin qui s'écrit selon :

$$V = V_c + V_{sd} \vec{S} \cdot \vec{m} \quad (2.17)$$

où V_c est le potentiel coulombien (généralement de symétrie sphérique) et V_{sd} le potentiel d'échange s - d . Nous rappelons que $\vec{S}$ est le vecteur spin et $\vec{m}$ est la direction unitaire de l'aimantation locale. La résistance varie donc en fonction de l'aimantation des couches. Le taux de GMR pour nos structures simples en géométrie CIP est de l'ordre de 1.5% à température ambiante pour une épaisseur de Cu de 3 nm (voir chapitre 3 pour la partie expérimentale).

La figure (2.8) montre un circuit électrique équivalent de la résistance d'une spin valve en utilisant un modèle à deux courants (modèle de Mott) ; respectivement courants de spins majoritaires et minoritaires.



2.2.2 GMR-CPP

Dans les structures GMR-CPP, le courant est perpendiculaire au plan des couches [44]. Les interfaces agissent donc comme des barrières de potentiel pour la conduction des électrons de spin principalement en géométrie d'aimantations antiparallèles. Nous observons une accumulation de spin dans les régions proches de l'interface sur des distances de l'ordre de la longueur de diffusion de spin avec des profils hors-équilibre de forme exponentielle [44]. Cette accumulation de spin agit comme un filtre supplémentaire et on observe alors des taux de GMR de l'ordre de plusieurs dizaines de %, supérieurs à la GMR-CIP. Cependant, du fait que la longueur effective de ces résistances est l'épaisseur de la multicouche, généralement beaucoup plus faible que leur dimension latérale, ces structures possèdent une très faible résistance ce qui requiert soit une technologie de fabrication sub-micronique voire nanométrique (nanotechnologie) soit une électronique de mesure ultrasensible contrairement au cas des jonctions tunnel magnétiques et ce en raison de la forte résistance spécifique (produit résistance $\times$ surface RA) de ces dernières.

2.2.3 Structure des capteurs

Nous décrivons ici brièvement les structures et les fonctionnalités attendues des capteurs CIP-GMR que nous décrivons plus en détail dans le chapitre 3. La zone électriquement active d'un capteur GMR consiste en une structure de type vanne de spin (voir la partie 2.1.4) : l'aimantation de la couche douce, typiquement NiFe, change d'orientation sous l'effet du couple appliqué par le champ magnétique extérieur alors que l'aimantation de la couche dure est maintenue fixe par

couplage d'échange. La résistance de la structure qui dépend de l'angle entre les deux aimantations est donc fonction du champ magnétique extérieur (Fig. 2.10).

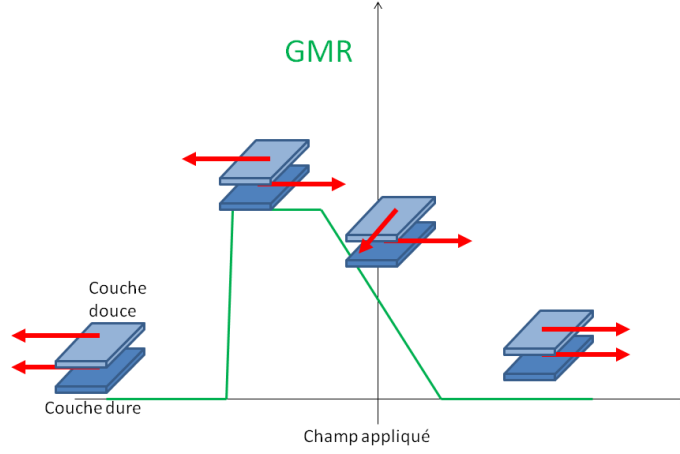


FIGURE 2.10 – Schéma de principe d'un capteur GMR : La résistance varie linéairement avec le champ appliqué au voisinage de la configuration où les aimantations des deux couches sont perpendiculaires.

Une des problématiques pour la fabrication de capteurs magnétiques est donc de stabiliser une configuration d'aimantation perpendiculaire à champ magnétique nul, configuration délivrant un signal à la fois linéaire, réversible et de sensibilité maximale. Cette configuration d'aimantation perpendiculaire est en général assez difficile à obtenir. En effet l'ensemble des couplages magnétiques natifs à savoir : anisotropie magnétoélastique, anisotropie directionnelle, couple dipolaire de type peau d'orange, couplage intercouche RKKY [45, 46], dont je décrirai quelques aspects dans le chapitre suivant, vont dans le sens d'un couplage intercouche collinéaire : les aimantations ont tendance à s'aligner selon la même direction (configuration parallèle ou antiparallèle).

2.3 Modèle de Camley-Barnas

2.3.0 Introduction aux modèles de transports dans les films minces et multicouches : Des modèles ab-initio aux modèles semi-phénoménologiques

La découverte de la Magnétorésistance géante (GMR) en 1988 par Fert et Grunberg [43, 47] a suscité très vite un très vif intérêt pour le développement des théories du transport électronique dans les multicouches ainsi que de l'anatomie des courants de spin. Plusieurs travaux dont ceux de Levy-Zhang [48] et Butler [49, 50] utilisèrent notamment le formalisme de Kubo-Greenwood de la réponse linéaire pour décrire le transport diffusif dans les multicouches et évaluer la pertinence des travaux antérieurs de Fuchs-Sondheimer, Camley-Barnas [51], Chambers et Pippard [52, 53], ainsi que Camblong et Levy [54]. L'expression générale de la conductivité est obtenue dans le formalisme de Kubo-Greenwood selon :

$$J_\mu^s = \int dr' \sum_\nu \sigma_{\mu\nu}^s(r, r') E_\nu^s(r') \quad (2.18)$$

$$\sigma_{\mu\nu}^s(r, r') = \frac{\pi\hbar}{\mathcal{V}} \langle \sum_{\alpha\alpha'} \langle \alpha | j_\mu(r) | \alpha' \rangle \text{Im} G(E_F) \langle \alpha' | j_\nu(r') | \alpha \rangle \text{Im} G(E_F) \rangle \quad (2.19)$$

où $j_\nu(r) = -i\frac{e\hbar}{m} \frac{\partial}{\partial r_\mu}$ représente l'opérateur courant dans l'espace r , $G(E_F)$ la fonction de Green dans l'espace réel ($\vec{r}$) calculée à une énergie égale à l'énergie de Fermi (E_F), $|\alpha\rangle$ l'état quantique, ou fonction de Bloch électronique et $\mathcal{V}$ le

volume de l'échantillon. Cette expression permet, en principe, de calculer l'ensemble des propriétés de conduction dans les multicouches. En particulier, la théorie de la réponse linéaire par le biais du formalisme de Kubo-Kreenwood appliqué à un système désordonné (*i. e.* multicouche) permet d'identifier les formes particulières pour la dépendance angulaire de la conductivité électronique pour des géométries de transport CIP (σ_{xx}) ou CPP (σ_{zz}) des. Cette forme angulaire en $\langle \cos \theta \rangle$ très voisine de celle donnée par Fuchs-Sondheimer, Camley-Barnas [51], ou Camblong et Levy peut être mise à profit pour en extraire les distributions hors-équilibre de Fermi-Dirac dans une approche semi-phénoménologique.

Il en résulte que l'approche semi-phénoménologique du transport polarisé en spin dans les multicouches magnétiques proposée par Camley-Barnas [51], et donnant lieu aux effets de GMR, représente une vision correcte. La contrepartie de la simplicité de ces équations est de trouver les conditions aux limites adéquates à adopter au niveau des différentes interfaces et des surfaces inférieure et supérieure. Ces conditions aux limites sont données par une certaine relation de continuité/discontinuité des distributions hors-équilibres des fonctions de Fermi vs. les coefficients de transmission/réflexion des ondes électroniques et autre coefficient de spécularité sp . Ce coefficient de spécularité sp traduit les effets de diffusions 'isotropes' sur les impuretés aux interfaces et joue donc un rôle majeur notamment sur les propriétés de réflexion électronique. L'adaptation du modèle de Camley-Barnas au modèle de la réponse linéaire de Kubo-Greenwood dans les multicouches nécessite donc de trouver le bon jeu de paramètres semi-phénoménologique aux interfaces afin de décrire correctement les propriétés de diffusions.

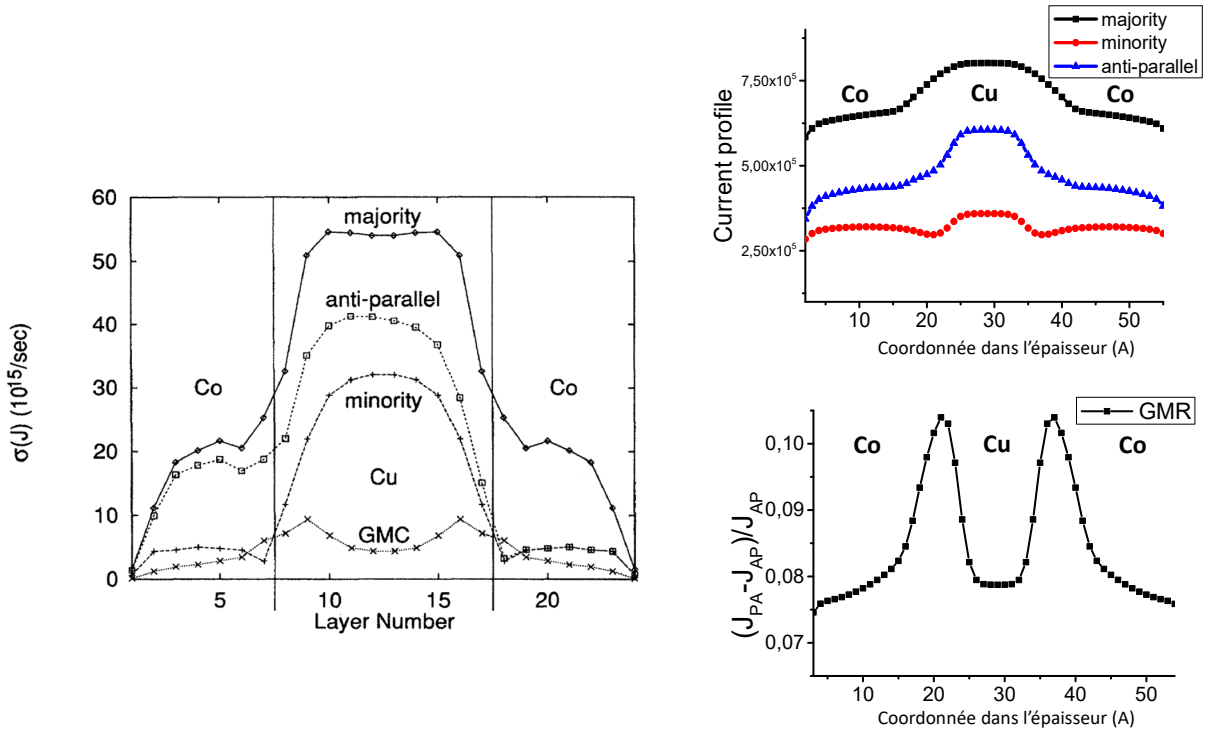
A cet effet, nous avons considéré le système $Co(2nm)/Cu(1.5nm)/Co(2nm)$ décrit dans la référence suivante [50]. Nous essayons, en premier lieu, de restituer le profil des courants de spin par notre code de transport semi-phénoménologique basé sur les équations de Camley-Barnas de façon conforme au formalisme de Kubo-Greenwood. Comme proposé par Butler, cette structure doit être décrite par 7 couches successives en considérant que les plans atomiques de Co et de Cu aux interfaces possèdent leur propres conductivités par interdiffusion atomique. Nous avons considéré les mêmes paramètres que ceux donnés dans la référence [50] pour les conductivités de volume et aux interfaces Co/Cu à savoir : résistivité du Cu égale à $2.8\mu\Omega\text{ cm}$ ou $2.8\mu\Omega\text{ cm}$ par canal de spin ce qui correspond à un élargissement en énergie $\hbar/\tau_{rel.}$ de 6×10^{-4} Rydberg, résistivité du Co égale à $14.8\mu\Omega\text{ cm}$, résistivité du Co d'interface de spin majoritaire égale à $30\mu\Omega\text{ cm}$, de spin minoritaire égale à $360\mu\Omega\text{ cm}$, résistivité du Cu d'interface de spin majoritaire égale à $11\mu\Omega\text{ cm}$, de spin minoritaire égale à $30\mu\Omega\text{ cm}$. De plus, nous avons considéré les coefficients électroniques moyens de transmission/réflexion pour ce même système ainsi que les paramètres de spécularité donné par Butler. Ces derniers sont fournis dans un article suivant [55] en considérant une transmission proche de l'unité pour les spins majoritaires à l'interface Co/Cu (transmission intégrée sur la surface de Fermi entre 0.9 et 1) ainsi qu'un coefficient d'asymétrie γ donné par l'asymétrie de transport des couches d'interface de Co et de Cu.

Le résultat est le suivant : nous arrivons à parfaitement reproduire le profil des courants de spin dans le Co et dans le Cu (Fig. 2.11) à partir du modèle phénoménologique de Camley Barnas en utilisant les paramètres de volume et d'interface extraits des codes ab-initio de Butler. En particulier, nous observons que les courants de charge et de spin majoritaire apparaissent plus grand dans le Cu en raison de sa plus faible résistivité. Toutefois la GMR locale dans le Cu apparaît également normalement plus faible en raison de la forte transmission des spins majoritaires vers l'extérieur (Co).

Forts de ces résultats, nous présentons ici les détails du modèle de Camley-Barnas [51] décrivant la diffusion de spin dans les multicouches magnétiques et responsable des effets de GMR-CIP. La description analytique et numérique des courants de spin dans les multicouches est particulièrement avisée pour traiter aujourd'hui, outre les problèmes d'AMR et de GMR, les effets physiques incluant les interactions de spin-orbite comme l'effet Hall de spin et l'effet Hall de spin de surface aujourd'hui à l'étude à l'UM Φ ainsi que la magnétorésistance de spin-Hall ou SMR (cf. chapitre 6). Il devient essentiel, à cet effet, de développer des codes pertinents de transport de spin incluant potentiellement les effets de spin-orbite. Dans ce cadre, j'ai participé au développement d'un algorithme de résolution des profils de courant de spin incluant le spin-orbite dans les multicouches, utilisé aujourd'hui pour la description des effet Hall de spin et effet Hall extraordinaire dans les systèmes de type Pt/CoNi et AuW/Ni. Je choisis ici de donner de plus amples détails sur la façon de procéder par technique de matrices de diffusion ou matrices de scattering 'S' pour traiter les fonctions de Fermi hors équilibre dans les multicouches [56, 57, 58] et incluant potentiellement des termes de spin-orbite de surface (*i. e.* interactions Rashba).

2.3.1 Modèle du gaz d'électrons polarisés en spin

Dans ce modèle développé par Fuchs [59] pour expliquer la magnéto-résistance des couches minces, on considère que les électrons de conduction se déplacent librement dans le métal jusqu'à entrer en collision avec une interface particulière. On se place donc dans le cadre du modèle statistique de Boltzmann [57]. La fonction de Fermi $f(t, p, x)$ d'occupation est une fonction de probabilité exprimant la probabilité de présence dans l'espace réciproque et donc *in fine* la densité d'électrons de moment $\vec{p}$ au point $\vec{x}$ à l'instant t . L'équation de Boltzmann s'écrit :



(a) Profil des courants polarisés et magnétorésistance locale dans le système Co//Cu//Co calculés par ab-initio (méthode KKR) dans lequel il a été introduit des couches de Co et de Cu d'interface pour simuler l'interdiffusion d'espèce. (b) Profil des courants polarisés et magnétorésistance locale calculé selon notre code adapté de Camley-Barnas dans le système Co//Cu//Co dans lequel il a été introduit des couches de Co et de Cu d'interface pour simuler l'interdiffusion d'espèce.

FIGURE 2.11 – Comparaison des profils de courants de spin et de la magnétorésistance locale obtenus par méthode ab-initio (KKR) et tiré de Butler et al. [50] et par notre code de résolution utilisant l'approche de Camley-Barnas. La région entre les pointillés représente l'interface Co/Cu siège d'une interdiffusion atomique.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m} \vec{\nabla} f + \vec{F} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \quad (2.20)$$

où m est la masse d'un électron, $\vec{F}$ est la somme des forces qui lui sont appliquées et $coll$ représente l'intégrale de collision agissant sur f . On considère une couche fine métallique soumise à un champ électrique $\mathcal{E}$ dans le plan selon l'axe x . Dans ce modèle développé en 2 dimensions, nous allons considérer la résolution du système en régime permanent selon laquelle la dérivée temporelle de f est nulle. Nous introduisons le τ temps de relaxation moyen du moment d'un électron entre deux collisions. On écrit donc l'équation de Boltzmann dépendant seulement de la coordonnée hors plan z dans la section transverse des multicouches :

$$\frac{\partial g}{\partial z} + \frac{g}{\tau v_z} = \frac{e\mathcal{E}}{mv_z} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \quad (2.21)$$

où e est la charge d'un électron, f_0 la distribution de densité à l'équilibre et $g = f - f_0$ la correction de distribution due à la présence du champ électrique. Les solutions à cette équation sont de la forme :

$$g(z, v_z) = \frac{eE\tau}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \left(1 + A \exp \left(\frac{z}{\tau v_z} \right) \right) \quad (2.22)$$

où A est une constante à déterminer à partir des conditions aux limites aux interfaces. Après avoir résolu cette équation en considérant les conditions limites adéquates, nous pouvons calculer alors le courant de charge selon :

$$J(z) = e \int v_x g(v_z, z) d^3v \quad (2.23)$$

ou v est la vitesse. Le courant de spin est calculé ensuite par une approche discrétisée couche par couche.

2.3.2 Application aux multicouches magnétiques

Je donne ici quelques détails sur la façon de procéder au calcul des profils des courants de spin et de charge couche par couche. Dans chaque couche, on sépare la fonction g en quatre composantes selon d'une part le signe de v_z et en spin up/spin down d'autre part selon :

$$g = g_{v_z+, \uparrow} + g_{v_z-, \uparrow} + g_{v_z+, \downarrow} + g_{v_z-, \downarrow} \quad (2.24)$$

Chaque composante de g possède une solution de la forme (2.22), les coefficients $A_{v_z+, \uparrow}$, $A_{v_z-, \uparrow}$, $A_{v_z+, \downarrow}$ et $A_{v_z-, \downarrow}$ sont déterminés par la distribution aux limites de chaque couche. Les comportements aux interfaces sont donnés par les coefficients de réflexion R et de transmission T .

A l'interface entre les couches A et B , avec A la couche inférieure, nous obtenons alors :

$$\begin{aligned} g_{B, v_z+, \uparrow} &= R_{\uparrow\uparrow} g_{B, v_z-, \uparrow} + R_{\uparrow\downarrow} g_{B, v_z-, \downarrow} + T_{\uparrow\uparrow} g_{A, v_z+, \uparrow} + T_{\uparrow\downarrow} g_{A, v_z+, \downarrow} \\ g_{B, v_z+, \downarrow} &= R_{\downarrow\downarrow} g_{B, v_z-, \downarrow} + R_{\downarrow\uparrow} g_{B, v_z-, \uparrow} + T_{\downarrow\downarrow} g_{A, v_z+, \downarrow} + T_{\downarrow\uparrow} g_{A, v_z+, \uparrow} \\ g_{A, v_z-, \uparrow} &= R_{\uparrow\uparrow} g_{A, v_z+, \uparrow} + R_{\uparrow\downarrow} g_{A, v_z+, \downarrow} + T_{\uparrow\uparrow} g_{B, v_z-, \uparrow} + T_{\uparrow\downarrow} g_{B, v_z-, \downarrow} \\ g_{A, v_z-, \downarrow} &= R_{\downarrow\downarrow} g_{A, v_z+, \downarrow} + R_{\downarrow\uparrow} g_{A, v_z+, \uparrow} + T_{\downarrow\downarrow} g_{B, v_z-, \downarrow} + T_{\downarrow\uparrow} g_{B, v_z-, \uparrow} \end{aligned}$$

où $T_{\uparrow\downarrow}$ et $T_{\downarrow\uparrow}$ sont les probabilité de transmission avec spin-flip. Nous avons également sur les surfaces extérieures :

$$g_{A, v_z+} = sp \times R \ g_{A, v_z-} \quad \text{sur la surface inférieure} \quad (2.25)$$

$$g_{B, v_z-} = sp \times R \ g_{B, v_z+} \quad \text{sur la surface supérieure} \quad (2.26)$$

où nous avons introduit le coefficient de spécularité en réflexion sp .

Les coefficients de transmission aux interfaces sont calculés par la méthode proposée par Stiles (NIST, USA) [58, 60]. Nous pouvons alors résoudre le système d'équations pour déterminer la magnéto-résistance de n'importe quel type de multicouche. Nous introduisons ici certaines hypothèses pour simplifier. Tout d'abord, nous supposons que les métaux aux interfaces possèdent des énergies de Fermi équivalentes ce qui permet d'ignorer la dépendance angulaire de la diffusion (les coefficients de transmission sont des constantes en angle). On suppose aussi que la transmission est totalement spéculaire au niveau des interfaces internes comme calculée par W. Butler.

Les deux outils les plus importants pour la modélisation sont les matrices de transmission et les matrices de propagation [56]. La matrice de transmission regroupe les probabilités de transmission à une interface particulière selon :

$$T = \begin{pmatrix} T_{\uparrow\uparrow} & T_{\uparrow\downarrow} \\ T_{\downarrow\uparrow} & T_{\downarrow\downarrow} \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Nous pouvons décomposer g en $g = g^0 + \Delta g$ où g^0 est la partie fixe et Δg est la partie exponentielle croissante ou décroissante hors-équilibre au voisinage des interfaces. Les matrices de propagation représentent la variation du terme exponentiel Δg entre les interfaces supérieure et inférieure d'une couche.

$$P = \begin{pmatrix} \frac{\Delta g_{A, v_z+, \uparrow}(z=+a)}{\Delta g_{A, v_z+, \uparrow}(z=-a)} & \frac{\Delta g_{A, v_z-, \uparrow}(z=+a)}{\Delta g_{A, v_z-, \uparrow}(z=-a)} \\ \frac{\Delta g_{A, v_z+, \downarrow}(z=+a)}{\Delta g_{A, v_z+, \downarrow}(z=-a)} & \frac{\Delta g_{A, v_z-, \downarrow}(z=+a)}{\Delta g_{A, v_z-, \downarrow}(z=-a)} \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

Nous pouvons alors utiliser les matrices de propagation et de transmission pour exprimer le courant dans les couches par une approche layer-by-layer.

$$\begin{pmatrix} g_{K, v_z+, \uparrow}(z=+k) \\ g_{K, v_z+, \downarrow}(z=+k) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g_{K, \uparrow}^0 \\ g_{K, \downarrow}^0 \end{pmatrix} + P_K \left(\sum_{A, B, C, \dots, K} \prod_{I, \dots, K} PT \begin{pmatrix} g_{I, \uparrow}^0 \\ g_{I, \downarrow}^0 \end{pmatrix} + \prod_{A, \dots, K} PT \begin{pmatrix} \Delta g_{I, \uparrow} \\ \Delta g_{I, \downarrow} \end{pmatrix} \right) \quad (2.29)$$

paramètre	symbole	valeur
conductivité	σ_{Co}^*	$3.5 \cdot 10^6 \text{S.m}^{-1}$
conductivité	σ_{Cu}	$2 \cdot 10^7 \text{S.m}^{-1}$
conductivité	σ_{NiFe}^*	$2 \cdot 10^6 \text{S.m}^{-1}$
MFP	λ_{Co}	4nm
MFP	λ_{Cu}	20nm
MFP	λ_{NiFe}	4nm
asymétrie des courants de spin en volume	β_{Co}	0.5
asymétrie des courants de spin en volume	β_{NiFe}	0.8
asymétrie de transmission à l'interface	$\gamma_{Cu/Co}$	0.77
asymétrie de transmission à l'interface	$\gamma_{Cu/NiFe}$	0.7

TABLE 2.1 – paramètres utilisés pour les simulations GMR

où $A, B, C, \dots K$ sont les différentes couches.

En l'absence de réflexion sur les surfaces extérieures le courant est nul sur la surface inférieure et l'équation (2.29) permet d'obtenir les courants dans toutes les couches. Dans le cas contraire l'équation (2.29) appliquée à la couche supérieure et l'équation (2.26) donne un système d'équations linéaires dont la résolution permet le calcul des courants. Dans la suite nous considérons des transmissions spéculaires aux interfaces ainsi que des réflexions à spécularité variable.

2.3.3 Simulation des courants de spin dans une tri-couche GMR

Afin de mettre en évidence l'importance des comportements aux interfaces et en particulier les effets de perte de mémoire de spin et de spécularité [61], nous montrons dans ce paragraphe le résultat de simulations effectuées sur une tricouche Co(10 nm)/Cu(3 nm)/NiFe(10 nm) en faisant varier les paramètres de spin-flip ainsi que de spécularité en transmission et réflexion. Ces effets de perte de mémoire de spin sont singulièrement importants car il en résulte une perte significative de GMR (et également d'AMR comme nous le verrons). A cet effet, nous définissons le paramètre de perte de mémoire de spin (spin-memory-loss) δ reliée à la probabilité p_{sc} de conservation de spin après diffusion comme :

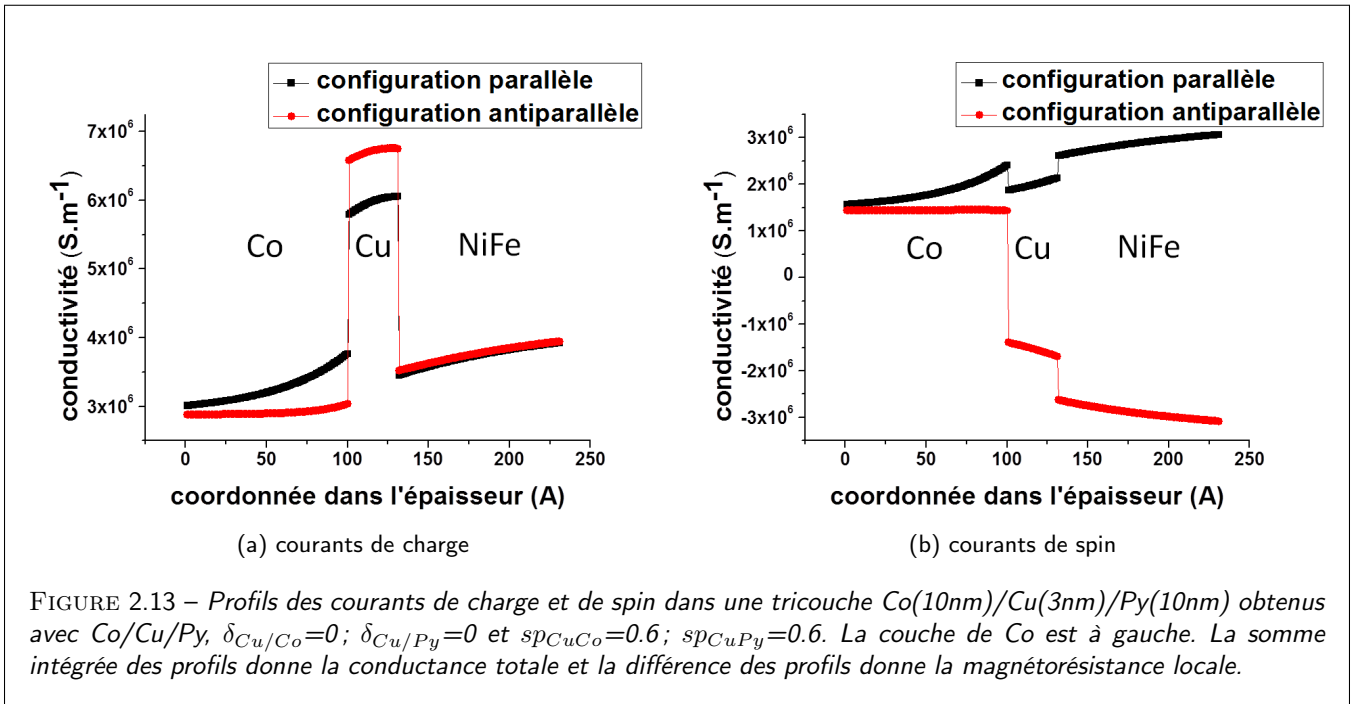
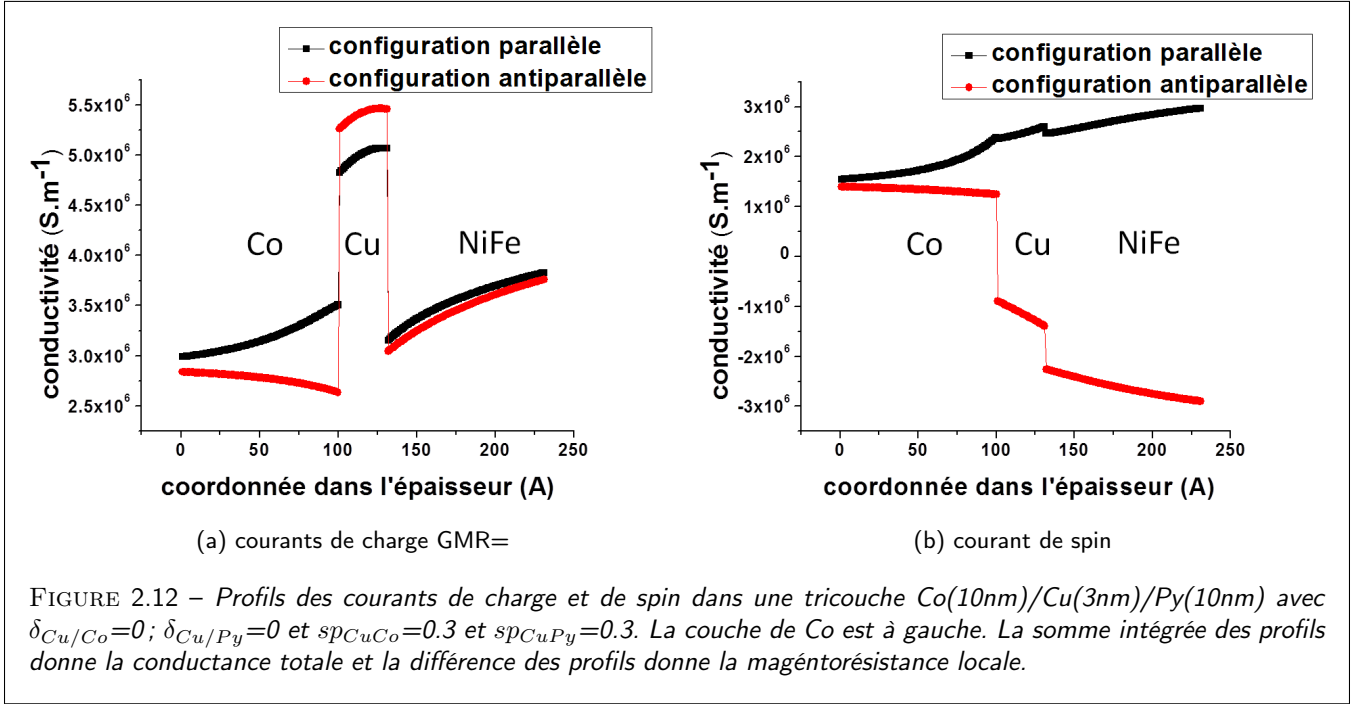
$$p_{sc} = 1 - e^{-\delta} \quad (2.30)$$

i) En l'occurrence, $\delta = 0$ entraîne une conservation de spin totale en réflexion, alors que $\delta = 0.3, 0.6$ et 0.9 traduit une probabilité de perte de mémoire de spin qui est respectivement de 25%, 45% et 60% sur les courants de spin. Cet effet de spin-memory loss entrainera une diminution du signal utile (GMR et AMR).

ii) Nous rapellons que le degré de réflexion spéculaire aux interfaces est quant à lui paramétré par la probabilité sp .

L'ensemble des paramètres physiques utilisés dans les simulations présentées ci-dessous est donné dans le tableau 2.1 :

Nous présentons ici les résultats de simulations des courants et des courants de spin dans les tricouches Co/Cu/NiFe en fonction des paramètres de spin-memory loss (SML décrit par le paramètre δ) et de la spécularité en réflexion dans les deux états d'aimantation parallèle (PA) et antiparallèle (AP) ; l'état AP étant décrit ici et dans toute la suite par l'état magnétique correspondant au renversement de l'aimantation du NiFe. Dans la première simulation (figure 2.12), le spin flip est nul aux deux interfaces alors que la réflexion spéculaire est seulement égale à 0.3 (la transmission spéculaire est de 100% au niveau des surfaces mais également des interfaces avec le Cu). Sans spin-flip, la magnétorésistance (GMR) atteint 4.9% pour l'ensemble de la tricouche avec les paramètres utilisés proches des paramètres réels. La conductivité est très fortement non-locale dans la tricouche. La conductivité augmente (diminue) assez fortement dans le Co dans l'état PA (AP) en raison de la forte (faible) transmission des distributions hors équilibre de Fermi dans le Cu. La faible transmission du Co vers le Co dans l'état AP résulte d'un filtrage de spin sélectif à l'interface Co/Cu par la forte asymétrie de spin à l'interface (γ). Il résulte de ces résultats que la magnétorésistance locale varie beaucoup dans l'épaisseur de la tricouche, positive dans le Co et le NiFe et négative dans le Cu *i. e.* quand la spécularité en réflexion est faible (0.3 dans le cas présent). La conséquence des diffusions/transmissions de spin aux interfaces est également l'apparition d'un courant de spin dans le Cu, positif dans l'état PA et négatif dans l'état AP en raison de l'asymétrie des interfaces avec les éléments ferromagnétiques (Fig. 2.12droite). La plus forte asymétrie de spin à l'interface avec le NiFe a pour conséquence de générer un courant de spin négatif dans le NiFe lorsque l'aimantation de ce dernier commute dans l'état AP.



Dans la seconde simulation (figure 2.13), le spin flip est toujours nul aux deux interfaces mais la réflexion spéculaire est de 0.6 ce qui augmente les contributions des distributions de Fermi hors-équilibre en réflexion dans les éléments ferromagnétiques et également dans le Cu. Il en résulte une augmentation notable de la conductance non-locale dans chacune des régions de la tricoche. On remarque également que le courant de spin est toujours négatif dans le Cu dans la configuration PA, pour la même raison que celle donnée plus haut à savoir que les spins majoritaires (spin $\uparrow$) sont absorbés aux interfaces laissant dans le cuivre une majorité de spins minoritaires (spin $\downarrow$). On obtient ici une GMR effective de 1.1%.

Dans les simulations suivantes (Fig. 2.14 et Fig. 2.15), nous avons ajouté un coefficient de spin-flip de 0.3 ce qui a pour

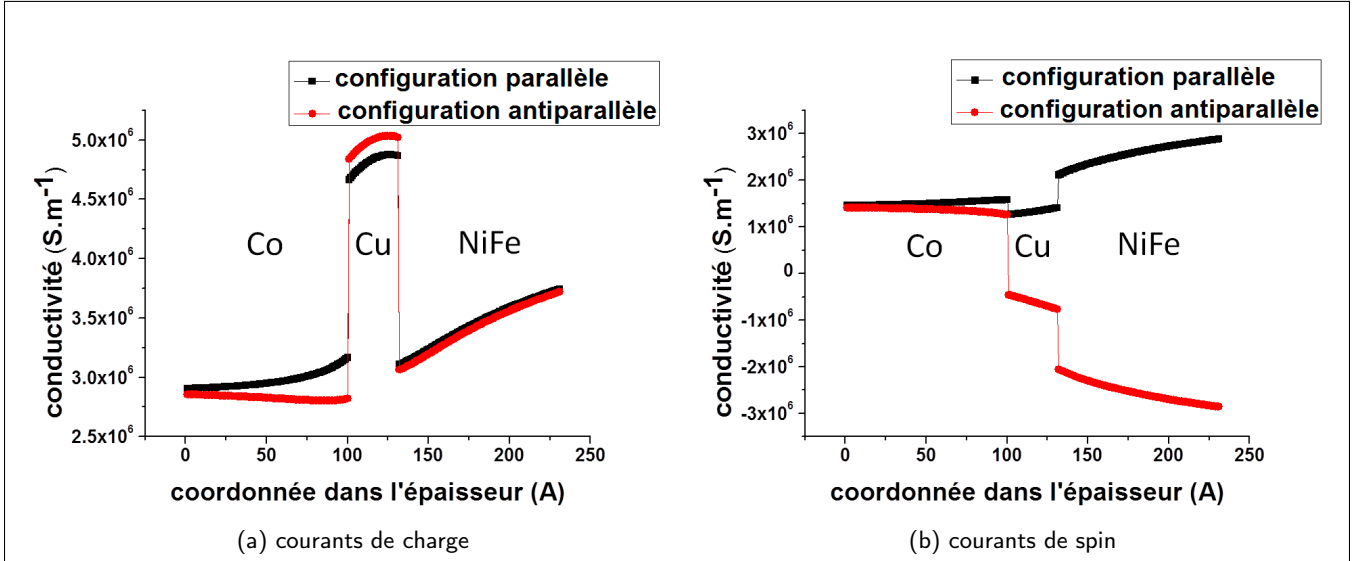


FIGURE 2.14 – Profils des courants de charge et de spin dans une tricoche $Co(10nm)/Cu(3nm)/Py(10nm)$ avec $\delta_{Cu/Co}=0.3$; $\delta_{Cu/Py}=0.3$ et $sp_{CuCo}=0.3$; $sp_{CuPy}=0.3$

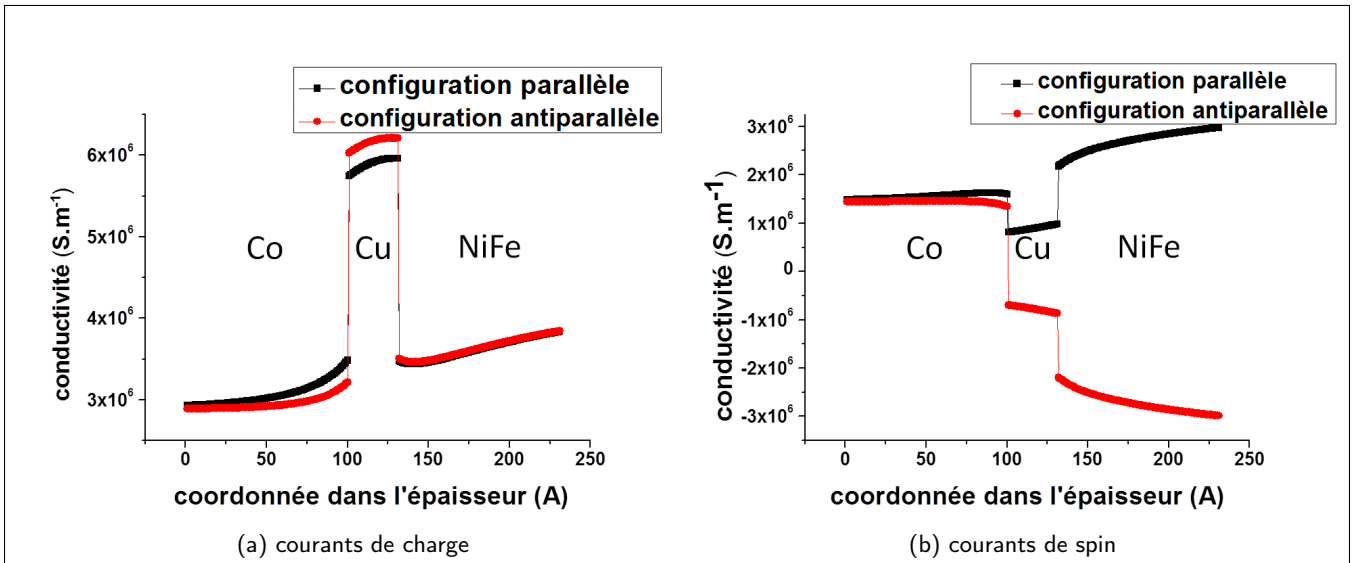


FIGURE 2.15 – Profils des courants de charge et de spin dans une tricoche $Co(10nm)/Cu(3nm)/Py(10nm)$ obtenus avec $\delta_{Cu/Co}=0.3$; $\delta_{Cu/Py}=0.3$; $sp_{CuCo}=0.6$; $sp_{CuPy}=0.6$. La couche de Co est à gauche. La somme intégrée des profils donne la conductance totale et la différence des profils donne la magéntorésistance locale.

effet de diminuer de façon significative la GMR. Les processus de spin-flips aux interfaces ont pour effet de mélanger les canaux de spin et donc de réduire les courants de spin dans une région proche des interfaces sur des longueurs voisines du libre parcours moyen. On obtient respectivement des taux de GMR respectifs de 1.6% comme observés expérimentalement et 0.2%. En effet, le renversement de spin (ou spin-flips) agit comme un court-circuit dans le modèle à deux courants, et réduit ainsi l'amplitude de la GMR.

Le tableau 2.2 présente le taux de GMR simulé pour différentes épaisseurs respectivement 1.5 nm, 3 nm et 6 nm.

L'importance des propriétés de spécularité dans les structures GMR-CIP a été mise en évidence de façon théorique dans

$t_{Cu}=6\text{nm}$				$t_{Cu}=3\text{nm}$				$t_{Cu}=1.5\text{nm}$			
sf\sp	0	0.3	0.6	sf\sp	0	0.3	0.6	sf\sp	0	0.3	0.6
0	5.8%	2.2%	$\simeq 0\%$	0	9.6%	3.5%	0.8%	0	12%	4.5%	1.1%
0.3	2%	0.7%	$\simeq 0\%$	0.3	4.9%	1.6%	0.3%	0.3	7.5%	2.6%	0.6%
0.6	0.5%	0.1%	$\simeq 0\%$	0.6	1.1%	0.3%	0.01%	0.6	2.9%	0.6%	0.2%

TABLE 2.2 – Taux de GMR calculés pour différentes configurations

l'article de Stewart-Butler [61] ainsi que de façon expérimentale dans certains travaux du début des années 2000 [62, 63]. Nous rappelons que l'augmentation de la GMR par augmentation des propriétés de spécularité électronique a été démontrée dans des structures tricouches encapsulées par de fines couches d'oxyde de type Al_2O_3 . Les modélisations des profils de courant de spin/courant de charge que nous présentons ici font apparaître en effet une nette augmentation de la GMR dans le cas d'une forte spécularité par augmentation de la conductivité locale dans la couche centrale de Cu. Ces mêmes arguments peuvent être repris en notre faveur pour la discussion des courants de spin sur la GMR.

En conclusion, nous pouvons affirmer que les simulations GMR permettent, par ajustement avec les expériences (GMR=1.5%), d'identifier les paramètres physiques manquant (libre parcours moyen, spécularité, spin-flip) à partir des valeurs de conductivités et des asymétries de spin mesurées ou tabulées dans la littérature. Ces modélisations/simulations deviennent un outil essentiel pour l'optimisation des structures GMR mais également AMR comme nous le montrerons dans le paragraphe suivant.

2.4 Principe physique et ingrédients de la magnéto-résistance anisotrope (AMR) dans les métaux de transition

Nous rappelons ici les principes simples de la magnéto-résistance anisotrope (AMR) ainsi que ses généralisations à partir des propriétés du matériau ferromagnétique massif ou élaboré sous forme d'une couche mince. Dans un capteur AMR, le couple (ou torque en anglais) crée par le champ magnétique extérieur à sonder a pour effet une rotation de l'aimantation vis à vis de son axe d'équilibre initial. Des principes physiques décrits plus loin et de par la différence des probabilités de diffusion des électrons durant leur transport, il en résulte une variation de la résistance longitudinale (AMR) ainsi que de la résistance mesurée dans la direction transverse : c'est l'effet Hall plan (ou EHP). Nous décrivons, ici, les détails de ces mécanismes de diffusion dans une image d'électrons dans les bandes s - d en considérant le mécanisme moteur de spin-orbite et d'hybridation s - d . Les lecteurs désirant la grande majorité des détails des mécanismes de diffusion impliquant le couplage spin-orbite pourront s'appuyer nos arguments sur l'article de référence [64] et à ceux plus récents [65, 66].

2.4.1 Description générale de notre approche.

Notre stratégie pour décrire les effets d'AMR est la suivante. Nous décrivons ici les règles générales utiles pour l'établissement des expressions donnant l'AMR de matériaux ferromagnétiques. Nous partons des arguments généraux donnés par Fert et Jaoul [64] sur les transitions électroniques $4s$ - $3d$ assistées de spin-orbite pendant les processus de diffusion. De façon générale, nous pouvons distinguer 2 types de transitions possibles : les transitions inter-bandes de type $L_+.S_-$ et $L_-.S_+$ (L représente le moment orbital et S le moment de spin dans la bande $3d$) ainsi que les transitions intrabandes $L_z.S_z$. Les transitions intrabandes sont en général négligeables dans la bande $3d$ en l'absence d'états virtuels liés proches du niveau de Fermi ce qui est bien le cas pour le NiFe. Nous allons donc les négliger.

- Nous partons de l'expression de la résistance d'un matériau ferromagnétique avec possibilité de mélange de spin (possible contribution magnons) selon [64, 65] :

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})\rho_{\uparrow\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}} \quad (2.31)$$

- Nous introduisons désormais les mécanismes de spin-flips introduits par les interactions de spin-orbite par une approche perturbative. Considérons, à cet effet, un mélange de spin artificiellement maximum ($\rho_{\uparrow\downarrow} = \infty$) donnant une résistivité moyenne égale à $\rho = \frac{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}}{4}$ (cas d'un très fort spin-orbite). Le changement de résistivité dû à un terme de spin-orbite supplémentaire ne change pas la résistance des deux canaux. La variation de résistance est donc opposé pour les canaux de spin $\uparrow$ et $\downarrow$ ce qui conduit à $\delta\rho_{\uparrow} = -\delta\rho_{\downarrow} \simeq (\eta)[\gamma\rho_{s \rightarrow d\downarrow} - \gamma\rho_{s \rightarrow d\uparrow}]$ (γ est le paramètre

de spin-orbite donné par Fert/Jaoul et Kokado). Le paramètre η représente ici un facteur numérique de l'ordre de l'unité qui intègre les probabilités de diffusion angulaire sur les orbitales $3d$ et leur anisotropie dans le cristal. La relation $\delta\rho_{\uparrow} = -\delta\rho_{\downarrow}$ est également retrouvée par Fert et Jaoul dans le cas où l'on peut négliger les transitions intrabandes (voir Ref. [64]-7.2). Pour plus de précision, le lecteur peut se référer à l'annexe sur les fonctions d'onde mélangées et les probabilités de transition située à la fin du chapitre.

Nous pouvons donc calculer désormais l'AMR par variation du terme générique 2.20 vs. $\Delta\rho_{\downarrow} = -\Delta\rho_{\uparrow}$ ce qui conduit à :

$$AMR = \frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\Delta\rho_{\uparrow}(\rho_{\downarrow} - \rho_{\uparrow})}{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})} \quad (2.32)$$

pour retrouver ainsi la formule générale de Kokado :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \simeq \gamma \frac{(\rho_{s \rightarrow d\downarrow} - \rho_{s \rightarrow d\uparrow})(\rho_{s\downarrow} + \rho_{s \rightarrow d\downarrow} - \rho_{s\uparrow})}{\rho_{s\uparrow}(\rho_{s\downarrow} + \rho_{s \rightarrow d\downarrow}) + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{s\uparrow} + \rho_{s\downarrow} + \rho_{s \rightarrow d\downarrow})} \quad (2.33)$$

$$\simeq \gamma \frac{\rho_{s \rightarrow d\downarrow}(\rho_{s\downarrow} + \rho_{s \rightarrow d\downarrow} - \rho_{s\uparrow})}{\rho_{s\uparrow}(\rho_{s\downarrow} + \rho_{s \rightarrow d\downarrow}) + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{s\uparrow} + \rho_{s\downarrow} + \rho_{s \rightarrow d\downarrow})} \quad (2.34)$$

- La variation de l'AMR en fonction de la dépolarisation du courant aux interfaces est donné par la variation de $\rho_{\uparrow\downarrow}$ vs. P où P est la polarisation du courant en spin donnée par les codes de transport CIP-GMR implémentés au laboratoire.

2.4.2 Principe physique de la magnétorésistance anisotrope.

La magnétorésistance anisotrope (AMR) correspond à la variation de la résistance d'un matériau ferromagnétique en fonction de la direction de son aimantation vis à vis de la direction du courant. L'AMR possède la spécificité de dépendre donc de la direction du courant par le biais du couplage spin-orbite : la résistivité parallèle à l'aimantation, $\rho_{\parallel}$, est différente de la résistivité perpendiculaire à l'aimantation $\rho_{\perp}$. En général, pour les métaux de transition $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$ ([65, 66]). Plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer ce phénomène.

Le premier modèle microscopique tentant d'expliquer l'AMR a été proposé par Mott en 1936 [67]. Il considère un modèle à deux bandes dans lequel les électrons de la bande $4s$ sont responsables de la conduction. Ces électrons peuvent diffuser dans la bande $3d$ polarisée en spin dans les solides ferromagnétiques par des potentiels centraux locaux (potentiels coulombiens par exemple.). La probabilité de diffusion est alors dépendante du spin de l'électron par le biais du couplage spin-orbite. Mott divise alors les contributions au courant de charge en deux canaux de spins opposés et de conductivités (ou de résistivités) différentes. Ce modèle est cependant isotrope par nature, et il faut attendre les modèles de Smit [68] et Potter [69] pour expliquer ces variations anisotropes dans les métaux de transition $3d$.

i) Le modèle de Smit introduit un potentiel anisotrope dû aux imperfections ou encore à la vibration de la maille cristalline. Ce potentiel est lié à la probabilité de diffusion et à l'aimantation locale et explique l'AMR ainsi que le fait que la magnétorésistance soit plus forte dans les alliages désordonnés.

ii) Le modèle de Potter, quant à lui, fait apparaître une dépendance de la probabilité de diffusion dans la couche $3d$ en $\cos^2 \phi$ où ϕ est l'angle entre le vecteur courant et l'aimantation.

Modèle de diffusion et modèle de transport électronique pour l'AMR. Nous allons donc considérer un modèle simple à deux bandes. Les propriétés orbitales des états de la bande d sont régies par le Hamiltonien suivant :

$$\hat{H} = -\frac{\hbar}{2m_e} \nabla^2 + \hat{V}(r) + \vec{H}_{ex} \vec{S}_z + \lambda_{SO} \vec{L} \cdot \vec{S} \quad (2.35)$$

où $\hat{V}(r)$ représente le potentiel cristallin coulombien de symétrie sphérique créé par le noyau et les électrons de coeur qui joue le rôle de potentiel d'écrantage. $\vec{H}_{ex}$ est le champ d'échange, $\vec{L}$ le moment angulaire orbital, $\vec{S}$ le moment angulaire de spin et λ_{SO} la constante de couplage spin-orbite (de l'ordre de 70 meV pour la bande $3d$). Le modèle Campbell-Fert-Jaoul [70] donne une expression de l'AMR pour les matériaux ferromagnétiques forts, ceux dont la bande $3d$ est saturée en spins majoritaires (cas du Co et surtout du Ni), selon :

$$\frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}} = \gamma(\alpha - 1) \quad (2.36)$$

où $\gamma = (3/4)(\lambda_{SO}/H_{ex})^2$ représente le paramètre de spin-orbite (sans unité). $\alpha \simeq \rho_{s \rightarrow d\downarrow}/\rho_{s\uparrow}$ représente l'asymétrie des résistivité en spin entre canal de spin minoritaire ($\downarrow$) et canal de spin majoritaire ($\uparrow$). Nous remarquons que ce modèle ne prend en compte que deux types de résistances : $\rho_{s \rightarrow d\uparrow}$ et $\rho_{s\uparrow}$. Ce dernier ($\rho_{s\uparrow}$) correspond aux trois mécanismes de diffusion distincts $s \uparrow \rightarrow s \uparrow$, $s \uparrow \rightarrow s \downarrow$ et $s \downarrow \rightarrow s \downarrow$. Malozemoff [71] ajoute au modèle les termes de diffusion $s \uparrow \rightarrow d \uparrow$, $s \downarrow \rightarrow s \downarrow$ et $s \downarrow \rightarrow d \uparrow$ ce qui permet d'étendre le modèle aux ferromagnétiques faibles où la demi bande $d \uparrow$ n'est pas saturée. Le taux d'AMR devient alors :

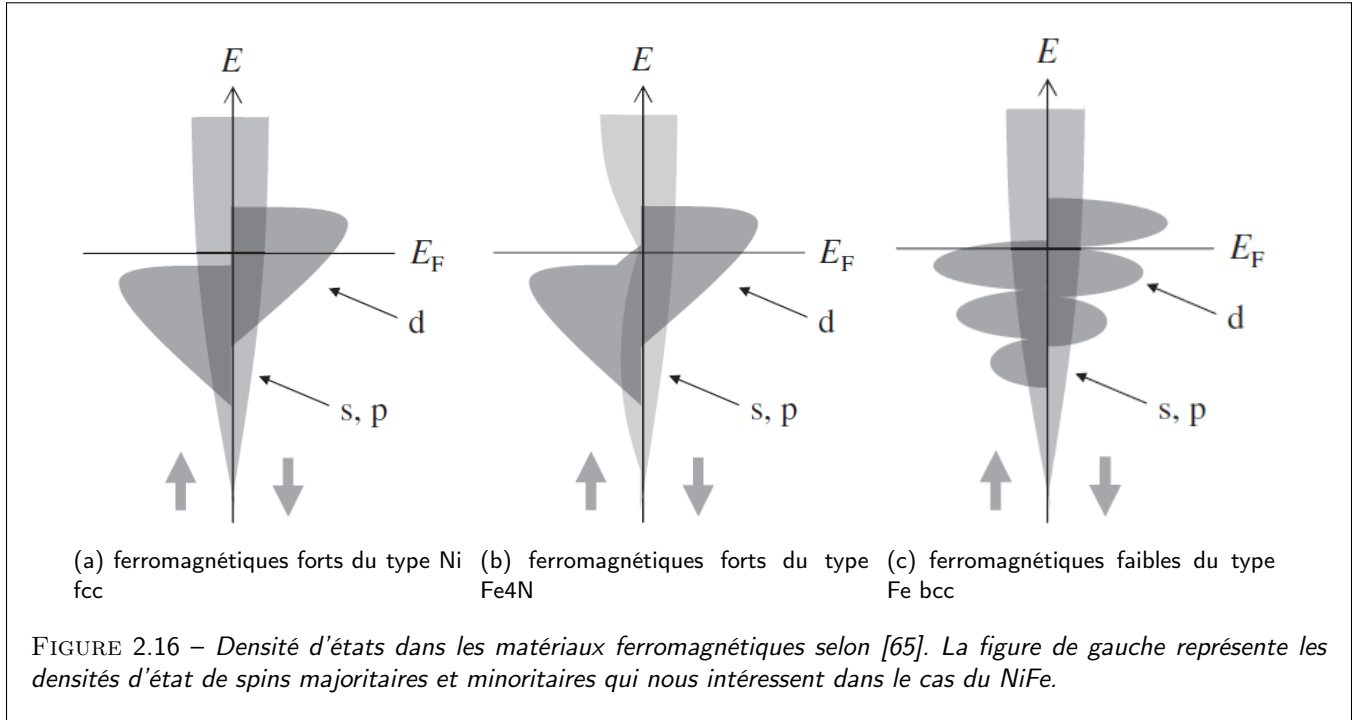
$$\frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}} = \gamma \frac{(\rho_{s \rightarrow d\downarrow} - \rho_{s \rightarrow d\uparrow})^2}{(\rho_s + \rho_{s \rightarrow d\uparrow})(\rho_s + \rho_{s \rightarrow d\downarrow})} \quad (2.37)$$

Plus récemment Kokado et al. [65] reprend le modèle pour y intégrer deux mécanismes nouveaux :

- la différence des résistivités $\rho_{s\uparrow}$ et $\rho_{s\downarrow}$ qui peut être très variable selon le matériau.
- la dépendance en spin de la masse effective des électrons de la bande de conduction.

Dans un des articles suivants, S. Kokado traitera plus en détail la contribution de l'anisotropie d'interface des orbitales $3d$ des métaux de transition pour évaluer les possibles contributions uniaxiale quadratique des effets d'AMR, en particulier dans le cas des films ultra-minces. Nous ne considérerons pas ce cas dans le sens où l'épaisseur des couches étudiées sont, ici, de l'ordre 10 nm, suffisamment épaisse pour négliger l'anisotropie d'interface.

Le modèle retenu est donc un modèle à deux courants correspondant aux canaux de spin $\uparrow$ et spin $\downarrow$. Il doit inclure toutefois les mécanismes de spin-flip pouvant être provoqués par l'absorption/émission de magnons en température ou par un désordre dépendant du spin ou mécanisme d'échange, notamment aux interfaces.



Il en résulte que la résistivité ρ_l ou $l = \perp$ ou $\parallel$ est donnée par la formule suivante :

$$\rho_l = \frac{\rho_{l,\uparrow}\rho_{l,\downarrow} + \rho_{l,\uparrow}\rho_{l,\downarrow\uparrow} + \rho_{l,\downarrow}\rho_{l,\uparrow\downarrow}}{\rho_{l,\uparrow} + \rho_{l,\downarrow} + (1 + a)\rho_{l,\uparrow\downarrow} + (1 + a^{-1})\rho_{l,\downarrow\uparrow}} \quad (2.38)$$

$$\rho_{l,\sigma} = \frac{m_{\sigma}^*}{n_{\sigma} e^2 \tau_{l,\sigma}} \quad (2.39)$$

$$\rho_{l,\sigma\sigma'} = \frac{m_\sigma^*}{n_\sigma e^2 \tau_{l,\sigma\sigma'}} \quad (2.40)$$

$$a = \frac{m_\downarrow^* n_\uparrow}{m_\uparrow^* n_\downarrow} \quad (2.41)$$

où $\sigma = \uparrow$ ou $\downarrow$, e est la charge d'un électron, m^* est la masse effective des électrons, n est la densité volumique des porteurs, $\rho_{\sigma\sigma'}$ est la résistivité de spin-flip (diffusion) et τ est le temps de relaxation des électrons de conduction qui s'exprime selon :

$$\frac{1}{\tau_{l,\sigma}} = \frac{1}{\tau_{s,\sigma}} + \sum_{N=-2}^2 \sum_{\xi=\uparrow,\downarrow} \frac{1}{\tau_{s,\sigma \rightarrow dN\xi}^l} \quad (2.42)$$

où N est le nombre quantique magnétique du spin majoritaire. On peut déduire de ce modèle l'expression générale de la magnétorésistance anisotrope en fonction des résistivités de scattering selon :

$$\frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}} = \gamma \frac{(\rho_{s \rightarrow d\uparrow} - \rho_{s \rightarrow d\downarrow})(\rho_{s\uparrow} - \rho_{s\downarrow} + \rho_{s \rightarrow d\uparrow} - \rho_{s \rightarrow d\downarrow})}{(\rho_{s\uparrow} + \rho_{s \rightarrow d\uparrow})(\rho_{s\downarrow} + \rho_{s \rightarrow d\downarrow}) + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{s\uparrow} + \rho_{s\downarrow} + \rho_{s \rightarrow d\uparrow} + \rho_{s \rightarrow d\downarrow})} \quad (2.43)$$

pour laquelle une partie du calcul et ses règles générales seront données plus loin. Pour les ferromagnétiques forts comme les alliages nickel, nous pouvons simplifier en négligeant les termes de scattering dans la couche $d \uparrow$ dans l'approximation d'une bande pleine (aucune hybridation $s \rightarrow d \uparrow$). Nous obtenons alors l'expression suivante pour l'AMR :

$$\frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}} = \gamma \frac{\rho_{s \rightarrow d\downarrow}(-\rho_{s\uparrow} + \rho_{s\downarrow} + \rho_{s \rightarrow d\downarrow})}{\rho_{s\uparrow}(\rho_{s\downarrow} + \rho_{s \rightarrow d\downarrow}) + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{s\uparrow} + \rho_{s\downarrow} + \rho_{s \rightarrow d\downarrow})} \quad (2.44)$$

Dans certains ferromagnétiques forts comme les alliages de nickel, la résistance $\rho_{s\uparrow}$ est faible devant les résistances $\rho_{s\downarrow}$ et $\rho_{s \rightarrow d\downarrow}$. Nous pouvons donc déduire une expression approchée de la magnétorésistance (AMR) selon :

$$\frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}} \simeq \gamma \frac{\rho_{s \rightarrow d\downarrow}}{\rho_{s\uparrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}} \quad (2.45)$$

Cette expression donne la magnétorésistance dans un matériau massif comme nous recherchons ici. Pour calculer la magnétorésistance d'une couche mince, il faut y ajouter les particularités de la diffusion et réflexions aux interfaces ainsi qu'au niveau des surfaces inférieure et supérieure. On note que les effets de spin-flips et de spin-escape aux interfaces (décrits plus loin) ont généralement pour effet de diminuer l'AMR. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 4 traitant des résultats expérimentaux et de la comparaison vis à vis de la théorie développée ici.

2.4.3 Symétries de la magnétorésistance anisotrope

Dans les alliages nickel/fer (NiFe), la conductivité est plus faible si le courant et l'aimantation sont collinéaires; la conductivité est plus grande s'ils sont perpendiculaires entre eux. La conductivité σ peut alors être décrite, dans le repère où l'axe 'x' est l'axe du courant, sous une forme tensorielle selon :

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{\parallel} & 0 \\ 0 & \sigma_{\perp} \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

Si l'aimantation fait un angle θ avec la direction du courant, nous obtenons :

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{\perp} + (\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}) \cos^2 \theta & -(\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}) \cos \theta \sin \theta \\ (\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}) \cos \theta \sin \theta & \sigma_{\perp} + \sigma_{\perp} + (\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}) \cos^2 \theta \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

Nous observons alors deux phénomènes distincts :

- La résistance de l'échantillon varie en fonction de θ donc du champ magnétique extérieur : c'est la magnétorésistance anisotrope (AMR)
- Une différence de potentiel apparait dans la direction perpendiculaire au courant en raison de l'existence des composantes hors-diagonales σ_{xy} ou (ρ_{xy}) : c'est l'effet Hall plan (planar Hall effect PHE). Les capteurs à effet Hall plan sont utilisés pour leur faible bruit et leur faible coût de fabrication. Pour une revue détaillée, j'invite le lecteur à se référer aux références suivantes [72, 73, 74, 75, 76, 77].

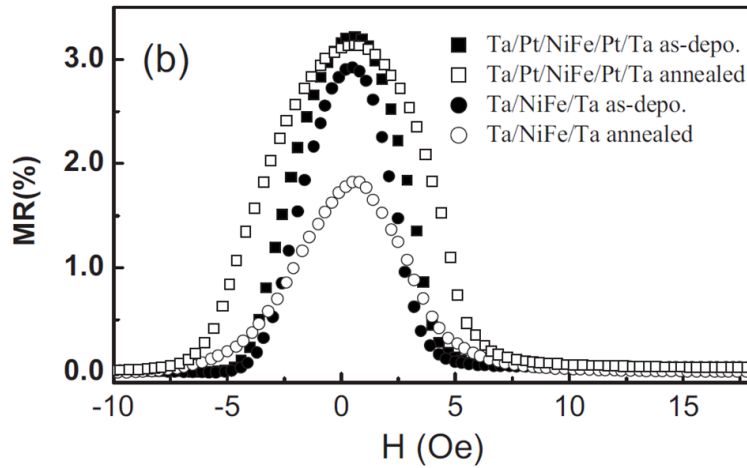


FIGURE 2.17 – Cycles $R(H)$ pour différentes multicouches AMR à base de NiFe, Ta, Pt : l'effet de perte d'AMR par interdiffusion dans les couches est visible sur les échantillons ayant subi un recuit [78].

Pour la réalisation d'un capteur AMR, la meilleure sensibilité est obtenue en fixant l'angle θ_0 à une valeur particulière entre le courant et l'axe facile. Quel est cet angle ? A cet effet, on cherche l'angle θ_0 autour duquel la variation locale de l'angle θ modifie le plus la résistance. Nous cherchons alors le maximum de la dérivée du terme σ_{xx} de la matrice de conductivité. La sensibilité est la plus forte pour $\theta_0 = \pi/4$. La magnétorésistance est donc plus facilement observable si le courant fait un angle de 45 degrés avec la position d'équilibre de l'aimantation. La différence de résistance sera donc proportionnelle au produit $\sin \theta \cos \theta$ et devient donc linéaire dans la limite des champs faibles. Cet argument va conduire à l'implémentation des pont de Wheatstone à "barberpoles" présentés dans le chapitre 4.

2.4.4 Effet sur l'AMR de la diffusion électronique de surface et des mécanismes de spin-flip

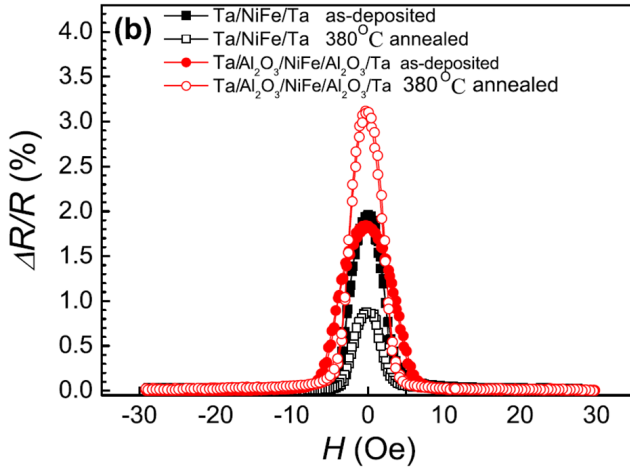
Nous venons de décrire les effets d'AMR, typiquement ceux obtenus avec le permalloy (NiFe) dans des structures massives correspondant à des épaisseurs grandes devant le libre parcours moyen (λ). Or, il est connu depuis le début des années 2000 [62, 63] que les courants de spin responsables des effets de GMR peuvent être singulièrement modifiés voire altérés par la diffusion ainsi que les mécanismes de spin-flip aux interfaces (supérieures et inférieures). Cela conduit généralement à une dépoliarisation du courant de spin aux abords des interfaces. Une telle dépoliarisation est également susceptible d'entraîner une perte d'AMR comme suggéré dans les références plus récentes [78, 79, 80]. La perte d'AMR aux interfaces peut être alors corrélée à l'augmentation du terme de résistivité de spin-flip dans l'équation générale 2.44 donnée plus haut. Du point de vue expérimental et selon les trois références précitées, il est démontré clairement dans des structures AMR spécifiques que :

- l'interdiffusion chimique aux interfaces Ta/NiFe/Ta peut donner lieu à une perte d'AMR de l'ordre de 30% en comparaison avec les interfaces de type Ta/Pt/NiFe/Pt/Ta, le Pt jouant le rôle d'interface chimique robuste (figure 2.17).

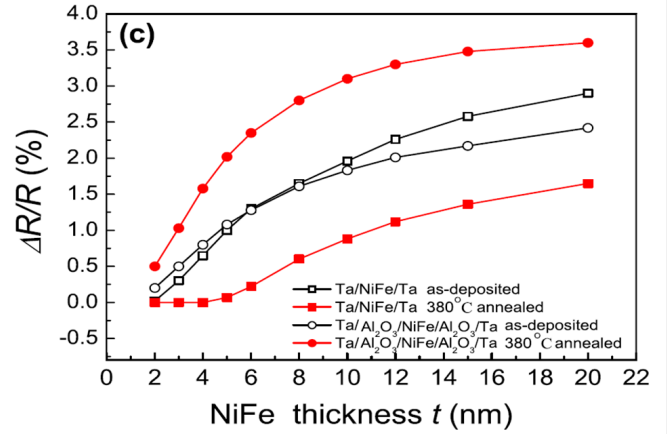
Il faut toutefois demeurer prudent quant aux conclusions de ces résultats dans le sens où il n'est nullement indiqué la qualité bidimensionnelle des couches de Pt de 1.5 nm d'épaisseur.

- l'encapsulation de la couche active de NiFe par des barrières fines de Al_2O_3 (5 nm) permettait d'augmenter significativement le signal par un facteur 2 (Ref.2.18). La raison est une meilleure qualité des réflexions spéculaires aux deux interfaces permettant de diminuer la contribution de la résistivité de spin-flip $\rho_{\uparrow\downarrow}$ ou de spin-escape comme décrit plus loin. Dans une image simple, nous pouvons invoquer qu'une couche de NiFe active d'épaisseur t encapsulée entre deux matériaux aux interfaces à fort spin-flip puisse se comporter comme une tricouche d'épaisseur effective $t - 2\lambda$ où λ représente ici le libre parcours moyen électronique (*mean free path* ou -mfp- de l'ordre de 4 nm pour le NiFe à température ambiante). Dans ce cas, les matériaux d'épaisseur minimale 2λ voient leur AMR chuter dramatiquement. Inversement, augmenter les réflexions spéculaires permet d'envisager un niveau d'AMR en couches minces équivalents à celui du matériau massif.

Il est intéressant de considérer en particulier la figure 2.18b donnant l'AMR en fonction de l'épaisseur réelle du



(a) AMR(H) pour différentes composition de couches



(b) AMR en fonction de l'épaisseur de NiFe

FIGURE 2.18 – AMR dans les multicouches à base de NiFe, Ta, Al_2O_3 . L'encapsulation de la couche active par des barrières fines Al_2O_3 permet d'améliorer l'AMR en agissant sur la cristallographie de la couche active par recuit sans subir les effets de l'interdiffusion aux interfaces [79].

NiFe. La forte chute de l'AMR à faible épaisseur indique très clairement les effets de scattering, de spin-flip et de spin-escape aux interfaces. La valeur de l'AMR du massif est retrouvée pour une épaisseur typique de 15 nm dans le cas présent.

- La troisième référence ([80]) en exemple montre les effets conjugués d'une réflexion spéculaire optimisée (NiFeCr/-NiFe/Ta) et d'une anisotropie de surface réduite.

Nous reviendrons dans la partie 2.4.4 sur notre étude numérique concernant les effets de spin-flip et de spin-escape sur les courants de spin ainsi que sur l'amplitude des AMR à attendre. A cet égard nous présenterons des simulations sur les courants de spin dans les multicouches et réalisées à partir des modèles de CIP-GMR directement nécessaires à une meilleure compréhension des problèmes de transport électronique en vue d'une optimisation future.

2.4.5 AMR et courants de spin

Nous avons vu précédemment que les profils de courants de charge et de spin dans les multicouches, de même que la GMR-CIP et également la GMR-CPP), sont obtenues à partir des distributions de Fermi hors équilibre locales et non locales sommées sur l'ensemble de l'épaisseur de la structure [81]. Il suffit en effet de comparer les courants de charge dans les configurations parallèles et antiparallèles pour en déduire leur différence et par conséquent la magnétorésistance GMR. Concernant l'AMR, cela devient plus complexe car celle-ci dépend de la direction du courant du fait du couplage spin-orbite, ingrédient essentiel à considérer également pour les applications d'effet Hall et d'effet Hall de spin. Nous proposons ici un modèle dérivé du modèle de Kokado [65] qui relie courants de spin et AMR par l'intermédiaire de la résistivité de spin-flip, $\rho_{\uparrow\downarrow}$ [82]. Dans un modèle de diffusion à deux canaux de conduction couplés, le formalisme de Boltzmann pour le transport électronique fait intervenir le mélange de canaux de spin selon [83, 84] :

$$-\frac{e\hbar}{m^*}\mathbf{k}\cdot\mathcal{E}\frac{\partial f^0(\xi_{\uparrow(\mathbf{k})})}{\partial \xi} = \frac{\mathbf{f}_{\uparrow} - \mathbf{f}^0(\xi_{\uparrow(\mathbf{k})})}{\tau_{\uparrow}} + \frac{\mathbf{f}_{\uparrow} - \mathbf{f}_{\downarrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} \quad (2.48)$$

$$-\frac{e\hbar}{m^*}\mathbf{k}\cdot\mathcal{E}\frac{\partial f^0(\xi_{\downarrow(\mathbf{k})})}{\partial \xi} = \frac{\mathbf{f}_{\downarrow} - \mathbf{f}^0(\xi_{\downarrow(\mathbf{k})})}{\tau_{\downarrow}} + \frac{\mathbf{f}_{\downarrow} - \mathbf{f}_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} \quad (2.49)$$

pour lesquelles ξ représente l'énergie des porteurs sur la surface de Fermi et $\mathcal{E}$ le champ électrique. Nous rappelons que $f_{\sigma} = f^0 + g$ représentent les distributions de Fermi hors-équilibre. f^0 est la distribution à l'équilibre et $g = f - f^0$ le déplacement de cette distribution par le champ électrique donnant lieu au courant de charge polarisé en spin. $\tau_{\uparrow,\downarrow}$

représentent les temps de relaxation pour les populations de spin majoritaire ($\uparrow$) et minoritaire ($\downarrow$) et $\tau_{\uparrow\downarrow}$ le temps caractéristique de mélange de spin ou temps caractéristique de spin-flip.

Nous pouvons définir ainsi 3 résistivités suivantes : $\rho_{\uparrow,\downarrow} = \frac{m^*}{ne^2\tau_{\uparrow,\downarrow}}$ et $\rho_{\uparrow\downarrow} = \frac{m^*}{ne^2\tau_{\uparrow\downarrow}}$ (m^* est la masse effective, n la densité de porteurs de type s). De cette expression, nous pouvons donc extraire la conductance de charge (σ_c) selon :

$$\sigma_c = \frac{1}{\rho_c} = \frac{\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}}{\rho_{\downarrow}\rho_{\uparrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow})} \quad (2.50)$$

Il en résulte également un courant de spin effectif j_s donné par :

$$j_s = \frac{e}{h} k_F^2 (g_{\uparrow} - g_{\downarrow}) = e\mathcal{E}v_F \frac{\frac{1}{\tau_{\downarrow}} - \frac{1}{\tau_{\uparrow}}}{\frac{1}{\tau_{\downarrow}}\frac{1}{\tau_{\uparrow}} + \frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}}\left(\frac{1}{\tau_{\uparrow}} + \frac{1}{\tau_{\downarrow}}\right)} \quad (2.51)$$

où k_F représente le vecteur d'onde de Fermi de la bande $4s$ ne dépendant pas du spin ainsi que la conductance de spin (σ_s), obtenue par différence des courants, selon :

$$\sigma_s = \frac{\rho_{\downarrow} - \rho_{\uparrow}}{\rho_{\downarrow}\rho_{\uparrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow})} \quad (2.52)$$

Expression de l'AMR en fonction de la polarisation du courant

Nous allons donner ici l'expression de l'AMR en fonction de la polarisation du courant P qui, à notre connaissance n'a jamais été proposée jusqu'à présent. Cette relation est importante car c'est cette relation qui va faire le lien entre dépolarisation à l'interface et perte d'AMR. Nous introduisons, à cet effet, la polarisation en spin du courant (P) définie comme le rapport entre courant de spin et courant de charge. P est donnée par l'expression :

$$P = \rho_c \sigma_s = \frac{\rho_{\downarrow} - \rho_{\uparrow}}{\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}} \quad (2.53)$$

L'asymétrie en spin de la conduction dans le permalloy (NiFe) massif est quant à elle donnée par le paramètre ($\beta_{NiFe} \simeq 0.8$) définie comme :

$$\beta = \frac{\rho_{\downarrow} - \rho_{\uparrow}}{\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow}} \quad (2.54)$$

Dans l'approximation $\rho_{s\uparrow} \ll \rho_{s\downarrow}, \rho_{s\rightarrow d\downarrow}$ qui nous intéresse et qui correspond à un très fort contraste entre les densités d'états $3d$ des électrons majoritaires $\uparrow$ et minoritaires $\downarrow$ et après avoir introduit l'expression de $\rho_{\uparrow\downarrow}$ vs. (β, P) dans l'équation 2.44, nous pouvons déterminer l'AMR avec termes de spin-flip ($\rho_{\uparrow\downarrow}$) en rapport avec l'AMR nominale optimale sans spin-flip ($\rho_{\uparrow\downarrow} = 0$) en fonction de P selon l'expression :

$$R = \frac{(AMR)_{sf}}{(AMR)_0} \simeq \frac{4P(1 - \beta)}{4P(1 - \beta) + (\beta - P)(1 + \beta)} \quad (2.55)$$

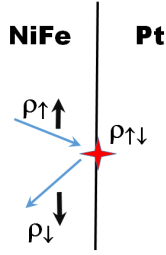
A cet effet, nous avons considéré $\rho_{s\uparrow}$ comme la résistance nominale du canal de spin $\uparrow$. En effet, nous pouvons considérer ici $\rho_{s\uparrow} \ll \rho_{s\rightarrow d\uparrow}$ en raison d'une densité d'états électroniques $3d$ presque nulle pour les centres diffuseurs dans la bande de spin majoritaire.

Pour $P = \beta$ ($\rho_{\uparrow\downarrow} = 0$), l'AMR est maximale est égale à celle du matériau massif mais lorsque la polarisation P diminue par spin-flip, l'AMR diminue en conséquence. La figure 2.20 représente la variation de l'AMR avec la dépolarisation de spin selon le modèle proposé. Le calcul est réalisé avec $\beta = 0.8$. On remarque que, pour une polarisation de 50% par spin-flip, l'AMR est réduite de 66% ce qui signifie 1/3 de son maximum, ce qui illustre la perte rapide d'AMR avec la dépolarisation. Pour une polarisation du courant de spin de 30%, l'AMR atteint 20% de l'AMR nominale.

a) mécanismes de spin-flips

Nous pouvons discerner 3 mécanismes physiques principaux conduisant à une dépolarisation du courant de spin. Le premier mécanisme proposé est celui d'une dépolarisation en température par absorption/émission d'excitations magnétiques ou magnons (ou ondes de spin) [82]. Ce mécanisme explique la perte d'AMR en température.

Spin-flip at interface



Spin-escape at interface

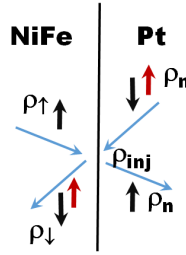


FIGURE 2.19 – Illustration des mécanismes de spin-flip et de spin-escape à une interface. Le terme de spin-flip à gauche correspond à un renversement de spin après réflexion. Le terme de spin escape représente l'introduction d'un courant non-polarisé dans le matériau ferromagnétique venant d'une couche adjacente non magnétique. $\rho_{\uparrow,\downarrow}$ représente la résistivité des canaux de spin $\uparrow$ et $\downarrow$, $\rho_{\uparrow\downarrow}$ la résistivité de mélange. ρ_n la résistivité de la couche adjacente non-magnétique et ρ_{inj} la résistivité d'injection.

Le deuxième mécanisme, celui que nous décrivons dans nos simulations des courants de spin AMR (plus loin), est celui des spin-flips aux interfaces selon lequel un courant de spin majoritaire se réfléchit sur une interfaces en perdant sa mémoire de spin en raison du couplage spin-orbite à l'interface par des champs locaux : diffusion assistée de spin-orbite, précession locale Rashba,... L'ensemble de ces phénomènes peut se décrire selon les mêmes principes qu'exposés plus haut pour la GMR. Dans nos simulations, ce terme est décrit par le paramètre $\delta_{py/pt}$ pour lequel $1 - \exp(-\delta_{Py/Pt})$ représente la probabilité de perdre l'information de spin lors d'une réflexion/transmission sur une interface (par exemple Py/Pt mais aussi possiblement Py/SiO_2).

b) mécanismes de spin-escape

Le troisième mécanisme est celui d'une perte du courant de spin, non pas par 'spin-flip', mais par processus de 'spin-escape'. Ici, le courant de spin dans le matériau ferromagnétique s'échappe vers le matériau non-magnétique (e.g. Pt) à une interface et vice-versa. Il en résulte une diminution de la polarisation du courant de spin dans le matériau ferromagnétique par injection d'un courant non-polarisé depuis le matériau non magnétique (Fig. 2.19). Ce processus de dépolarisation, que nous décrivons plus bas, existe sans mécanisme de spin-flip. Nous montrons ici l'équivalence entre mécanisme de spin-escape et mécanisme de spin-flip par des arguments généraux en considérant 3 canaux de conduction : le canal de spin majoritaire, le canal de spin minoritaire ainsi que le canal d'électrons non-polarisés du métal normal voisin.

Nous considérons, à cet effet, une couche fine d'un conducteur adjacente à la couche ferromagnétique et nous introduisons un modèle à trois courants en introduisant le temps caractéristique d'injection/éjection aux interfaces, τ_{inj} . Il s'agit donc de généraliser à un modèle à 3 canaux de spin en généralisant les 3 équations de Boltzmann selon :

$$e\mathcal{E}v_z = \frac{g_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow}} + \frac{g_{\uparrow}}{\tau_{inj}} - \frac{g_n}{\tau_{inj}} \quad (2.56)$$

$$e\mathcal{E}v_z = \frac{g_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow}} + \frac{g_{\downarrow}}{\tau_{inj}} - \frac{g_n}{\tau_{inj}} \quad (2.57)$$

$$e\mathcal{E}v_z = \frac{g_n}{\tau_n} - \frac{g_{\uparrow}}{\tau_{inj}} - \frac{g_{\downarrow}}{\tau_{inj}} + 2\frac{g_n}{\tau_{inj}} \quad (2.58)$$

où $g = f - f^0$ la distribution de Fermi électronique hors-équilibre dans le matériau ferromagnétique ($g_{\uparrow,\downarrow}$) et non magnétique (g_n) comme le Pt . τ_n représente ici le temps de relaxation électronique caractéristique du matériau adjacent. Nous déduisons donc les distributions de Fermi hors-équilibre dans le ferromagnétique respectivement selon :

$$g_{\uparrow} = \frac{\left(\frac{1}{\tau_{\downarrow}} + \frac{1}{\tau_{inj}}\right) \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{inj}}\right)}{\frac{1}{\tau_{\uparrow}\tau_{\downarrow}} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{2}{\tau_{inj}}\right) + \left(\frac{1}{\tau_{\uparrow}} + \frac{1}{\tau_{\downarrow}}\right) \left(\frac{1}{\tau_n\tau_{inj}} + \frac{1}{\tau_{inj}^2}\right) + \frac{1}{\tau_n\tau_{inj}^2}} e\mathcal{E}v_z \quad (2.59)$$

$$g_{\downarrow} = \frac{\left(\frac{1}{\tau_{\uparrow}} + \frac{1}{\tau_{inj}}\right) \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{inj}}\right)}{\frac{1}{\tau_{\uparrow}\tau_{\downarrow}} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{2}{\tau_{inj}}\right) + \left(\frac{1}{\tau_{\uparrow}} + \frac{1}{\tau_{\downarrow}}\right) \left(\frac{1}{\tau_n\tau_{inj}} + \frac{1}{\tau_{inj}^2}\right) + \frac{1}{\tau_n\tau_{inj}^2}} e\mathcal{E}v_z \quad (2.60)$$

$$(2.61)$$

si bien que dans la limite qui nous intéresse et en utilisant l'approximation $\tau_{inj} \gg \tau_{\uparrow}, \tau_{\downarrow}, \tau_n$, nous obtenons au premier ordre :

$$g_{\uparrow} = \frac{\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{inj}}}{\frac{1}{\tau_{\uparrow}} \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{inj}} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{2}{\tau_{\uparrow}}\right)} e\mathcal{E}v_z \quad (2.62)$$

$$g_{\downarrow} = \frac{\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{inj}}}{\frac{1}{\tau_{\downarrow}} \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{inj}} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{2}{\tau_{\downarrow}}\right)} e\mathcal{E}v_z \quad (2.63)$$

$$(2.64)$$

ainsi que les résistivités associées $\rho_{\uparrow}^* = \frac{\rho_{\uparrow}(\rho_n + 2\rho_{inj}) + \rho_n\rho_{inj}}{\rho_n + \rho_{inj}}$ et $\rho_{\downarrow}^* = \frac{\rho_{\downarrow}(\rho_n + 2\rho_{inj}) + \rho_n\rho_{inj}}{\rho_n + \rho_{inj}}$ avec $\rho_n = \frac{m}{ne^2\tau_n}$ et $\rho_{inj} = \frac{m}{ne^2\tau_{inj}}$ les résistivités du matériau adjacent et résistivité d'injection. Selon les règles générales formulées plus bas, nous sommes désormais en mesure de calculer l'AMR selon :

$$\Delta\rho = \Delta\rho_{\uparrow} \frac{(\rho_{\uparrow}^*)^2 - (\rho_{\downarrow}^*)^2}{\rho_{\uparrow}^*\rho_{\downarrow}^*(\rho_{\uparrow}^* + \rho_{\downarrow}^*)} \quad (2.65)$$

où $\Delta\rho_{\uparrow} = -\Delta\rho_{\downarrow}$ est la différence de résistivité introduite par les interactions de spin-orbite dans les processus de collision dans le matériau massif. De façon équivalente :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \Delta\rho_{\uparrow} \frac{\rho_{\downarrow} - \rho_{\uparrow}}{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + \rho_{eff})\rho_{eff}} \quad (2.66)$$

dans laquelle le terme effectif équivalent au spin flip est donné par $\rho_{eff} = \frac{\rho_n \times \rho_{inj}}{\rho_n + \rho_{inj}}$. La polarisation du courant est quant à elle donnée par

$$P = \frac{\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + 2\rho_{eff}} \quad (2.67)$$

Nous remarquons que les expressions 2.66 et 2.67 sont assez semblables aux expressions 2.52 et 2.53 données plus haut dans le cas du spin-flip.

L'expression de l'AMR donnée par l'Eq. 2.66 est donc aussi valable dans le cas du spin-escape. De ces expressions, nous pouvons déduire que l'AMR en couche mince demeure significative, proche de l'AMR du massif, si ρ_{eff} est négligeable ce qui correspond soit *i*) à une forte réflexion aux interface (ρ_{inj} minimum) ou soit *ii*) ρ_n petit correspondant à une très forte conductivité de la couche non magnétique (Pt) adjacente. Inversement, si ρ_n et ρ_{inj} sont grands ce qui signifie une injection rapide de porteur depuis le NiFe vers une couche non-magnétique peu résistive, l'AMR doit chuter grandement.

c) règles générales pour l'expression de l'AMR

Nous décrivons ici quelques règles générales utiles pour l'établissement des expressions donnant l'AMR de matériaux ferromagnétiques. La résistance du matériau ferromagnétique est donnée par [65] :

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})\rho_{\uparrow\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}} \quad (2.68)$$

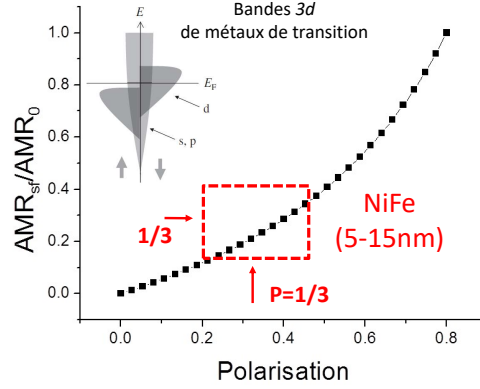


FIGURE 2.20 – Variation du taux d'AMR avec la polarisation de spin dans le permalloy en unité du paramètre d'asymétrie de spin volumique β . Un taux de polarisation de 30% par rapport au matériau massif conduit à une AMR effective de 20% par rapport à l'AMR nominale.

Considérons un mélange de spin artificiellement maximum ($\rho_{\uparrow\downarrow} = \infty$) donnant une résistivité moyenne égale à $\rho = \frac{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}}{4}$ (cas d'un très fort spin-orbite). Le changement de résistivité due à un terme de spin-orbite supplémentaire ne change pas la résistance des deux canaux. La variation de résistance est donc opposée pour les canaux de spin $\uparrow$ et $\downarrow$ ce qui conduit à $\delta\rho_{\uparrow} = -\delta\rho_{\downarrow} = \gamma\rho_{s\rightarrow d\downarrow}$ (γ est le paramètre de spin-orbite donné par Kokado). Nous pouvons donc calculer désormais l'AMR par variation du terme générique 2.20 vs. $\Delta\rho_{\downarrow} = -\Delta\rho_{\uparrow}$ ce qui conduit à :

$$AMR = \frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\Delta\rho_{\uparrow}(\rho_{\downarrow} - \rho_{\uparrow})}{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})} \quad (2.69)$$

pour retrouver ainsi la formule générale de Kokado :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \simeq \gamma \frac{(\rho_{s\rightarrow d\downarrow} - \rho_{s\rightarrow d\uparrow})(\rho_{s\downarrow} + \rho_{s\rightarrow d\downarrow} - \rho_{s\uparrow})}{\rho_{s\uparrow}(\rho_{s\downarrow} + \rho_{s\rightarrow d\downarrow}) + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{s\uparrow} + \rho_{s\downarrow} + \rho_{s\rightarrow d\downarrow})} \simeq \gamma \frac{\rho_{s\rightarrow d\downarrow}(\rho_{s\downarrow} + \rho_{s\rightarrow d\downarrow} - \rho_{s\uparrow})}{\rho_{s\uparrow}(\rho_{s\downarrow} + \rho_{s\rightarrow d\downarrow}) + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{s\uparrow} + \rho_{s\downarrow} + \rho_{s\rightarrow d\downarrow})} \quad (2.70)$$

2.4.6 Simulation des courants de spin dans une tri-couche AMR

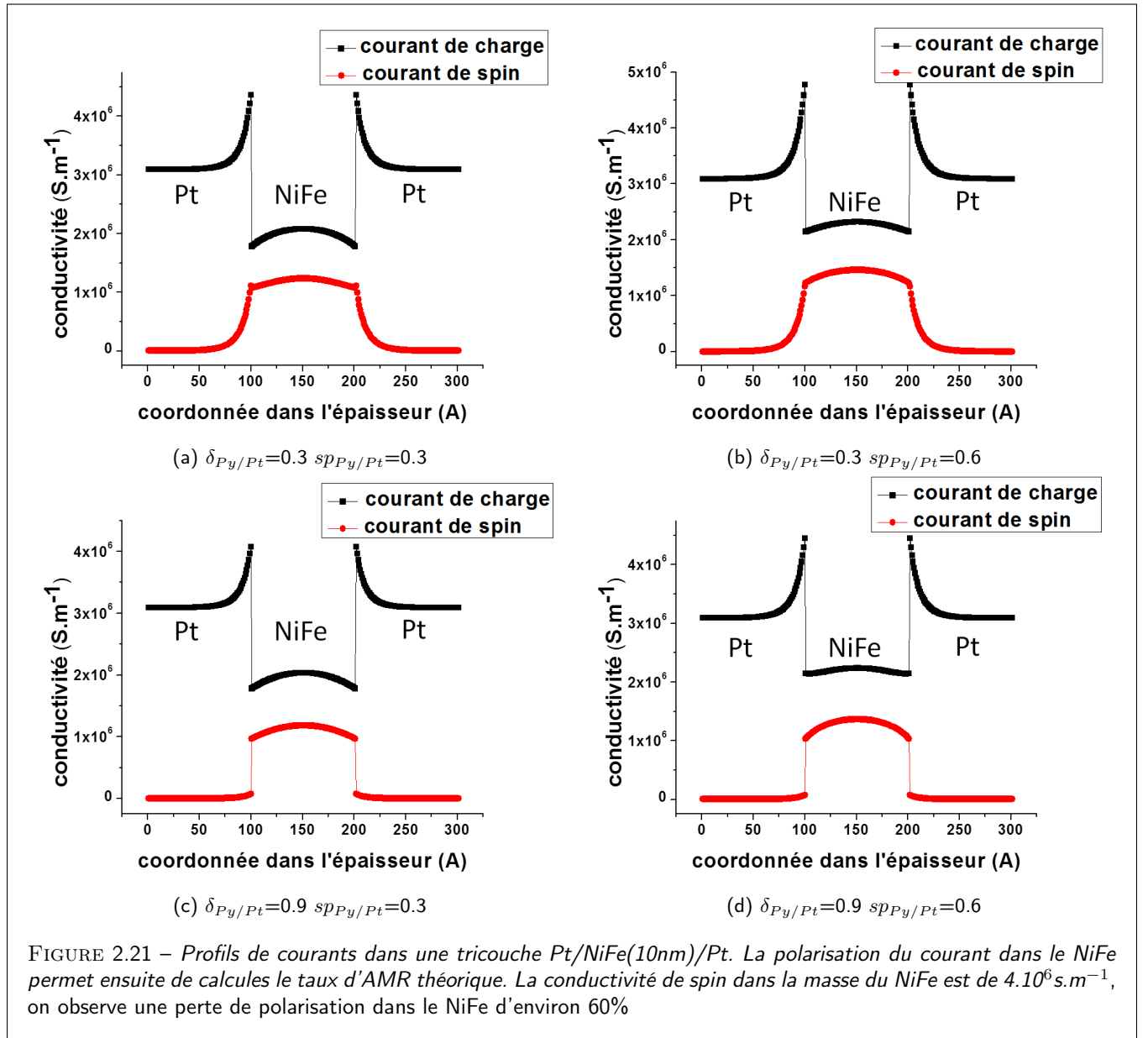
Nous allons appliquer le formalisme précédent en étudiant l'anatomie des courants de spin d'une structure AMR : une couche de NiFe encapsulée au niveau de ses interfaces inférieure et supérieure. Nous considérons ici, en particulier, le cas d'une structure tricouche de type Pt(6)/NiFe(10)/Pt(6) susceptible d'être utilisée dans un AMR à barberpoles. Nous souhaitons dorénavant simuler une tricouche contenant un matériau à fort spin-orbite (cas du Platine). Ces matériaux possèdent la propriété de générer des courants de spin hors du plan par effet Hall de spin que nous décrivons plus en détail dans le chapitre 6. Nous considérons à nouveau, le modèle de Camley-Barnas de la géométrie CIP et nous étudions également les effets de non spécularité et de spin-flips/spin-escape. Les paramètres utilisés pour la simulation sont donnés dans le tableau 2.3.

Dans la première simulation (figure 2.21a), le paramètre de spin-flip est égal à 0.3 et le coefficient de réflexion spéculaire est de 0.3. Le grand libre parcours moyen dans le platine fait que le courant est le plus important aux abords des interfaces dans le Pt. Dans la deuxième simulation (2.21b), la partie spéculaire en réflexion augmente à 0.6 ce qui augmente le courant dans le Pt. Dans la troisième simulation (figure 2.21c), le spin-flip est de 0.9 et le coefficient spéculaire reste à 0.3. Le faible taux de transmission avec mémoire de spin entraîne une diminution des courants de spin proche des interfaces dans le permalloy (NiFe) et dans le Pt. Le courant de spin dans le platine a diminué dans la simulation 2.21d (spin-flip=0.9, spéculaire=0.6) car le flux de spin majoritaire provenant du permalloy est réduit par le spin-flip et l'absorption de spin majoritaire devient prépondérante. Nous retrouvons un courant de charge important dans le platine aux abords des interfaces mais ce courant a perdu sa polarisation par rapport à la simulation 2.21a en raison du spin-flip. Le courant de spin est

paramètre	symbole	valeur
conductivité	σ_{Pt}	$5 \cdot 10^6 \text{ S.m}^{-1}$
conductivité	σ_{NiFe}^*	$2 \cdot 10^6 \text{ S.m}^{-1}$
MFP	λ_{Pt}	2nm
MFP	λ_{NiFe}	4nm
anisotropie de résistance	β_{NiFe}	0.8
anisotropie de transmission	$\gamma_{NiFe/Pt}$	0.7

TABLE 2.3 – Paramètres utilisés pour les simulations AMR.

discontinu aux abords de l'interface ce qui entraîne une perte de polarisation en spin du courant et donc une réduction significative d'AMR.



Polarisation dans le NiFe				taux d'AMR			
sf\sp	0	0.3	0.6	sf\sp	0	0.3	0.6
0	29%	37%	48%	0	0.9%	1.3%	1.8%
0.3	29%	34%	40%	0.3	0.9%	1.1%	1.4%
0.6	29%	33%	38%	0.6	0.9%	1.07%	1.3%
0.9	28%	32%	37%	0.9	0.9%	1.03%	1.3%

TABLE 2.4 – Polarisation du courant effective dans les structures Pt/NiFe(10 nm)/Pt et AMR correspondante obtenue en fonction du spin-flip et de la réflexion spéculaire. La polarisation en spin nominale $\beta=0.8$ et l'AMR nominale est de 4.5% dans le NiFe massif. Dans ces calculs, il n'est nullement tenu compte du courant de shunt dans le Pt.

On applique aux simulations la formule (2.20) aux résultats des simulations pour donner une estimation de la magnétorésistance de la tricoche (Tableau 2.4). Nous reviendrons sur ces questions de spin-flip et spin-escape dans le chapitre 4 traitant de l'AMR effective mesurée en fonction de l'épaisseur des couches.

2.5 Magnétorésistances à effet Tunnel (TMR)

Bien que les capteurs utilisant l'effet de magnétorésistance tunnel (TMR) n'aient pas été étudiés ici, nous nous proposons de donner un descriptif assez rapide de ses mécanismes fondamentaux. En effet les effets de TMR à base de barrière tunnel MgO représentent aujourd'hui une ligne de base essentielle pour le développement des capteurs magnétiques tunnel, des mémoires MRAM ainsi que des nano-oscillateurs à transfert de spin [85].

2.5.1 Magnétorésistances à effet Tunnel dans les jonctions alumine amorphe

Avant la découverte de la magnétorésistance géante (GMR), il était connu que la résistance d'une jonction tunnel magnétique dans les systèmes Fe/Ge/Fe pouvait dépendre de l'orientation relative des électrodes magnétiques de manière similaire à la GMR présentée précédemment. C'est l'effet de magnétorésistance à effet tunnel ou l'effet de magnétorésistance tunnel (TMR). L'effet de TMR à température ambiante a été observée deux décennies plus tard, en 1995, au MIT Cambridge par le groupe de J. Moodera [86] sur des jonctions NiFe/Al₂O₃/Co faite d'alumine amorphe. L'explication des mécanismes de TMR sur alumine amorphe répond au modèle de Jullière développé au début des années 1970 sur les systèmes Fe/Ge/Fe [87]. Nous en décrivons ici les principaux développements.

Malgré les similarités sur la forme des signaux magnétiques dans les structures de type vanne de spin, la TMR a une explication physique totalement différente de celle des effets de GMR. On observe les effets de TMR lorsque des électrons traversent par effet tunnel une fine barrière isolante, typiquement de 0.5 à 2 nm, comprise en sandwich entre deux couches ferromagnétiques. L'effet TMR ne tient pas son origine des propriétés de diffusion des électrons polarisés en spin mais de la probabilité quantique de la transmission tunnel dépendante de l'arrangement magnétique parallèle ou antiparallèle. En effet, en raison des principes mêmes de la mécanique quantique, un spin ne peut être transmis, par effet tunnel, d'un état métallique de la surface de Fermi de la bande correspondante vers un état quantique de même spin dans la contre-électrode dans lequel la densité d'états est modifiée dans l'état antiparallèle. Dans les matériaux ferromagnétiques, il existe un déséquilibre de la densité d'état des électrons spin $\uparrow$ et $\downarrow$ qui oriente l'aimantation de la couche dans une certaine direction. Par conséquent l'effet tunnel est dépendant du spin, la conductance de la barrière tunnel est donnée par :

$$T_P \propto D_{\uparrow}^{(1)}(E_F).D_{\uparrow}^{(2)}(E_F) + D_{\downarrow}^{(1)}(E_F).D_{\downarrow}^{(2)}(E_F) \quad (2.71)$$

$$T_{AP} \propto D_{\uparrow}^{(1)}(E_F).D_{\downarrow}^{(2)}(E_F) + D_{\downarrow}^{(1)}(E_F).D_{\uparrow}^{(2)}(E_F) \quad (2.72)$$

où les indices 1 et 2 représentent les deux matériaux ferromagnétiques et $D(E_F)$ les densités d'états. La résistance étant maximale lorsque la configuration d'aimantation est antiparallèle et minimale dans la configuration d'aimantation parallèle (et ceci pour des électrodes identiques).

Le calcul complet d'une transmission tunnel bande à bande, dans un modèle de 2 bandes paraboliques, est donné dans le détail par J.-C. Slonczewski dans un article précurseur traitant également du spin-transfer torque [89]. Jusque dans les années 2004-2005, ce type de barrière tunnel était traditionnellement réalisée avec un film mince d'alumine Al₂O₃ amorphe pour lesquelles l'asymétrie en spin dans les densités d'états des matériaux ferromagnétiques que constituent les

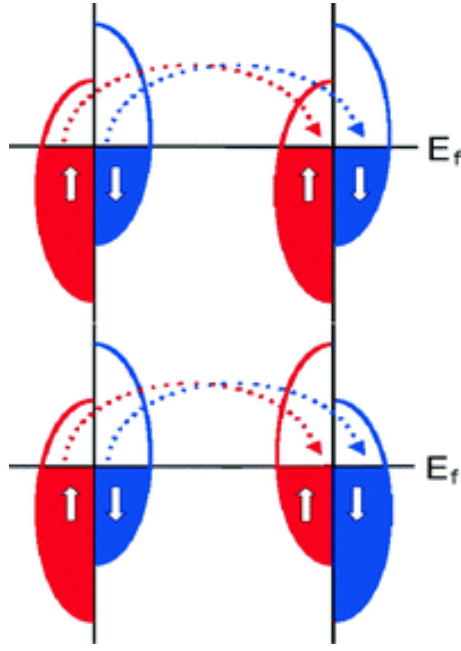


FIGURE 2.22 – Modèle de Jullière : densité d'états de spin up (majoritaires) et de spin down (minoritaires) dans les configurations d'aimantation parallèles (PA) et antiparallèles (AP) et amplitudes de transmission tunnel associées dépendant de la configuration magnétique. [88].

électrodes jouent un rôle essentiel. Dans cette configuration, la réponse angulaire de la jonction est donnée par la variation de conductance selon [90, 89] :

$$G = G_{\perp} \left(1 + \frac{TMR}{2 + TMR} \cos \theta \right) \quad (2.73)$$

où $G_{\perp}$ est la conductance tunnel dans la configuration où les aimantations sont perpendiculaires, TMR est la différence relative de résistances parallèle et antiparallèle et θ est l'angle entre les deux aimantations. Cette expression de la conductance exprime donc la dépendance en angle des coefficients de transmission des états électroniques considérés sous forme de spineur à 2 composantes (modèle de 2 bandes paraboliques).

Dans le modèle de l'électron libre proposé par J.-C. Slonczewski [89], les courants de spin possèdent un vecteur d'onde différent $k_{\uparrow} = \sqrt{2m(E_F - V_{\uparrow})}/\hbar$ et $k_{\downarrow} = \sqrt{2m(E_F - V_{\downarrow})}/\hbar$ où $V_{\uparrow} - V_{\downarrow}$ est le splitting d'échange, différence d'énergie potentielle entre spin $\uparrow$ et spin $\downarrow$. La TMR est alors donnée par :

$$TMR = \frac{2P_{eff}^2}{1 - P_{eff}^2} \quad (2.74)$$

où P_{eff} est la polarisation effective donnée par [89]

$$P_{eff} = \frac{k_{\uparrow} - k_{\downarrow}}{k_{\uparrow} + k_{\downarrow}} \quad (2.75)$$

2.5.2 Propriétés et structure électroniques des TMR : filtrage en spin dans les jonctions MgO épitaxiées

En 2001 dans un article théorique ab-initio, W. Butler et al. [91] de l'université d'Alabama proposait la faisabilité de pouvoir contrôler et augmenter largement les courants de spin tunnel dans des structures jonction tunnel à base de MgO épitaxié du type Fe/MgO/Fe afin d'obtenir un très fort contraste TMR, bien supérieur à celui obtenu à partir des jonctions alumine amorphe. Ici, le caractère épitaxial des barrières tunnel à base de MgO de structure cristalline fcc a pour effet de filtrer en spin certaines fonctions d'onde tunnel de caractère évanescent et de symétrie bien marquée (Δ_1

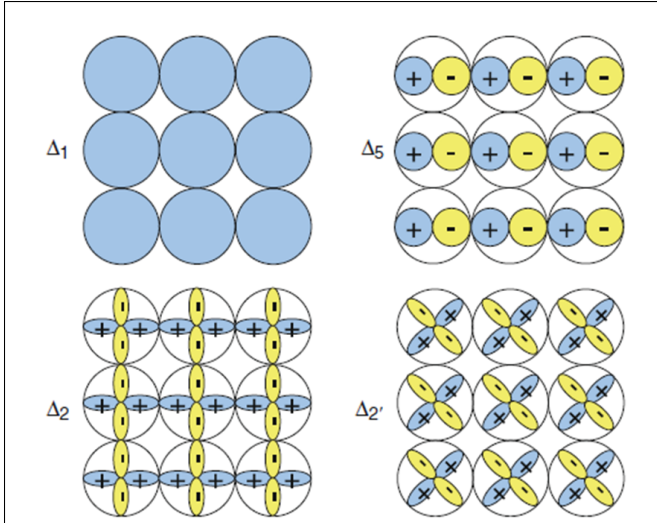


FIGURE 2.23 – Symétries des fonctions d'onde dans un cristal cubique fcc à deux dimensions pour un cristal cubique de type MgO [91].

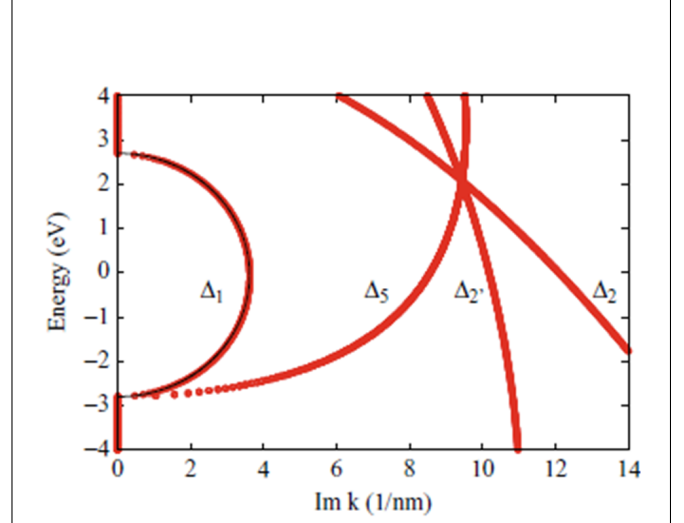


FIGURE 2.24 – Représentation des bandes complexes du MgO selon la direction (100) d'un réseau cubique fcc du MgO [91].

ou symétrie de type s projetée sur l'axe du courant tunnel). En l'occurrence, le transfert tunnel d'électrons de symétrie Δ_1 n'est, dans le cas présent d'une barrière tunnel parfaitement cristalline, possible que dans l'état magnétique parallèle ($\uparrow\uparrow$) des aimantations. En effet, cette symétrie particulière Δ_1 n'étant possible que dans la bande majoritaire de Fe bcc des électrodes, le processus de conduction tunnel pour la symétrie Δ_1 ne peut exister dans l'état magnétique antiparallèle. Cet argument est également valable pour les électrodes magnétiques réalisées à partir d'alliages ordonnés de type Fe, Co ou FeCo de structure cubique (figure 2.23).

Nous présentons ici brièvement les principaux arguments du principe de filtrage de spin qui donne lieu à l'observation de tels effets de TMR géant en 2004 sur des structures Fe/MgO/Fe au Japon dans le groupe de S. Yuasa [92] et aux Etats-Unis dans le groupe de Stuart Parkin[93]. Ce modèle a pour avantage sur celui de Jullière des barrières amorphes [87] de prendre en compte la nature cristalline de la barrière et de la directivité des liaisons chimiques ainsi qu'à l'interface avec les matériaux ferromagnétiques. Dans sa phase cristalline et non amorphe, l'oxyde de magnésium épitaxié MgO(001) possède une structure de bande complexe et anisotrope. Nous pouvons donc considérer un modèle à deux bandes d'énergie E_1 et E_2 pour laquelle le vecteur d'onde évanescent k est donné par :

$$-\frac{1}{k^2} = \frac{\hbar^2}{2m_e^*(E_1 - E)} + \frac{\hbar^2}{2m_h^*(E - E_2)} \quad (2.76)$$

où m_e^* et m_h^* représentent la masse effective de l'électron et du trou respectivement. La figure 2.24 présente la structure de bande complexe selon la direction (100). Le vecteur d'onde k est complexe pour $E_1 > E > E_2$ ce qui implique que la fonction d'onde de l'électron est évanescente dans la barrière ce qui conduit à une décroissance exponentielle de la transmission. Nous pouvons également ajouter que le vecteur d'onde k n'est pas isotrope. La figure 2.25 montre la dépendance du taux de décroissance des transmissions tunnel dans la barrière selon la symétrie des états électroniques dans le cristal. Nous remarquons que la symétrie de l'état Δ_1 est la plus propice à une meilleure transmission tunnel.

Cette dépendance en symétrie va accentuer la différence de conductivité entre la configuration parallèle et la configurations antiparallèle où la composante normale à l'interface du vecteur d'onde est plus faible, *i. e.* celle selon la direction du courant tunnel.

Il en résulte que la variation de résistance due à la TMR est supérieure à celle de la GMR d'un ordre de grandeur au moins pour les épaisseurs de barrière classiquement utilisées. La figure 2.26 présente les premières mesures de TMR sur MgO réalisées à IBM Almaden dans le groupe de Parkin [93] et à AIST Tsukuba dans le groupe de Yuasa [92]. Nous observons des taux de magnétorésistance de l'ordre de 200% et aujourd'hui de 600% à température ambiante [94].

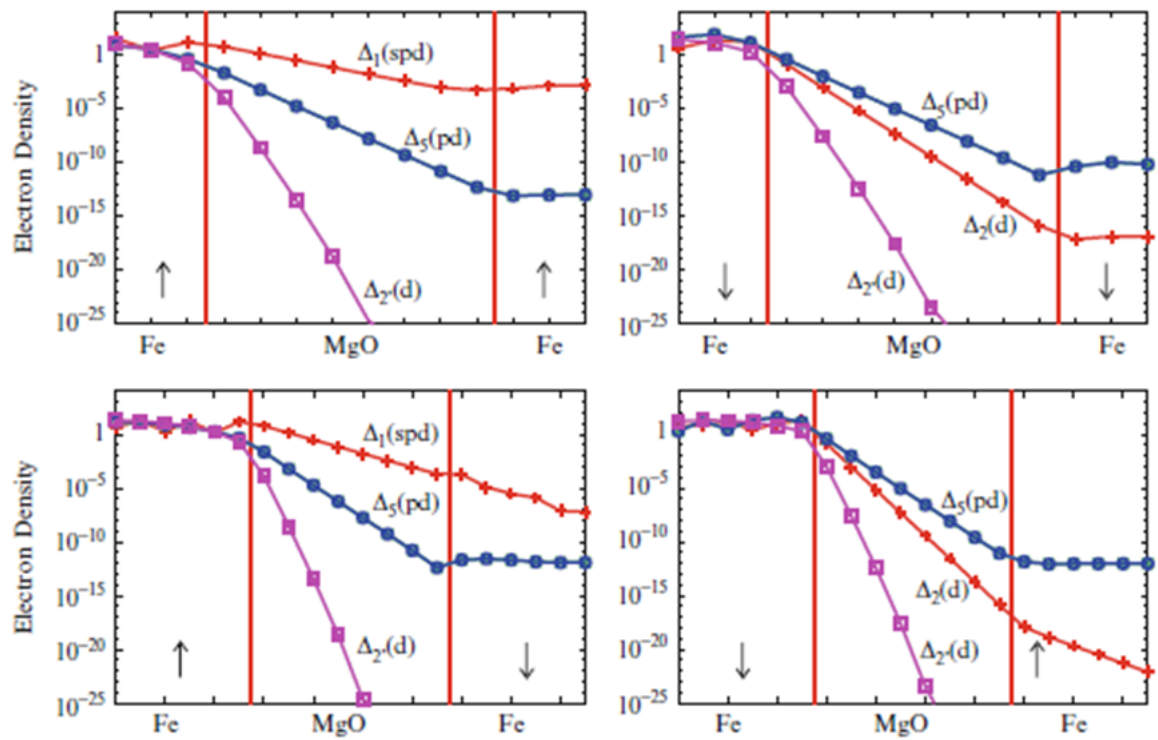
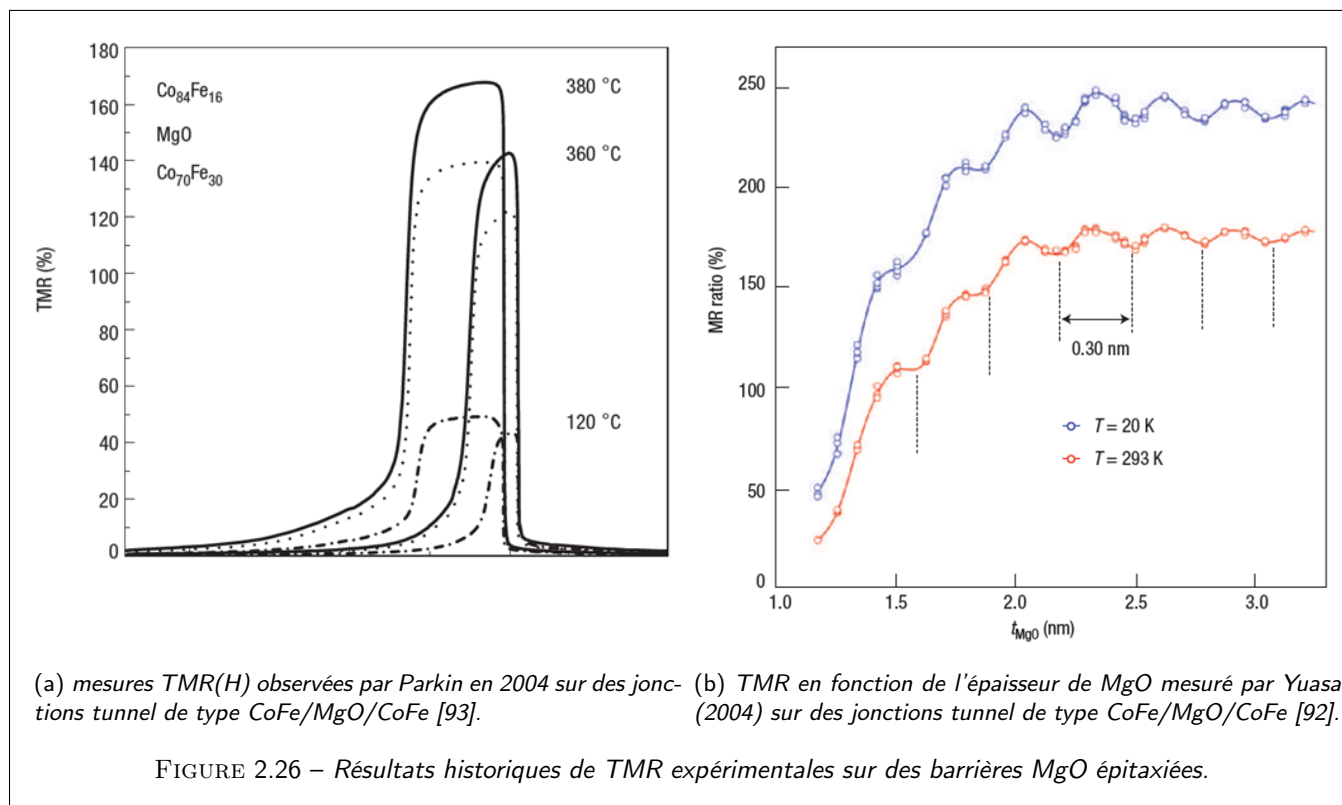


FIGURE 2.25 – Transmission électronique des électrons de spin majoritaire (gauche) et minoritaires (droite) dans la barrière dans une tricoche Fe/MgO/Fe pour les configuration parallèles (haut) et antiparallèles (bas) [91]. Il est également indiqué les différentes symétries des fonctions d'onde cristallines (Δ_1 , Δ_2 , Δ_5). Nous remarquons que la symétrie Δ_1 transmet préférentiellement le courant tunnel grâce à un vecteur d'onde évanescents réduit (meilleur couplage par intégrale de saut -hopping-).



2.5.3 Structure des capteurs TMR

Du point de vue de la structure elle même, les jonctions tunnel sont très similaires aux vannes de spin utilisées pour les capteurs GMR, consistant en deux électrodes ferromagnétiques séparées par une couche non-magnétique : métallique pour les vannes de spin et isolante pour les jonction tunnel. Les applications nécessitant une couche dure et une couche douce, plusieurs stratégies ont été envisagées. On peut tout d'abord utiliser des couches magnétiques possédant une coercitivité différente en utilisant différents matériaux ou en faisant varier l'épaisseur des couches. Cependant la solution la plus utilisée est le couplage d'échange avec un antiferromagnétique comme pour les structures de type GMR. Nous rappelons que l'effet d'utiliser une anisotropie d'échange dans de telles structures est de bloquer l'aimantation dure selon son axe de référence (axe de polarisation du courant).

2.6 Autres magnétomètres DC

Dans un souci de généralité, nous détaillons ici les technologies de capteurs alternatives aux capteurs spintroniques pour la détection de champs magnétiques ainsi que leurs avantages et inconvénients.

2.6.1 Capteurs à effet Hall

Les capteurs à effet Hall demeurent les plus répandus et sont utilisés dans de nombreuses applications comme capteurs d'angle ou capteurs pour le contrôle moteur. L'effet Hall traduit l'apparition d'une différence de potentiel dans un conducteur selon la direction perpendiculaire à la direction du flux de charge (direction du courant injecté) en présence d'un champ magnétique perpendiculaire au plan. Il est dû à la déviation des électrons de conduction par la force de Lorentz.

Généralement les capteurs à effet Hall sont réalisés à base de semiconducteurs de type GaAs ou InSb. En raison de leur faible sensibilité, ils sont généralement accompagnés de concentrateurs de flux magnétiques. Peu adaptés à la mesure des champs magnétiques faibles en raison d'un mauvais rapport signal/bruit, ils sont utilisés pour la mesure de champs plus forts en raison de leur bonne linéarité sur une gamme de champs très étendue. Un autre avantage est également leur faible coût de fabrication.

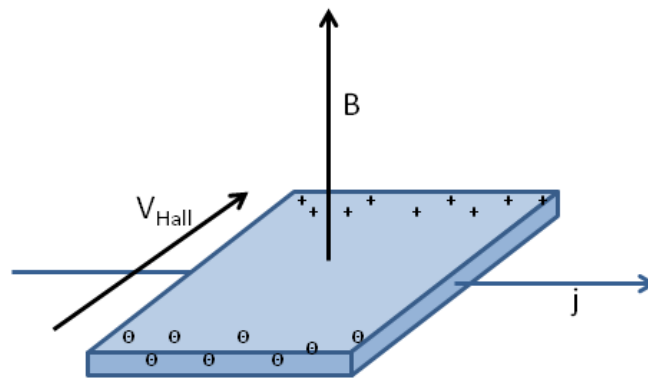


FIGURE 2.27 – Principe de l'effet Hall dans un conducteur : en raison de la force de Lorentz générée par le champ magnétique normal au plan de conduction, la trajectoire des électrons est déviée latéralement générant elle même une accumulation de charge sur les bords extérieurs [95].

2.6.2 Fluxgate.

Les fluxgates permettent la mesure des champs magnétiques faibles dans la gamme se situant typiquement entre 0.01 nT à 1 nT. Ils sont largement utilisés pour les *applications haute-performance* comme la navigation, la prospection géologique ou la recherche maritime. Ils sont composés d'un coeur magnétique à haute perméabilité entouré de deux bobines : dans la première on fait circuler un courant alternatif assez intense pour saturer périodiquement le coeur, la seconde correspond à la bobine de mesure ou encore bobine pick-up. Son fonctionnement repose sur le principe d'une saturation du coeur dépendant de la somme des contributions du champ d'excitation et du champ extérieur. L'influence du champ extérieur est extrait de la bobine de mesure sous forme d'harmoniques impaires de la fréquence d'excitation.

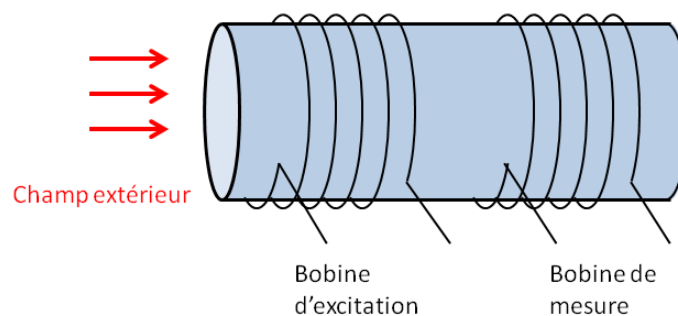


FIGURE 2.28 – Configuration basique d'un magnétomètre fluxgate [95].

Les fluxgates ne peuvent détecter que des champs dont la fréquence est très inférieure à la fréquence d'excitation et sont donc utilisés pour une gamme de champ qui s'étend du DC à quelques kHz. Les fluxgates possèdent une très bonne détectivité à basse fréquence. Cependant ils sont imposants en taille, de 1 cm à quelques dizaines de cm par axe, et nécessitent toutefois une consommation trop importante pour les applications envisagées dans ce mémoire de thèse.

2.6.3 Magnétoimpédance géante (GMI).

La magnétoimpédance géante représente la variation d'impédance obtenue sur certains matériaux en présence d'un champ magnétique extérieur, par exemple celui que l'on souhaite mesurer. Un capteur à impédance géante est généralement

composé d'un fil ferromagnétique entouré d'une bobine d'excitation. La présence d'un champ magnétique orienté selon l'axe du fil réduit la perméabilité transverse et augmente ainsi l'épaisseur de peau du fil ferromagnétique. L'inductance de la bobine d'excitation s'en trouve ainsi diminuée. On mesure donc l'impédance de la bobine à haute fréquence, dans la gamme du MHz, afin de connaître la valeur absolue du champ magnétique selon l'axe de la bobine.

La GMI possède des performances propres équivalentes à celles données par les fluxgate [96, 97]. Elle nécessite toutefois une consommation plus faible car il est inutile, ici, de travailler en régime de saturation magnétique. Elle ne donne cependant qu'une mesure unipolaire, c'est à dire que le signe du champ magnétique demeure indéterminé. Il devient alors nécessaire d'ajouter un biais supplémentaire par l'ajout d'une autre bobine ou un aimant permanent. Les bobines GMI ont une longueur typique de 1 cm pour un diamètre de 2 mm.

2.6.4 Capteurs magnéto-électriques.

L'effet magnéto-électrique désigne l'apparition d'une polarisation électrique en présence d'un champ magnétique ou, au contraire, l'apparition d'une aimantation sous l'effet d'un champ électrique. L'effet magnéto-électrique peut apparaître dans certains matériaux comme certaines pérovskites ou au sein de matériaux composites contenant des nombreuses couches aux propriétés différentes. Une structure typique est un couplage de couches piezo-électriques et de couches magnétostrictives. En effet en présence d'un champ magnétique extérieur, la couche magnétostrictive subit un stress mécanique qui est transmis par contact direct à la couche piezo-électrique. Celle ci crée alors un champ électrique directement proportionnel au stress mécanique. De ce principe, il en résulte que :

$$V_{ME} = t\alpha_{PE}\alpha_{MS}H \quad (2.77)$$

où V_{ME} représente la différence de potentiel entre les surfaces de la couche piezoélectrique, d'épaisseur t , α_{PE} la constante piezoélectrique et α_{MS} la constante magnétostrictive. Afin de s'affranchir des dérives de basse fréquence des interactions magnéto-électriques, il est généralement préférable d'exciter le système avec un champ magnétique alternatif transverse produit par une bobine excitation adéquate.

2.6.5 SQUID

Le SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) est un magnétomètre exploitant les propriétés des supraconducteurs et en particulier des jonctions de Josephson. Il consiste en deux jonctions Josephson connectées en parallèle dans une boucle de supraconducteurs.

En présence d'un flux magnétique dans la boucle supraconductrice, un courant parcourt alors celle-ci pour s'opposer au champ ce qui a pour effet de générer une différence de potentiel aux bornes des jonctions de période proportionnelle à Φ_0 et de tension :

$$\Delta V = \frac{R}{L} \Delta \Phi \quad (2.78)$$

où Φ_0 est le quantum de champ magnétique, R est la résistance de shunt reliant les bornes des jonctions, L est l'auto-inductance de la boucle et $\Delta \Phi$ est le flux magnétique. Le SQUID est extrêmement précis et peut détecter des champs à quelques femtoTeslas (fT). Cependant les éléments supraconducteurs demandent à être maintenus à température cryogénique ce qui requiert un équipement encombrant et une forte consommation énergétique.

2.6.6 Capteur mixte GMR-supraconducteur

Le capteur mixte GMR/supraconducteur a été développé par le CEA-IRAMIS [98] afin de réaliser un capteur de champ magnétique faible ayant une gamme de fréquence plus étendue que les SQUID. Il consiste en une boucle supraconductrice surmontée d'un élément GMR. Lorsqu'un flux magnétique traverse la boucle, un courant va circuler pour s'y opposer et l'élément GMR mesure alors le champ induit par ce courant (cf figure 2.30).

Ces capteurs sont capables de mesurer des champs de l'ordre du femtoTesla (fT) sur une plage de fréquence du Hz au MHz. Leur taille de l'ordre de la dizaine de millimètres mais le besoin de cryogéniser les rendent toutefois inadaptés pour nos applications de navigation. Ils sont toutefois utilisés dans le domaine biomédical.

2.7 Quels capteurs pour la navigation ?

Dans cette partie nous essayons de déterminer la technologie de capteur la plus indiquée pour leur utilisation dans la navigation magnéto-inertielle.

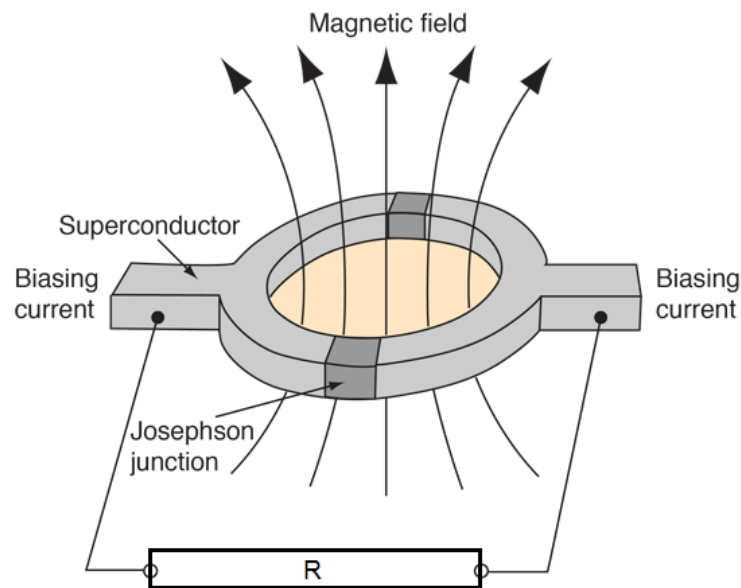


FIGURE 2.29 – Principe du magnétomètre SQUID [95] : en présence d'un flux magnétique dans la boucle supraconductrice, un courant parcourt celle-ci pour s'opposer au champ. Une différence de potentiel aux bornes des jonctions de période proportionnelle au flux apparaît alors.

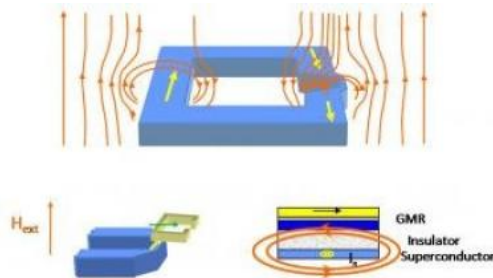


FIGURE 2.30 – Capteur mixte GMR-supraconducteur développé dans les laboratoires du CEA-IRAMIS [98].

2.7.1 Critères de performances

Nous dressons ici la liste des critères et des indicateurs de performances qui nous permettront de choisir la technologie de capteur la plus indiquée pour notre application.

Bruit

Signal et bruit Nous regroupons sous le terme de « signal non utile » l'ensemble du signal fourni par un dispositif de mesure ne présentant pas d'intérêt pour la mesure réalisée. Il s'oppose ainsi au signal « utile » que l'on cherche à mesurer. Les sources de signaux non utiles peuvent être d'origines diverses et provenir aussi bien de l'environnement de mesure que du dispositif lui-même. On classe les signaux non utiles en fonction de leur nature en 2 grandes familles : signaux déterministes et signaux aléatoires.

Dans le cas où le signal non utile présente un caractère déterministe il peut être pleinement caractérisé de manière temporelle et spectrale par un nombre fini de paramètres (amplitude, fréquence.) Il est alors possible de s'en affranchir ou de s'en prémunir (blindage, dispositif de compensation...) de sorte à ce qu'il ne perturbe pas la mesure. On parle

communément de « perturbations ».

A l'inverse lorsque le signal non utile présente un caractère aléatoire sa représentation temporelle ou fréquentielle nécessite la manipulation de variable et de fonction aléatoire. Le signal est alors caractérisé par ses propriétés statistiques telles que sa distribution en amplitude dans le domaine temporel et sa densité spectrale dans le domaine fréquentiel. Du fait de son caractère aléatoire ce type de signal ne peut être supprimé de la chaîne de mesure comme peut l'être le signal déterministe. Il constitue un signal indésirable et intrinsèque au dispositif de mesure appelé bruit.

Avec le signal, le bruit est le second paramètre intrinsèque régissant la détectivité d'un capteur que l'on appelle encore rapport signal à bruit. Ainsi, tout comme la maximisation du signal, la maîtrise et la réduction du niveau de bruit représente une part essentielle du travail de dimensionnement d'un capteur.

Formalisme du bruit Dans le cas d'un capteur magnétique de type magnétorésistif le bruit prend la forme de fluctuations aléatoires de la tension $e(t)$ (bruit en tension) ou du courant (bruit en courant) mesurées aux bornes de la magnétorésistance. Ce bruit en tension peut être caractérisé dans le domaine temporel par sa valeur quadratique moyenne « E^2 » définie comme :

$$E^2 = |e(t)|^2 \text{ (en } V^2 \text{)} \quad (2.79)$$

L'expérimentateur préférera toutefois travailler avec la valeur efficace de la tension de bruit « E_{eff} ».

$$E_{eff} = \sqrt{E} \text{ (en } V \text{)} \quad (2.80)$$

La valeur quadratique moyenne E^2 présente deux avantages. Le premier est qu'elle est mesurable expérimentalement. Le second avantage est qu'elle permet à l'expérimentateur d'avoir une information sur la répartition spectrale du signal aléatoire. A travers une grandeur appelée densité spectrale de puissance du bruit $e(f)$ et définie comme la valeur efficace du signal pour une largeur de bande donnée (généralement ramenée à 1 Hertz).

$$e(f) = \frac{E^2}{\delta(f)} \text{ en } (V^2.Hz^{-1}) \quad (2.81)$$

Ainsi quelle que soit l'origine du bruit électrique rencontré, il peut être pleinement caractérisé par sa valeur efficace et sa densité spectrale de puissance de bruit. Notons que le bruit observé dans un composant est la conséquence de divers phénomènes (ou sources) apportant leur propre contribution au bruit total. Dans le cas où ces contributions de bruit sont indépendantes (non corrélées) alors le bruit total s'exprime comme la somme des densités spectrales propres à chaque type de bruit selon :

$$|e_{total}|^2 = |e_1(t)|^2 + |e_2(t)|^2 + |e_3(t)|^2 \quad (2.82)$$

Variance d'Allan La stabilité temporelle du biais des composants inertiels est traditionnellement représentée par la variance d'Allan. Cette représentation est calculée en découpant la mesure en fragments de longueur τ sur lesquels on effectue une moyenne. On calcule alors la variance de cet ensemble de valeurs moyennes selon :

$$\sigma^2(\tau) = \frac{1}{2} \left\langle (x_{k+1}^- - x_k^-)^2 \right\rangle \quad (2.83)$$

où $\bar{x}$ représente la moyenne sur un intervalle de durée τ et $\langle \rangle$ l'espérance et σ est l'écart-type associé à la variance d'Allan. La variance d'Allan est liée à la densité spectrale de puissance $S(f)$ par la relation suivante :

$$\sigma^2(\tau) = \int_0^\infty S(f) \frac{2 \sin^4 \pi \tau f}{(\pi \tau f)^2} df \quad (2.84)$$

Dans une représentation par variance d'Allan, un bruit blanc sera représenté par une droite de pente -1, un bruit en $1/f$ par une droite horizontale et une marche aléatoire par une droite de pente 1. Dans ce travail de thèse on utilisera la variance d'Allan pour représenter la stabilité du biais des capteurs magnétiques numérisés.

Origine des bruits

- **Bruit thermique électrique** Le bruit thermique ou bruit de Nyquist est présent dans tout système résistif. Il se traduit par des fluctuations aléatoires de tension observées aux bornes de tout élément résistif et dues à l'agitation thermique (diffusion) des électrons qui interagissent avec les atomes du réseau cristallin. Une caractéristique remarquable de ce bruit est qu'il se manifeste même en l'absence de polarisation de l'élément résistif (champ électrique). Le bruit thermique est donc intrinsèque au composant et en conséquence il constitue une limite irréductible. La densité spectrale s'exprime sous la forme suivante :

$$S(f) = 4k_B T R \quad (2.85)$$

La valeur du bruit thermique dépend uniquement de la température et de la résistance de l'élément résistif et sa densité spectrale est indépendante de la bande de fréquence considérée. On parle de bruit blanc.

- **Bruit de Flicker** Le bruit basse fréquence ou bruit en $(1/f)$ constitue le principal frein aux applications de mesure aux basses fréquences et cela reste vrai pour la magnétométrie. Le bruit basse fréquence est principalement dû aux impuretés et aux défauts cristallin. Ces défauts agissent comme des pièges pour les porteurs. Pour le cas précis d'une magnétorésistance, le bruit $1/f$ présente une composante d'origine aussi bien électrique que magnétique et que l'on regroupe sous le terme (γH) appelé paramètre de Hooge [99]. Ce paramètre sans dimension est généralement déterminé de manière empirique et est fortement dépendant de la qualité de fabrication du composant. Dans le cas d'un capteur magnétorésistif la fabrication des couches minces est donc un paramètre qui impacte significativement la performance du capteur et qu'il est important de maîtriser. Sa densité spectrale s'exprime sous la forme :

$$S(f) = A \frac{I^\alpha}{f^\beta} \quad (2.86)$$

où A , α et β sont des constantes dépendantes du conducteur ou semi-conducteur et I est l'intensité.

- **Bruit magnétique** Le bruit magnétique est dû aux fluctuations de l'aimantation. Sa DSP est donnée par l'équation [100] :

$$S(f) = \frac{2kT\xi}{\pi f \mu_0 V} \quad (2.87)$$

où la perméabilité ξ est donnée par

$$\xi = \frac{\alpha_G M_s \omega}{\gamma H_k^2} \quad (2.88)$$

Le bruit magnétique ajoute donc un bruit en $1/f$ inversement proportionnel au volume du capteur.

- **Bruit de Barkhausen** Le mouvement de l'aimantation d'un système ferromagnétique sous l'effet d'un champ magnétique n'est pas continu mais se produit par sauts brusques des différents domaines magnétiques dont est composé le matériau. Ce mouvement de domaines dans une couche mince ferromagnétique engendre un bruit supplémentaire d'autant plus important que le matériau est constitué de nombreux domaines. Afin de minimiser l'effet du bruit Barkhausen en réalisant des couches dont le comportement tend vers celui d'un monodomaine.

En tenant compte de l'ensemble des contributions de bruit citées précédemment, la DSP d'un capteur magnétorésistif possède généralement l'allure (Fig 2.31) de la somme d'un bruit blanc et d'un bruit à basse fréquence (en $1/f$) qui devient prédominant en dessous d'une certaine fréquence (coude). Sa variance d'Allan a une forme en V ou la dérive thermique devient dominant à partir d'un certain temps d'échantillonnage. Pour les applications de navigation piéton, la dynamique de mouvement se situe à une fréquence relativement basse se situant généralement dans la partie en $1/f$ de la caractéristique en bruit, typiquement dans la gamme du Hz. C'est pourquoi on cherchera à utiliser un capteur ayant un bruit basse fréquence le plus faible possible.

Sensibilité et détectivité

La sensibilité est définie comme la variation de tension de sortie en fonction de l'amplitude du champ magnétique que l'on cherche à mesurer. On peut donc augmenter la sensibilité à volonté en augmentant l'alimentation en courant. Lorsqu'on cherche à mesurer des champs très faibles, un des critères essentiels est le rapport signal/bruit. La détectivité est définie comme le champ donnant une réponse de l'ordre du niveau de bruit. La détectivité est un paramètre critique de la précision : la résolution minimale de la mesure sera le rapport entre le champ minimum que l'on souhaite mesurer et la détectivité.

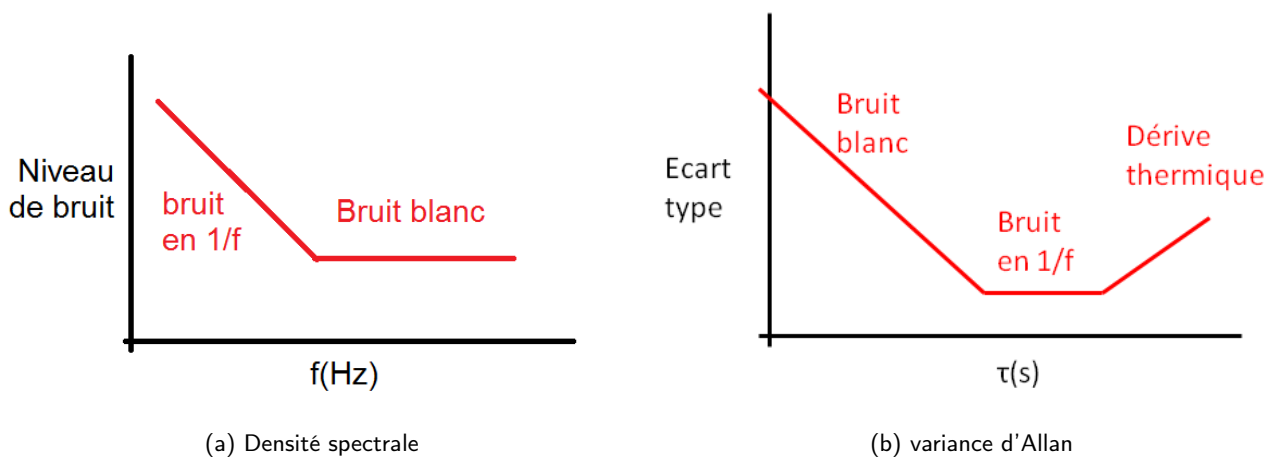


FIGURE 2.31 – DSP et variance d'Allan typiques caractéristique d'un capteur magnétoresistif (Somme d'un bruit blanc et d'un bruit en $1/f$)

Linéarité

Nous cherchons un capteur dont la tension de sortie est proportionnelle au champ magnétique mesuré sans quoi il devient difficile, par procédure inverse, de restituer le champ magnétique mesuré à partir des mesures mêmes [101]. Par exemple, dans le modèle de Stoner-Wolfarth, lorsque la rotation de l'aimantation est importante (par exemple si la couche sensible est fine), la sensibilité augmente mais la réponse devient rapidement non linéaire. Il devient difficile de retrouver le champ magnétique mesuré à partir des mesures de résistance. La Figure (2.32) montre la réponse d'un capteur du commerce (HMC 1021/1022), nous observons bien qu'elle devient significativement non-linéaire lorsque l'on s'éloigne de la zone $\pm 10\text{Oe}$.

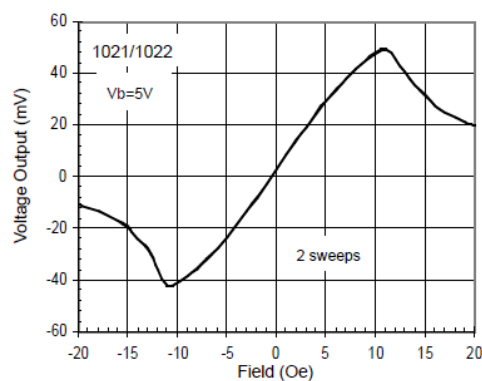


FIGURE 2.32 – Réponse en champ d'un capteur du commerce (Honeywell HMC1021) [102], le capteur admet une réponse linéaire à 1% sur la plage $\pm 10\text{Oe}$

Effet cross-axe

Nous décrivons ici un effet important générant une non-linéarité importante sur les signaux de sortie. L'effet cross-axe représente l'influence d'un champ magnétique perpendiculaire à la direction sensible et donc au champ mesuré. Dans le

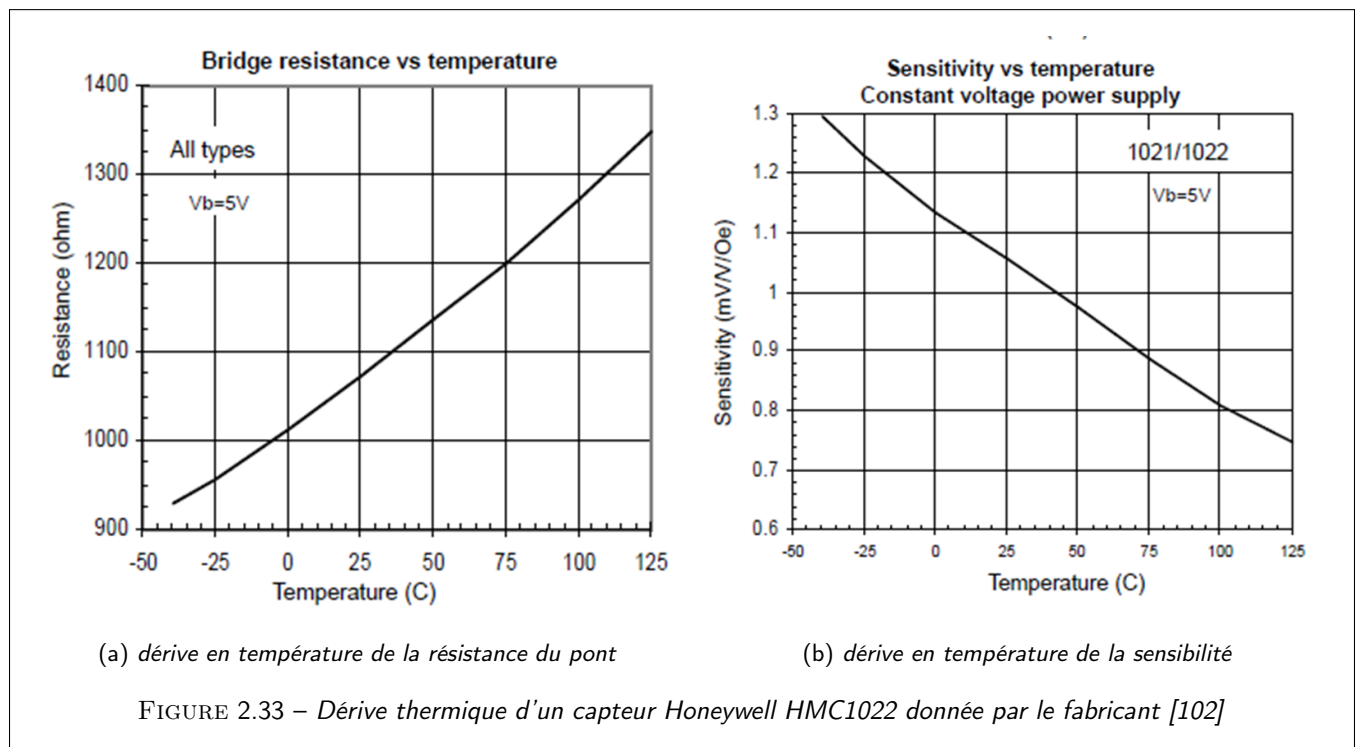
modèle de Stoner-Wolfarth, la variation de résistance et donc du signal utile s'écrit au premier ordre en H_x/H_k :

$$\frac{\Delta R}{R} = AMR \frac{H_y}{H_k + H_x} \quad (2.89)$$

où H_k représente le champ d'anisotropie effectif. Cette perturbation n'est pas linéaire (en H_x) et dépend elle-même du champ dans les autres directions, elle est donc particulièrement difficile à éliminer. **Cet effet cross-axe sera mis à profit dans le chapitre 6 pour la mesure des couples de transfert de spin dans le régime statique.**

Stabilité thermique

La réponse électrique d'un capteur varie en température, ce sont les effets de dérive thermique. La Figure (2.33) présente en exemple la dépendance en température d'un capteur AMR du commerce. Afin de prendre en compte la dérive thermique lors de la mesure, la température est généralement mesurée et la dépendance en température de la résistance et du signal est corrigée numériquement. Cependant la température efficace du capteur et celle mesurée peuvent différer notamment pendant un changement rapide de température locale.



Robustesse

La robustesse désigne la capacité d'un capteur à retrouver son fonctionnement naturel après un stress mécanique, thermique ou électromagnétique.

2.7.2 Etat de l'art des performances des différentes technologies de capteurs magnétiques

Nous dressons ici un tableau donnant les caractéristiques générales des différentes technologies de capteurs ainsi que leurs spécificités. Nous nous intéressons ensuite plus en détails aux capteurs magnétorésistifs.

Technologie	Sensibilité	Taille	Consommation	Avantage	Inconvénient
Hall	basse	μm	moyenne	linéarité	mauvaise sensibilité
Flux gate	élevée	cm	élevée	robustesse	taille et consommation
MR	élevée	mm	moyenne	petite taille	bruit basse fréquence
GMI	élevée	cm	basse		hysteresis sensible au stress mécanique

TABLE 2.5 – Spécificité et performances des capteurs magnétiques DC. La petite taille et la bonne sensibilité des capteurs magnétorésistifs en fait les meilleurs candidats pour les applications envisagées

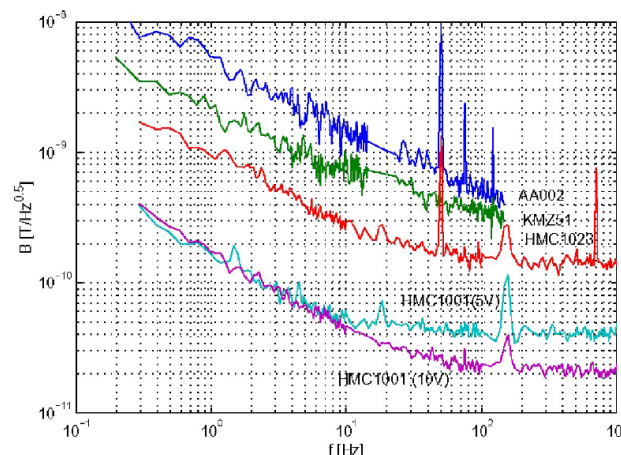


FIGURE 2.34 – Comparaison du niveau de bruit de différents capteurs du marché [95]

Performances des capteurs AMR

Les capteurs utilisant l'effet de magnétorésistance anisotrope (AMR) sont disponibles dans le commerce depuis la fin des années 1980, la figure (2.34) donne un exemple de leur détectivité magnétique caractéristique. Les HMC de Honeywell ont longtemps été considérés comme les magnétomètres les plus performants du marché et sont couramment utilisés comme magnétomètres pour la navigation magnéto-inertielle. Certains fabricants fournissent des magnétomètres AMR possédant une détectivité supérieure mais présentent toutefois une moins bonne robustesse [103].

Performances des capteurs GMR et TMR

Les capteurs GMR et TMR présents sur le marché possèdent généralement un rapport signal sur bruit plus faible que les AMR à basse fréquence et sont surtout utilisés pour leur qualités de taille réduite et leur faible consommation. Cependant des capteurs magnétiques spintroniques de grande précision ont été développés en utilisant notamment un réseau de spin valve TMR ou GMR-CPP. L'ouvrage de référence [94] présente l'état de l'art des capteurs GMR et TMR dans le détail. En guise de résumé, nous dressons ici un tableau des performances des différentes technologies de capteur GMR et TMR en terme de détectivité à 1 Hz, de la position du coude 1/f et de la détectivité à haute fréquence. On remarque que les TMR 1mm^2 possèdent une détectivité moins bonne que les GMR de la même taille en raison des fluctuations de la résistance de la barrière.

2.7.3 Choix de la technologie

Les capteurs satisfaisant aux critères de détectivité, de taille, de consommation et de robustesse requis pour les applications de navigation MEMS sont les capteurs magnétorésistifs. Les TMR sont exclues en raison d'une faible détectivité

	Délectivité à 1Hz	Coude 1/f	Délectivité à haute fréquence
GMR 1mm ²	30pT/sqrt(Hz)	10Hz	10pT/sqrt(Hz)
GMR 3μm×20μm	1nT/sqrt(Hz)	10kHz	10pT/sqrt(Hz)
Reseau de TMR 1mm ²	100pT/sqrt(Hz)	10kHz	1pT/sqrt(Hz)
TMR 3μm×20μm	1nT/sqrt(Hz)	10MHz	1pT/sqrt(Hz)

TABLE 2.6 – Délectivité des magnétomètres spintroniques [94]

basse fréquence. De plus l'unité mixte de Physique CNRS-THALES ne disposant pas de bâti de croissance industriel pour l'élaboration de jonctions tunnel à base de MgO épitaxié. Nous avons donc, dans le cadre de cette thèse, fabriqué et testé à l'unité mixte de physique CNRS-Thalès des capteurs utilisant les technologies AMR et GMR. Le chapitre 3 présente le design, la fabrication et les tests de capteurs GMR et le chapitre 4 présente la même étude pour les capteurs AMR.

Annexe aux chapitre 2 : Symétrie des états d localisés.

Les appendices ci-dessous ont pour objet de rendre compte des résistivités électroniques polarisés en spin et en spin-orbite des métaux de transtion ferromagnétiques $3d$. Nous développons ici les expressions nécessaires pour la compréhension de l'ensembles des diffusions mis en jeu. Ces calculs sont largement repris de l'approche de Kokado et al.

2.8 Appendice A : Symétrie des états d localisés.

Dans cet appendice, nous donnons l'expression des orbitales $3d$ localisées incluant le couplage spin-orbite, (i.e. les orbitales états mixtes de spin), $\Phi_M^{(d)\sigma}(r)$, avec $M = -2, -1, 0, 1, 2$ la projection du moment orbital selon l'axe des spins, et $\sigma = \uparrow$ or $\downarrow$ le spin. r représente le "vecteur" coordonnées, σ la composante de spin dominante dans l'état mixte. Nous allons considérer le terme de spin-orbite l'interaction spin-orbite $\lambda \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ au deuxième ordre des perturbations sur les états propres de spin $3d$. Au premier ordre des perturbations, nous utilisons l'opérateur perturbatif $\mathbf{L}_+ \mathbf{S}_- + \mathbf{L}_- \mathbf{S}_+$ et au deuxième ordre l'opérateur de perturbation $\mathbf{L}_z \mathbf{S}_z$. Avec $\mathbf{L}_{\pm} |l = 2, M\rangle = \sqrt{(L \mp m)(L \pm m + 1)} |l = 2, M \pm 1\rangle$, les fonctions de spin down $\Phi_{M,\downarrow}^{(d)}(r)$ s'écrivent respectivement :

$$\Phi_{2,\downarrow}^{(d)}(r) = (1 - \frac{1}{2}\epsilon^2)\phi_{2,\downarrow}(r) + (\epsilon + \frac{3}{2}\epsilon^2)\phi_{1,\uparrow}(r), \quad (2.90)$$

$$\Phi_{1,\downarrow}^{(d)}(r) = (1 - \frac{3}{4}\epsilon^2)\phi_{1,\downarrow}(r) + (\frac{\sqrt{6}}{2}\epsilon + \frac{\sqrt{6}}{4}\epsilon^2)\phi_{0,\uparrow}(r) \quad (2.91)$$

$$\Phi_{0,\downarrow}^{(d)}(r) = (1 - \frac{3}{4}\epsilon^2)\phi_{0,\downarrow}(r) + (\frac{\sqrt{6}}{2}\epsilon - \frac{\sqrt{6}}{4}\epsilon^2)\phi_{-1,\uparrow}(r) \quad (2.92)$$

$$\Phi_{-1,\downarrow}^{(d)}(r) = (1 - \frac{1}{2}\epsilon^2)\phi_{-1,\downarrow}(r) + (\epsilon - \frac{3}{2}\epsilon^2)\phi_{-2,\uparrow}(r) \quad (2.93)$$

$$\Phi_{-2,\downarrow}^{(d)}(r) = \phi_{-2,\downarrow}(r) \quad (2.94)$$

alors que $\Phi_{M,\uparrow}^{(d)}(r)$ s'écrivent quant à elles :

$$\Phi_{2,\uparrow}^{(d)}(r) = \phi_{2,\uparrow}(r) \quad (2.95)$$

$$\Phi_{1,\uparrow}^{(d)}(r) = (1 - \frac{1}{2}\epsilon^2)\phi_{1,\uparrow}(r) - (\epsilon + \frac{3}{2}\epsilon^2)\phi_{2,\downarrow}(r) \quad (2.96)$$

$$\Phi_{0,\uparrow}^{(d)}(r) = (1 - \frac{3}{4}\epsilon^2)\phi_{0,\uparrow}(r) - (\frac{\sqrt{6}}{2}\epsilon + \frac{\sqrt{6}}{4}\epsilon^2)\phi_{1,\downarrow}(r) \quad (2.97)$$

$$\Phi_{-1,\uparrow}^{(d)}(r) = (1 - \frac{3}{4}\epsilon^2)\phi_{-1,\uparrow}(r) - (\frac{\sqrt{6}}{2}\epsilon - \frac{\sqrt{6}}{4}\epsilon^2)\phi_{0,\downarrow}(r) \quad (2.98)$$

$$\Phi_{-2,\uparrow}^{(d)}(r) = (1 - \frac{1}{2}\epsilon^2)\phi_{-2,\uparrow}(r) - (\epsilon - \frac{3}{2}\epsilon^2)\phi_{-1,\downarrow}(r) \quad (2.99)$$

avec $\epsilon = \lambda/H_{\text{ex}}$. $\phi_{m,\sigma}(r)$ represente l'orbitale d de moment angulaire m et de spin σ , définie par

$$\phi_{m,\sigma}(r) = u_m(r)\chi_\sigma, \quad (2.100)$$

avec $u_{\pm 2}(r) = R(r)(x \pm iy)^2/(2\sqrt{2})$, $u_{\pm 1}(r) = \mp R(r)z(x \pm iy)/\sqrt{2}$, $u_0(r) = R(r)(3z^2 - r^2)/(2\sqrt{3})$, $r = |r|$, $x = \sin \theta \cos \phi$, $y = \sin \theta \sin \phi$, et $z = \cos \theta$, où $R(r)$ est la partie radiale de d et $\chi_\sigma(\sigma = \uparrow \text{ or } \downarrow)$ est l'état de spin.

2.9 Appendice B : Diffusions s-d

Nous allons détailler ici les mécanismes et taux de diffusion s - d responsable de la résistivité électronique, pour les deux configurations de spin, resp. $\ell = \parallel$ et $\perp$, resp. parallèle et perpendiculaire au courant ou vecteur d'onde incident. $1/\tau_{s\sigma \rightarrow dM}^{(\ell)} \zeta$ (ζ est le nombre quantique de spin de l'état final). Le terme "diffusion" signifie que les électrons de conduction sont diffusés dans les états localisés d par des impuretés non-magnétiques. Nous considérons un système pour lequel certains des atomes du réseau sont substitués par des impuretés. De plus, les états de conduction sont représentés par des ondes planes électroniques alors que les états localisés $3d$ sont décrits selon un modèle de liaison forte.

Le taux de diffusion $1/\tau_{s\sigma \rightarrow dM}^{(\ell)} \zeta$ s'écrit :

$$\frac{1}{\tau_{s\sigma \rightarrow dM}^{(\ell)} \zeta} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k'} \langle |\Psi_{k',M,\zeta}^{(d)}| V_{\text{imp}}(r) |\Psi_{k_{F\sigma}^{(\ell)},\sigma}^{(s)}|^2 \rangle_{\text{imp}} \times \delta(E_\Gamma - E_{k',M,\sigma}^{(d)}) \quad (2.101)$$

$$(2.102)$$

avec

$$\Psi_{k_{F\sigma}^{(\ell)},\sigma}^{(s)}(r) = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \exp(ik_{F\sigma}^{(\ell)} \cdot r) \chi_\sigma, \quad (2.103)$$

$$\Psi_{k',M,\sigma}^{(d)}(r) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j \exp(ik' \cdot R_j) \Phi_M^{(d)\sigma}(r - R_j), \quad (2.104)$$

$$\Phi_M^{(d)\sigma}(r - R_j) = \sum_{m,\sigma} c_{m,\sigma,M,\sigma} \phi_{m,\sigma}(r - R_j), \quad (2.105)$$

$$V_{\text{imp}}(r) = \sum_i v_{\text{imp}}(r - R_i), \quad (2.106)$$

$$v_{\text{imp}}(r - R_i) = \frac{\Delta Z e^2}{4\pi\epsilon_0 |r - R_i|} \exp(-q|r - R_i|) \quad (2.107)$$

Les fonctions d'ondes $\Psi_{k_{F\sigma}^{(\ell)},\sigma}^{(s)}(r)$ représentent les ondes planes $4s$, où r est le vecteur position, $k_{F\sigma}^{(\ell)}$ est le vecteur d'onde de Fermi de spin σ dans la direction du courant pour la configuration ℓ , Ω est le volume du système, et χ_σ est l'état de spin. L'énergie propre de $\Psi_{k_{F\sigma}^{(\ell)},\sigma}^{(s)}(r)$ est notée E_Γ . Les fonctions d'onde $\Psi_{k',M,\zeta}^{(d)}(r)$ représentent les fonctions d'onde localisées dans un modèle de liaisons fortes. k' est le vecteur d'onde, N représente le nombre de mailles, et $\Phi_M^{(d)\sigma}(r - R_j)$ est l'état mixte de spin situé au noeud R_j , où $c_{m,\sigma,M,\sigma}$ est le coefficient de $\phi_{m,\sigma}(r - R_j)$.

L'énergie propre de $\Psi_{k',M,\zeta}^{(d)}(r)$ est donnée par $E_{k',M,\zeta}^{(d)}$. $V_{\text{imp}}(r)$ est le potentiel diffuseur créé par les impuretés non magnétiques distribuées au hasard et où $v_{\text{imp}}(r - R_i)$ est le potentiel diffuseur à symétrie sphérique situé en R_i . La quantité $\Delta Z e$ représente la différence de charge électronique entre impureté et atome du réseau. q est le vecteur d'onde décrivant l'écrantage, and ϵ_0 est la constante diélectrique. $\langle X \rangle_{\text{imp}}$ représente la moyenne de X sur la distribution des impuretés, définie par $\langle X \rangle_{\text{imp}} = \sum_l X(\{R\}_l) / (\sum_l 1)$, où $\{R\}_l (= \{R_1, R_2, R_3, \dots\}_l)$ est la l -ième distribution.

Nous devons calculer :

$$\begin{aligned}
& \langle |\langle \Psi_{k',M,\zeta}^{(d)} | V_{\text{imp}}(r) | \Psi_{k_{\text{F}\sigma},\sigma}^{(s)} \rangle|^2 \rangle_{\text{imp}} \\
&= \frac{1}{N\Omega} \langle |\sum_m c_{m,\sigma,M,\zeta}^* \Lambda_{m\sigma}|^2 \rangle_{\text{imp}} \\
\Lambda_{m\sigma} &= \sum_{i,j} \int \exp(-ik' \cdot R_j) \phi_{m,\sigma}^*(r - R_j) \times \\
&\quad \times v_{\text{imp}}(r - R_i) \exp(ik_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} \cdot r) dr,
\end{aligned} \tag{2.108}$$

Nous allons traiter ici le cas ou $i \neq j$ correspondant au cas d'une diffusion sur une impureté (légère) située sur un centre différent d'un atome $3d$. Avec $R_{ji}(= R_j - R_i)$:

$$\begin{aligned}
\Lambda_{m\sigma} &= \sum_i \sum_j \int \exp(-ik' \cdot (R_i + R_{ji})) \phi_{m\sigma}^*(r - (R_i + R_{ji})) \\
&\quad \times v_{\text{imp}}(r - R_i) \exp(ik_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} \cdot r) dr
\end{aligned} \tag{2.109}$$

Si on remplace $r - (R_i + R_{ji})$ par r' , $\Lambda_{m\sigma}$ devient

$$\Lambda_{m\sigma} = \sum_i \sum_j \exp(i(k_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} - k') \cdot (R_i + R_{ji})) \tag{2.110}$$

$$\times \int \phi_{m\sigma}^*(r') v_{\text{imp}}(r' + R_{ji}) \exp(ik_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} \cdot r') dr'. \tag{2.111}$$

Nous considérons que $v_{\text{imp}}(r' + R_{ji})$ agit entre l'impureté et les atomes premiers voisins avec

$$v_{\text{imp}}(r' + R_{j1}) = \frac{\Delta Z e^2}{4\pi\epsilon_0 |r' + R_{j1}|} \exp(-q|r' + R_{j1}|) \tag{2.112}$$

$$\approx \frac{\Delta Z e^2}{4\pi\epsilon_0 R_{j1}} \exp(-qR_{j1}) \tag{2.113}$$

$$\equiv v_{\text{imp}}(R_{j1}) \tag{2.114}$$

avec $R_{j1} = R_n = \text{cste.}$

$\Lambda_{m\sigma}$ devient alors :

$$\begin{aligned}
\Lambda_{m\sigma} &= \sum_i \exp(i(k_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} - k') \cdot R_i) \sum_{j(\text{n.n.})} \exp(i(k_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} - k') \cdot R_{j1}) \\
&\quad \times v_{\text{imp}}(R_n) \int \phi_{m\sigma}^*(r') \exp(ik_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} \cdot r') dr',
\end{aligned} \tag{2.115}$$

Nous considérons le terme $\{|\sum_i \exp(i(k_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} - k') \cdot R_i)|^2\}_{\text{imp}}$. Nous obtenons :

$$\begin{aligned}
& \langle |\sum_i \exp(i(k_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} - k') \cdot R_i)|^2 \rangle_{\text{imp}} \\
&= \langle \sum_{i,i'} \exp(i(k_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} - k') \cdot (R_i - R_{i'})) \rangle_{\text{imp}} \\
&= \langle \sum_{i,i'} \delta_{i,i'} + \sum_{i \neq i'} \exp(i(k_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} - k') \cdot (R_i - R_{i'})) \rangle_{\text{imp}} \\
&\approx N_{\text{imp}} + N_{\text{imp}}(N_{\text{imp}} - 1) \delta_{k_{\text{F}\sigma}, k'},
\end{aligned} \tag{2.116}$$

où N_{imp} est le nombre d'impuretés dans le volume Ω . De même, $\sum_{j(\text{n.n.})} |\exp(i(k_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} - k') \cdot R_{j1})|^2$ est de l'ordre de :

$$\begin{aligned} & \left| \sum_{j(\text{n.n.})} \exp(i(k_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} - k') \cdot R_{j1}) \right|^2 \\ &= \sum_{j,j'(\text{n.n.})} \delta_{jj'} + \sum_{j \neq j'(\text{n.n.})} \exp(i(k_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} - k') \cdot (R_{j1} - R_{j'1})) \\ & \approx N_n + N_n(N_n - 1)\delta_{k_{\text{F}\sigma}, k'}, \end{aligned} \quad (2.117)$$

où N_n est le nombre de premiers voisins autour de l'impureté. Nous obtenons

$$\frac{1}{\tau_{s\sigma \rightarrow dM\sigma}^{(\ell)}} = \frac{2\pi}{h} \sum_{k'} \frac{N_{\text{imp}}}{\Omega} [1 + (N_{\text{imp}} - 1)\delta_{k_{\text{F}\sigma}, k'}] \quad (2.118)$$

$$\times N_n [1 + (N_n - 1)\delta_{k_{\text{F}\sigma}, k'}] \quad (2.119)$$

$$\times |v_{M,\sigma}(k_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)})|^2 \frac{1}{N} \delta(E_{\Gamma} - E_{k',M,\sigma}^{(d)}) \quad (2.120)$$

avec

$$v_{M,\sigma}(k_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)}) = v_{\text{imp}}(R_n) \quad (2.121)$$

$$\times \sum_m c_{m,\sigma,M,\sigma}^* \int \phi_{m,\sigma}^*(r) \exp(i k_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} \cdot r) dr \quad (2.122)$$

pour obtenir :

$$\frac{1}{\tau_{s\sigma \rightarrow dM\sigma}^{(\ell)}} = \frac{2\pi}{h} n_{\text{imp}} N_n |v_{M,\sigma}(k_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)})|^2 D_M^{(d)\sigma}, \quad (2.123)$$

$$D_M^{(d)\sigma} = \frac{1}{N} \sum_{k'} \delta(E_{\Gamma} - E_{k',M,\sigma}^{(d)}) \quad (2.124)$$

avec $n_{\text{imp}} = N_{\text{imp}}/\Omega$.

2.10 Appendice C : diffusion s-s

Nous cherchons à donner une expression pour $1/\tau_{s\sigma}$. Le taux de diffusion $1/\tau_{s\sigma}$ est donné par :

$$\frac{1}{\tau_{s\sigma}} = \frac{2\pi}{h} \sum_{k'_{\sigma}} \{ |\langle \Psi_{k_{\sigma},\sigma}^{(s)} | V_{\text{imp}}(r) | \Psi_{k_{\text{F}\sigma},\sigma}^{(s)} \rangle|^2 \}_{\text{imp}} \quad (2.125)$$

$$\times \delta(E_{\Gamma} - E_{k'_{\sigma}}) (1 - \cos \theta_{k_{\text{F}\sigma}, k'_{\sigma}}), \quad (2.126)$$

$k_{\Gamma,\sigma}$ représente le vecteur d'onde incident de spin σ , k'_{σ} le vecteur d'onde de l'électron diffusé de spin σ , et $\theta_{k_{\text{F}\sigma}, k'_{\sigma}}$ est l'angle relatif entre $k_{\Gamma,\sigma}$ and k'_{σ} . In addition, $E_{\Gamma}(E_{k'_{\sigma}})$. Nous avons

$$\frac{1}{\tau_{s\sigma}} = \frac{2\pi}{h} \frac{n_{\text{imp}}}{\Omega} \sum_{k'_{\sigma}} |v_{k_{\text{F}\sigma}, \sigma - k'_{\sigma}}|^2 \delta(E_{\Gamma} - E_{k'_{\sigma}}) \quad (2.127)$$

$$\times (1 - \cos \theta_{k_{\text{F}\sigma}, k'_{\sigma}}), \quad (2.128)$$

où $v_{k_{\text{F}\sigma}, k'_{\sigma}}$ est donné par :

$$v_{k_{\text{F}\sigma}, k'_{\sigma}} = \int v_{\text{imp}}(r) \exp(i(k_{\Gamma,\sigma} - k'_{\sigma}) \cdot r) dr, \quad (2.129)$$

où $v_{\text{imp}}(r)$ est le potentiel diffuseur à courte distance. $v_{\text{imp}}(r) \simeq v_{\text{imp}}(r) = V_s \delta(r)$ avec V_s constant. Nous obtenons alors $v_{k_F, \sigma - k'_\sigma} = V_s$, qui est indépendant du spin σ et du vecteur d'onde. Nous obtenons :

$$\frac{1}{\tau_{s\sigma}} = \frac{2\pi}{\hbar} n_{\text{imp}} |V_s|^2 D_\sigma^{(s)}, \quad (2.130)$$

$$D_\sigma^{(s)} = \frac{1}{\Omega} \sum_{k'_\sigma} \delta(E_\Gamma - E_{k'_\sigma}) \quad (2.131)$$

2.11 Appendice D : Elements de matrice de Diffusion

Nous souhaitons calculer : $v_{\text{imp}}(R_n) \int \phi_{m,\sigma}^*(r) \exp(ik_{\Gamma,\sigma}^{(\ell)} \cdot r) dr$, with $m = -2$ to 2 and $\ell = \parallel$ or $\perp$. Ces éléments de matrice sont donnés par :

$$v_{\text{imp}}(R_n) \int \phi_{0,\sigma}^*(r) \exp(ik_{\Gamma,\sigma}^{(\parallel)} \cdot r) dr \quad (2.132)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{3}} v_{\text{imp}}(R_n) \int R(r) (z^2 - x^2) \exp(ik_{\Gamma,\sigma} z) dr \quad (2.133)$$

$$v_{\text{imp}}(R_n) \int \phi_{0,\sigma}^*(r) \exp(ik_{\Gamma,\sigma}^{(\perp)} \cdot r) dr \quad (2.134)$$

$$= \frac{1}{2\sqrt{3}} v_{\text{imp}}(R_n) \int R(r) (z^2 - x^2) \exp(ik_{\Gamma,\sigma} x) dr \quad (2.135)$$

$$v_{\text{imp}}(R_n) \int \phi_{\pm 2,\sigma}^*(r) \exp(ik_{\Gamma,\sigma}^{(\perp)} \cdot r) dr \quad (2.136)$$

$$= \frac{1}{2\sqrt{2}} v_{\text{imp}}(R_n) \int R(r) (x^2 - z^2) \exp(ik_{\Gamma,\sigma} x) dr \quad (2.137)$$

avec $k_{\Gamma,\sigma}^{(\parallel)} = (0, 0, k_{\Gamma,\sigma})$ et $k_{\Gamma,\sigma}^{(\perp)} = (k_{\Gamma,\sigma}, 0, 0)$, où $\phi_{m,\sigma}(r)$ is eq. (A · 11). De plus,

$$v_{\text{imp}}(R_n) \int \phi_{m,\sigma}^*(r) \exp(ik_{\Gamma,\sigma}^{(\parallel)} \cdot r) dr = 0 \quad (2.138)$$

pour $m = \pm 1, \pm 2$, et

$$v_{\text{imp}}(R_n) \int \phi_{\pm 1,\sigma}^*(r) \exp(ik_{\Gamma,\sigma}^{(\perp)} \cdot r) dr = 0. \quad (2.139)$$

Chapitre 3

Réalisation et mesures des dispositifs GMR

Parmi les diverses technologies de capteurs de champs magnétiques tout solide, les capteurs à base de magnétorésistance géante (GMR) possèdent des caractéristiques intrinsèques pouvant largement excéder les performances délivrées par les capteurs Hall ou par les capteurs AMR. En raison de l'amplitude des effets GMR pouvant atteindre 10-20% en géométrie de courant dans le plan (CIP), les capteurs GMR peuvent afficher des signaux utiles jusqu'à dix fois plus grands que ceux délivrés par les magnétomètres AMR. Les niveaux de bruit restent, quant à eux, du même ordre de grandeur que ceux donnés par les AMR dans la gamme du nTesla/ $\sqrt{Hz}$ voire inférieurs. Toutefois il existe deux difficultés majeures à l'implémentation d'un capteur GMR vis-à-vis des technologies AMRs. La première difficulté concerne la configuration d'aimantation perpendiculaire à stabiliser pour une multicouche magnétique nécessitant une maîtrise assez parfaite des anisotropies magnétiques mises en jeu. La deuxième difficulté concerne l'anisotropie magnétique de la couche dure à minimiser. Il est en général plus difficile d'obtenir, in fine, une très faible anisotropie (<1 mT) pour la couche douce de NiFe avec des moyens communs. D'autre part, les capteurs GMR utilisés sans pont de Wheatstone délivrent un signal utile superposé à un signal de base non-nul (résistance de base non-nulle) dont il est plus difficile de s'affranchir. Cela nécessite, en général, l'implémentation d'un pont de Wheatstone d'une ingénierie particulière avec des polarités magnétiques différentes à stabiliser sur les deux bras opposés du pont [101].

Les capteurs GMR à géométrie CIP offrent néanmoins la possibilité d'être utilisés pour plusieurs applications, dans divers secteurs de l'industrie et notamment dans celui de l'aéronautique et du nucléaire pour le contrôle de fiabilité dans le domaine du contrôle non-destructif. Nous présentons, dans ce chapitre, les principes essentiels de linéarisation du signal ainsi que les techniques de fabrication de capteurs GMR avec application sur des tricouches de type IrMn/Co/Cu/NiFe. Le design de tels capteurs GMR a été proposé à l'UM ϕ dans le cadre d'un contrat ANR précédent (ANR CANOE en collaboration avec le CEA-LIST, Areva, Airbus) et qui s'est terminé au cours de l'année 2014. L'ingénierie des capteurs GMR pour le contrôle non destructif (CND), la fabrication et les mesures sur banc ont été poursuivies dans le cadre de cette thèse pour l'optimisation des dispositifs. En particulier, mon travail à partir de 2014 a consisté à résoudre un problème de vieillissement des capteurs dû au laminage de la couche de capping de ruthénium (Ru).

Une des problématiques pour le développement des capteurs GMR est la stabilisation d'une réponse magnétique/électrique linéaire et réversible à champ nul par le biais de circuiteries de type méandres, et ce en faveur d'une forte anisotropie de forme. Il faut noter que cette géométrie particulière de méandre à également, récemment été mise à profit par l'Institut Fraunhofer [104] pour la réalisation de ponts de Wheatstone GMR. Le choix du design ainsi que les dimensions typiques des dispositifs apparaissent ici équivalentes, la difficulté présente, étant d'opérer sur chaque bras du pont de Wheatstone une polarisation magnétique opposée par un recuit laser local. Toutefois, contrairement à nos réalisations, il semble difficile d'obtenir dans la présente publication une géométrie souhaitée donnant lieu à une linéarisation à champ nul. Il apparaît donc nécessaire, d'une manière générale, de réaliser une optimisation du design en tenant compte de tous les termes d'énergie magnétique susceptibles d'intervenir dans les structures et dispositifs.

3.1 Linéarisation des capteurs GMR

D'une manière générale, l'obtention d'un signal linéaire et réversible proche du champ magnétique nul représente un certain défi en raison de l'existence d'un ensemble de couplages énergétiques mis en jeu dans les structures GMR actives.

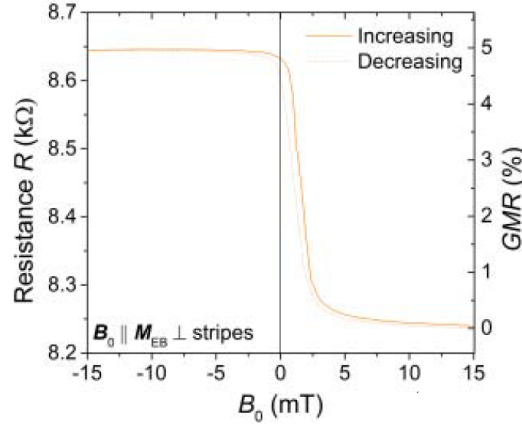


FIGURE 3.1 – Caractéristiques $R(H)$ d'un capteur GMR de la littérature ([104]) : le capteur n'offre toutefois pas ici la linéarité souhaitée à champ nul en raison d'un design en méandre non optimisé.

Pour illustrer ce point, la figure 3.1 fait référence à la caractéristique $R(H)$ typique d'un capteur GMR pour laquelle la géométrie du design, largeur des pistes de NiFe (W) vs. leur distance (ou gap G), n'est pas optimisée [104]. Nous observons en effet qu'à champ nul, le signal n'est pas linéaire et que la sensibilité est maximale pour un champ de quelques mT et non pas à champ nul. Nous cherchons donc à ajuster les paramètres physiques (largeur des barreaux et gap entre barreaux) de façon à offrir une réponse linéaire ainsi qu'une sensibilité magnétique maximale proche du champ magnétique nul.

3.1.1 Modèle de réponse des magnétomètres GMR

Nous allons restituer ci-dessous le cadre général permettant de simuler la réponse magnétique des capteurs en tenant compte de l'ensemble des contributions énergétiques mises en jeu et correspondant à une énergie magnétique libre totale E_{mag} . A cet effet, nous allons considérer l'extension de l'approche de Stoner-Wolfarth de la couche mince décrite dans le chapitre précédent aux cas des tricouches comprenant deux couches magnétiques. Ici l'énergie du système est fonction de la direction d'aimantation des deux couches magnétiques soumises à divers termes énergétiques ou couplages magnétiques selon :

$$E_{mag} = \mathcal{F}(\theta_1, \theta_2) \quad (3.1)$$

où θ_1 et θ_2 représentent respectivement les angles repérant l'aimantation de la couche douce et celle de la couche dure vis à vis du grand axe des barreaux magnétiques (voir figure 3.2). $\mathcal{F}$ représente l'énergie libre magnétique.

Nous définissons M_S^{Co} et M_S^{NiFe} les deux aimantations à saturation du Co (couche dure) et du NiFe (couche douce). Les solutions de l'approche monodomains de Stoner et Wolfarth consistent à trouver alors les 2 angles d'équilibre respectifs θ_1 et θ_2 correspondant aux minima stables de l'énergie du système et répondant aux équations ci dessous 3.4. Les deux premières équations correspondent aux zéros des deux dérivées premières donnent les extrema d'énergie à champ magnétique extérieur fixé alors que les deux secondes, dérivées secondes positives de l'énergie, donnent les conditions de stabilité selon :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{F}(\theta_1, \theta_2, H_{ext})}{\partial \theta_1}(\theta_1, \theta_2, H_{ext}) &= 0 \\ \frac{\partial \mathcal{F}(\theta_1, \theta_2, H_{ext})}{\partial \theta_2}(\theta_1, \theta_2, H_{ext}) &= 0 \\ \frac{\partial^2 \mathcal{F}(\theta_1, \theta_2, H_{ext})}{\partial \theta_1^2} &> 0 \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial^2 \mathcal{F}(\theta_1, \theta_2, H_{ext})}{\partial \theta_2^2} > 0 \quad (3.3)$$

$$(3.4)$$

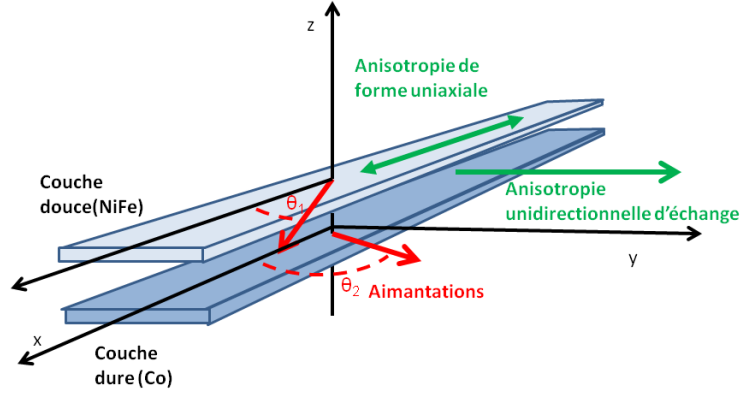


FIGURE 3.2 – Définition des angles θ_1 et θ_2 repérant les deux aimantations monodomaines dans une multicouche GMR pour un design de type méandre magnétique.

Nous pouvons dans le cas présent envisager 9 interactions et couplages différents pour le système magnétique (tricouche) décrit plus bas :

- l'anisotropie de forme de la couche dure (Co) dans le cas où la longueur des méandres est grande devant leur largeur et leur épaisseur est très faible devant ces deux dimensions. L'expression de cette énergie est donnée par :

$$E_{S2} = \mu_0 \alpha \frac{t_{Co}}{W} (M_S^{Co})^2 \sin^2(\theta_2) \quad (3.5)$$

où t est l'épaisseur de la couche, W est la largeur du méandre, M_S^{Co} est l'aimantation à saturation et α est la réduction effective d'anisotropie de forme résultant du couplage magnétostatique entre les barreaux et est donnée par [105] :

$$\alpha = \frac{2r}{1+2r} + \frac{r}{2(1+r)^2} \left(\frac{\pi^2}{2} - 4 \right) \quad (3.6)$$

où $r = G/W$ où G est le gap entre deux barreaux. Cette énergie est en directe compétition avec l'énergie d'échange unidirectionnelle E_{exc2} décrite plus loin.

- l'anisotropie de forme de la couche douce (NiFe) qui de façon équivalente est donnée par :

$$E_{S1} = \mu_0 \alpha \frac{t_{NiFe}}{W} (M_S^{NiFe})^2 \sin^2(\theta_1) \quad (3.7)$$

On doit noter que les champs magnétiques effectifs de forme, H_s , pour les couches dure et douce ne sont pas indépendants entre eux et sont reliés par $\frac{H_{s,Co}}{H_{s,NiFe}} = \left(\frac{M_{s,Co}}{M_{s,NiFe}} \right)^2$:

- l'interaction unidirectionnelle d'échange pour la couche dure (la couche ferromagnétique de cobalt en contact avec le matériau antiferromagnétique d'IrMn) induite par le procédé de recuit sous champ et agissant comme un champ magnétique effectif à l'interface du Co :

$$E_{exc1} = -\mu_0 H_{exc} M_S^{Co} \sin(\theta_2) \quad (3.8)$$

où H_{exc} est le champ magnétique effectif d'échange unidirectionnel.

- l'anisotropie uniaxiale d'échange pour la couche dure de Co (coercitivité du cobalt : typiquement quelques mT) :

$$E_{exc2} = K_{exc} \cos^2(\theta_2) \quad (3.9)$$

où K_{exc} est la constante uniaxiale d'échange.

- le couplage électronique Rudderman-Kittel-Kazuya-Yosida RKKY dans la couche conductrice (Cu) [45, 46, 106] qui représente un couplage magnétique entre les couches ferromagnétique (NiFe et Co) médié par les électrons de conduction selon :

$$E_{IL1} = -J_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) \quad (3.10)$$

où J_1 est la constante d'échange RKKY. L'amplitude de ce couplage RKKY ainsi que sa variation en fonction de l'épaisseur de l'espaceur par des lois décroissantes en puissance (selon la dimensionnalité) est donnée par la théorie de Bruno [106].

- le couplage magnétostatique entre les deux couches ferromagnétiques en raison des interactions dipolaires par les charges magnétiques statiques apparaissant sur les surfaces latérales des barreaux, et de même origine dipolaire que l'anisotropie de forme, selon :

$$E_{IL3} = -\mu_0 \alpha \frac{\sqrt{t_{NiFe} t_{Co}}}{W_{NiFe}} M_S^{NiFe} M_S^{Co} \sin(\theta_1) \sin(\theta_2) \quad (3.11)$$

Notons que ce terme est du type $\sin(\theta_1) \sin(\theta_2)$ et diffère donc d'une fonctionnelle énergétique de type champ magnétique effectif.

- la rugosité des interfaces qui, par interactions dipolaires, donne lieu à un couplage de type champ effectif de type 'peau d'orange' ('orange-peel' en anglais) selon :

$$E_{IL2} = -J_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) \quad (3.12)$$

où J_2 est la constante dipolaire due à la rugosité. Le calcul de telles interactions magnétostatiques a été réalisé par P. Bruno en 1988 [107] en utilisant une analyse par transformée de Fourier.

- l'énergie de Zeeman due au champ magnétique extérieur appliqué dans les deux couches magnétiques

$$E_Z = -\mu_0 H_{ext} M_S^{NiFe} \sin(\theta_1) - \mu_0 H_{ext} M_S^{Co} \sin(\theta_2) \quad (3.13)$$

Magnétorésistance

Une fois déterminés les deux angles d'équilibre, θ_1 et θ_2 , par la procédure de minimisation décrite plus haut, la résistance du capteur GMR est alors donnée par l'expression suivante :

$$R = R_0 [1 - GMR \cos(\theta_1 - \theta_2)] \quad (3.14)$$

où R_0 représente la résistance de base du capteur.

L'objectif général est d'obtenir ici un capteur délivrant sensibilité et linéarité adéquates à champ faible, jusque dans la gamme du mT. A cet effet, l'angle d'aimantation de la couche dure doit quasiment rester fixe à faible champ. La configuration magnétique optimale correspond à des aimantations perpendiculaires à champ nul *i.e.* à une configuration d'aimantation croisée entre les deux couches. Chaque paramètre influence les caractéristiques $R(H)$ comme le montrent les simulations (Figure 3.3). Par exemple, la réduction du champ d'anisotropie d'échange agissant sur la couche dure va avoir pour effet de déstabiliser son aimantation par l'intermédiaire des couplages inter-couches et donc de réduire la sensibilité du capteur (figure 3.3 de gauche). D'autre part, la diminution de l'anisotropie de forme agissant sur la couche douce va avoir pour effet d'augmenter cette même sensibilité de la réponse en champ magnétique (Figure 3.3 de droite). Nous cherchons donc à trouver les paramètres optimaux et géométries adéquates afin d'obtenir la meilleure sensibilité à champ nul.

3.1.2 Design de capteurs et magnétomètres GMR

Les magnétorésistances GMR-CIP conçues et utilisées ici ont la forme de barreaux allongés. Dans la plupart des applications les barreaux sont jointifs et forment un méandre (voir figure 3.5). Cette configuration permet d'utiliser la surface maximale disponible sur le substrat à partir des contraintes imposées pour la linéarisation du signal.

La longueur des barreaux n'influe pas sur leur comportement magnétique mais leur largeur W et l'espacement G entre deux barreaux adjacents ont une influence respective sur l'anisotropie de forme des couches et le couplage magnétostatique inter-barreaux. Le masque GMR va donc comprendre plusieurs géométries de méandre avec des configurations (W, G) différentes pour déterminer les meilleures performances correspondant, en particulier, à une compensation presque totale entre couplages ferromagnétiques (RKKY, peau d'orange) et antiferromagnétique d'origine magnétostatique. La théorie

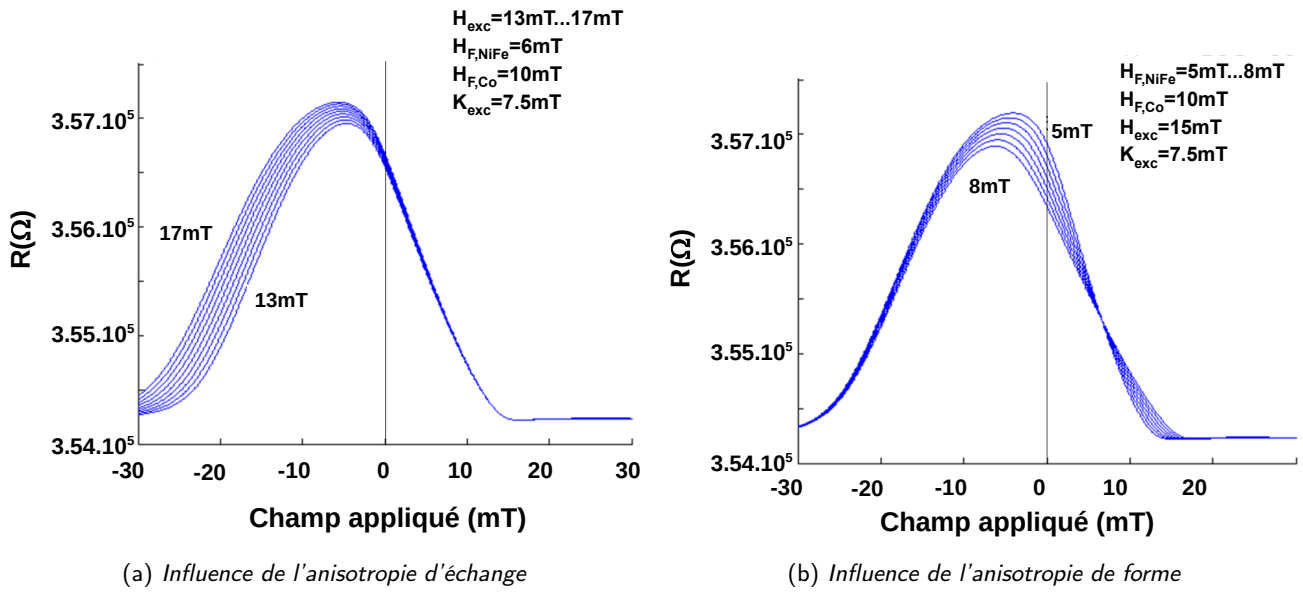


FIGURE 3.3 – Exemples numériques montrant l'influence de certains paramètres physiques sur le cycle de magnétorésistance : Gauche) l'augmentation de l'anisotropie d'échange sur la couche dure décale la partie gauche du cycle vers les champs négatifs pour stabiliser la configuration d'aimantation croisée (sensibilité maximale). Droite) l'augmentation de l'anisotropie de forme (sur la couche douce notamment) a pour effet de diminuer la pente du signal GMR autour du champ nul. Ceci a pour effet de réduire la sensibilité et d'améliorer la linéarité.

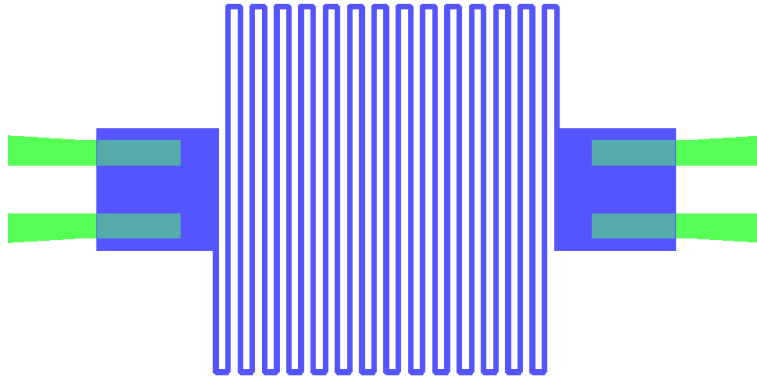


FIGURE 3.4 – Masque GMR de motif W2G3 et de dimension $150\mu m$ par $150\mu m$.

de la linéarisation des capteurs GMR a été présentée dans la partie précédente en utilisant les couplages (W, G) sur des motifs particuliers. Le masque utilisé pour les capteurs GMR comprend donc une série de capteurs dont la caractéristique sera mesurée et comparée à la théorie afin de déterminer la meilleure configuration permettant à la fois une linéarisation du signal et une sensibilité maximale/optimale.

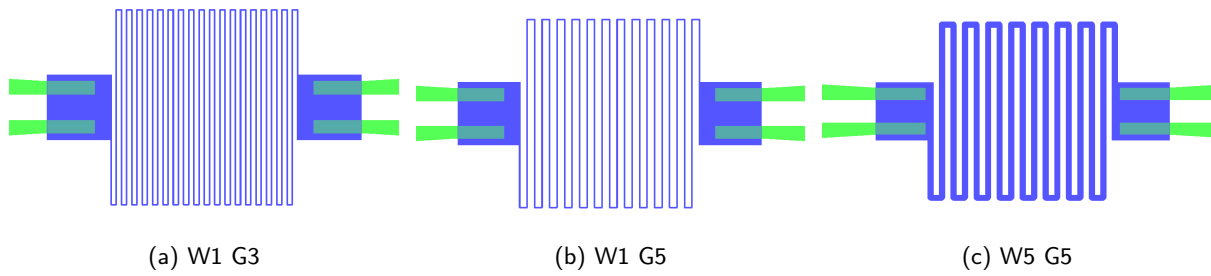


FIGURE 3.5 – Design des masques correspondant aux différentes configurations Width-Gap ou W, G .

Réalisations expérimentales

Les capteurs fabriqués sont des méandres d'une taille typique de $150\mu\text{m} \times 150\mu\text{m}$ comme on peut l'observer sur la figure 3.7. Les paramètres du design en méandre sont les épaisseurs des différentes couches, la largeur des barreaux (W), et le gap (G) entre deux barreaux adjacents. L'épaisseur des couches est optimisée préalablement pour fournir la magnétoresistance maximale en tenant compte des contraintes technologiques. Une étude typique a été réalisée sur la multicouche suivante à l'UMΦ dans le cadre de travaux sur le Contrôle Non Destructif (CND) :

$$\text{IrMn}(15\text{nm})/\text{Co}(5\text{nm})/\text{Cu}(3\text{nm})/\text{NiFe}(5\text{nm})/\text{Ru}(10\text{nm}).$$

Nous cherchons alors les combinaisons largeur des barreaux (W)/écart entre les barreaux (G) qui satisfont les critères de linéarisation et donnent la meilleure sensibilité. La figure 3.6 présente les caractéristiques de transfert pour trois configurations (W, G) et on peut y observer les différences en terme de sensibilité et de linéarité autour du champ nul. De ces premières mesures, il en ressort que plus le rapport W/G est grand, plus le couplage magnétostatique antiferromagnétique inter-couche est réduit et plus les deux couches magnétiques ont tendance à être parallèle à champ nul. Ceci correspond plutôt à un état de faible résistance en champ nul (cas du $W5G3$ sur la figure 3.6 en noir). Au contraire, plus le rapport W/G est petit, plus le même couplage magnétostatique antiferromagnétique inter-couche est grand favorisant une configuration magnétique antiparallèle à champ magnétique nul (cas du $W1G5$ sur la figure 3.6 en rouge/bleu). Ce dernier cas correspond plutôt à un état de forte résistance (sur le plateau AF) à champs magnétique nul. Des ajustements numériques donnant les caractéristiques de transfert des capteurs GMR-CIP seront proposés plus loin. Le cas optimal exploré correspond à une largeur et un écart entre les barreaux de respectivement 2 et 3 μm ($W2, G3$) pour notre structure de capteurs choisie.

Mesures des caractéristiques de transfert des capteurs GMR

Les caractéristiques de transfert des capteurs GMR ne sont pas symétriques en raison de leur conception même. L'anisotropie d'échange présente dans les GMR étant plus importante que l'anisotropie de forme, il est nécessaire d'appliquer des champs magnétiques relativement grands (supérieurs à l'anisotropie d'échange) pour obtenir un cycle d'hystérésis complet correspondant au renversement de l'aimantation de la couche dure de Co (Fig. 3.8).

Nous cherchons désormais à identifier les paramètres physique suivants :

- Les anisotropies de formes pour les deux couches magnétiques H_{s1} et H_{s2} . Celles ci peuvent varier de 1 mT à une dizaine de mT selon la géométrie des méandres et le rapport G/W donné plus haut. Les couplages magnétostatiques inter-couches par les bords (couplages AF) sont du même ordre de grandeur.
- l'anisotropie d'échange : parties uniaxiale et unidirectionnelle K_{exc} et H_{exc} . L'anisotropie unidirectionnelle d'échange dépend de l'épaisseur en $1/t$ (t est l'épaisseur de la couche dure) et peut atteindre plusieurs dizaines de mT pour des couches fines de quelques nanomètres. L'anisotropie uniaxiale est en général plus faible (quelques mT) mais peut augmenter jusqu'à quelques dizaines de mT lorsque l'épaisseur du matériau antiferromagnétique devient inférieure à une épaisseur critique (grains magnétiques dans l'AF).

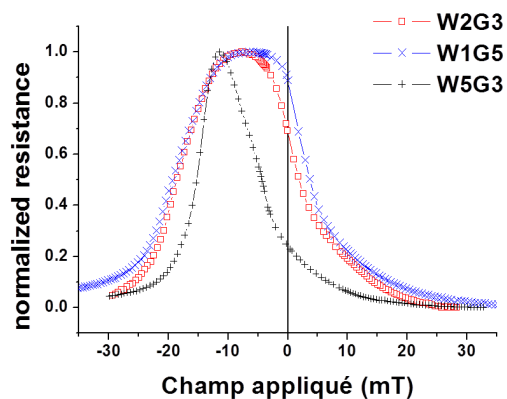


FIGURE 3.6 – Comparaison des caractéristiques en champ magnétique pour trois configurations W, G (donnée en μm)

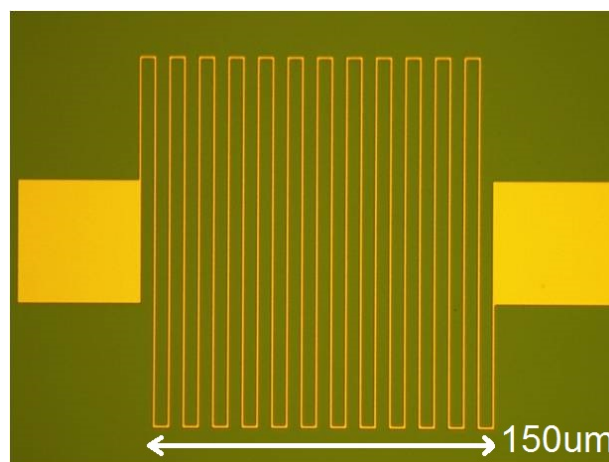


FIGURE 3.7 – Photographie d'un capteur GMR $150\mu m \times 150\mu m$ réalisé par photolithographie UV à l'UMΦ.

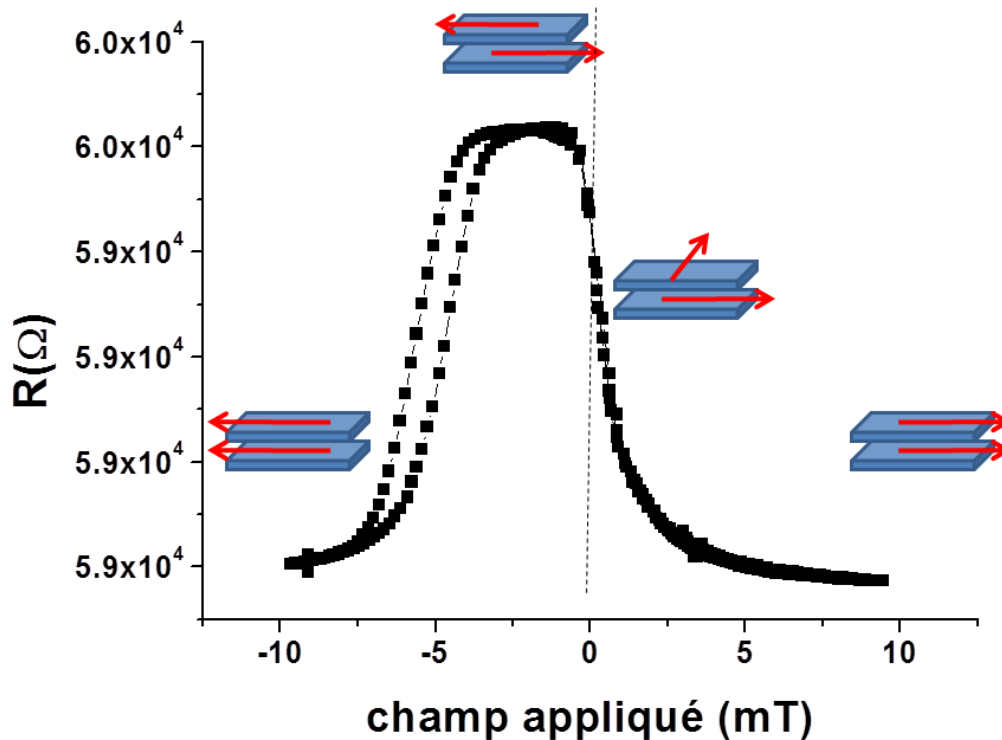


FIGURE 3.8 – Caractéristique $R(H)$ sous champ magnétique d'un capteur GMR de type $W2G3$ et de taille $300\mu m \times 300\mu m$ réalisé à l'UMΦ.

— l'angle de recuit *desrec* : le recuit sous champ s'opère selon un axe perpendiculaire à la direction de sensibilité à une erreur angulaire près de l'ordre du degré.

- les couplages intercouches H_p et H_m correspondant aux couplages orange peel et RKKY. Ils sont de l'ordre d'une fraction de mT à quelques mT selon l'épaisseur (nanométrique) de l'espaceur. Le couplage ferromagnétique de type 'orange-peel' décroît de façon exponentielle avec l'épaisseur. Le couplage RKKY décroît selon une loi de puissance.
- Le taux de GMR et la résistance longitudinale moyenne R_m .

A cet effet, nous nous appuyons sur les courbes de transfert expérimentales et sur les ajustements numériques reportés Fig. 3.9. Sur cette figure, nous avons fait apparaître les résultats obtenus sur 3 différents capteurs au design différent. Dans chaque cas, nous avons fait apparaître le résultat des ajustements vs. le champ d'anisotropie de forme H_{s1} (pour le NiFe) et H_{s2} (pour le Co), du couplage inter-couche (magnétostatique H_m , du couplage RKKY H_p) et des champs d'anisotropie unidirectionnelle. Il en ressort une augmentation des champs d'anisotropie de forme et des champs magnétostatiques inter-couche lorsque le rapport W/G diminue en raison de la diminution du couplage magnétostatique antiferromagnétique (AF) par les bords. D'autre part, nous avons tracé sur le dernier graphe de la figure 3.9 (droite), la valeur des angles θ_1 et θ_2 à l'équilibre repérant les aimantations du NiFe et du Co durant un balayage en champ magnétique. Nous remarquons que l'aimantation du *NiFe* balaie un angle de 180° de façon continue et linéaire à faible champ. L'aimantation du Co, quant à elle, varie sur une plus faible excursion (le saut n'est pas physique car correspondant au même angle modulo 2π) mais sa déviation par rapport à l'angle $\pi/2$ est très visible ce qui montre, toutefois, l'importance du couplage avec la couche de NiFe.

3.1.3 Mesures de bruit sur les éléments GMR.

Nous abordons ici les résultats sur les mesures de bruit des différents capteurs GMR. Afin de mesurer la détectivité en champ magnétique des capteurs GMR pour les applications de navigation, il est nécessaire de réaliser des mesures du bruit dans la bande de fréquence se situant entre 100 mHz à 10 Hz pour l'ensemble des capteurs. Le dispositif expérimental inclut une carte d'amplification bas bruit [50 dB de gain pour un bruit de 3 nV/sqrt(Hz)], une source d'alimentation DC bas bruit, une boîte en μ métal afin de se protéger des perturbations magnétiques extérieures à basse fréquence ainsi qu'un analyseur de spectre.

La figure 3.11 montre le niveau de bruit mesuré sur un capteur GMR de la série 'F' et correspondant au prototype W2G3 (width=2 μ m ; gap=3 μ m) pour une résistance de 14 k Ω (150 μ m $\times$ 150 μ m). Nous observons que le bruit magnétique en 1/f à basse fréquence est particulièrement élevé. Nous soupçonnons l'effet du bruit de Barkhausen par l'apparition de domaines magnétiques aux jonctions des barreaux dans certaines gammes de champ magnétiques. Afin de mettre en évidence l'apparition de tels domaines magnétiques au niveau des coudes des méandres, nous avons réalisé des observations en utilisant un microscope à force magnétique (MFM). Les mesures MFM à température ambiante font apparaître des domaines aux jonctions des barreaux (figure 3.12). Les domaines se forment essentiellement en présence d'un champ magnétique relativement important (7 mT) mais sont également présents à champ nul sous certaines conditions. Le problème des domaines magnétiques nucléant dans les coudes des méandres est généralement résolu en raccordant les coudes par un métal de bonne conductivité [108]. La figure 3.13 montre un exemple d'un tel design.

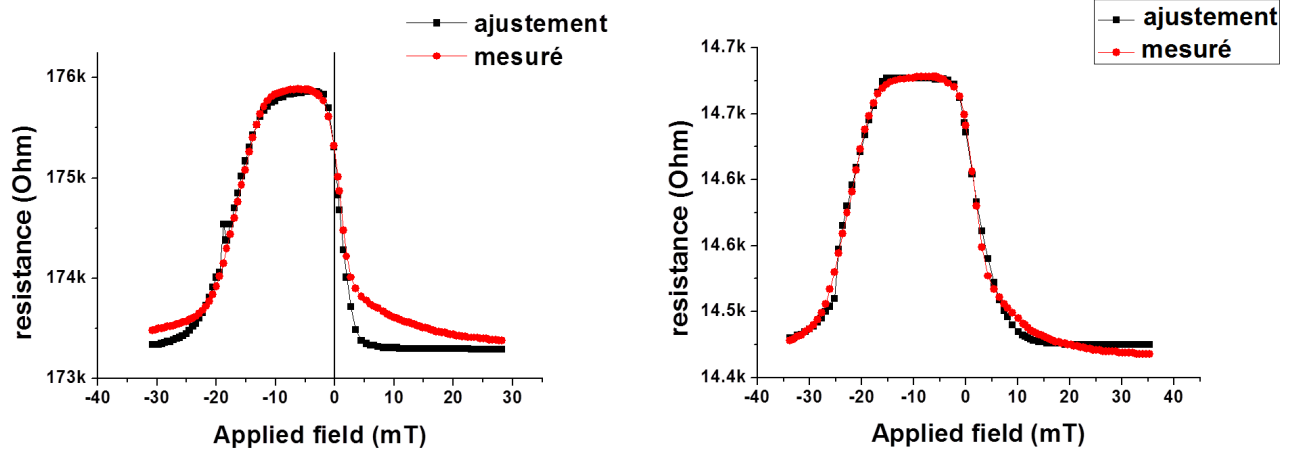
Une autre source de bruit importante peut tenir son origine des irrégularités magnétiques à l'interface entre les matériaux ferromagnétiques et antiferromagnétique (Co/IrMn), dans la région où s'opère l'interaction d'échange. A cet effet, nous pouvons réduire grandement le bruit en utilisant des structures de type vannes de spin à antiferromagnétique synthétique (SAF).

Nous décrivons à présent, ci-dessous, les résultats obtenus sur banc de test CND (contrôle non destructif) en matière de détection de défauts enterrés par des capteurs GMR. Bien que ces résultats aient été obtenus avant le début de ma thèse (en collaboration avec le CEA-LIST Saclay), j'ai choisi de les présenter ici car ils donnent une bonne illustration d'utilisation de capteurs GMR à des fins applicatives et technologiques.

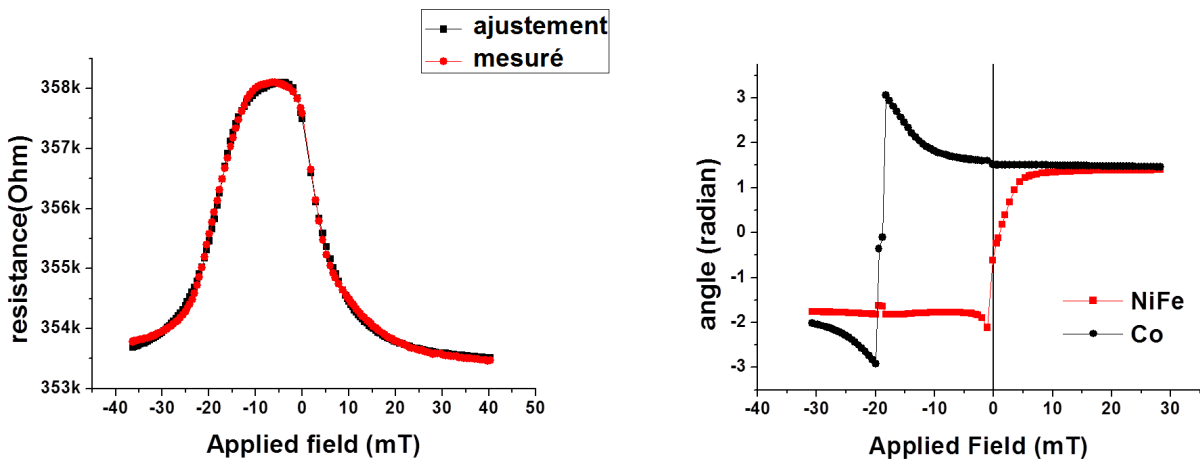
3.2 Utilisation de capteurs GMR pour des mesures de contrôle non destructif (CND)

3.2.1 Introduction à la CND par courants de Foucault

En matière de contrôle non destructif, l'inspection ('NDI' pour Non-destructive Inspection en anglais) ou l'évaluation ('NDE' pour Non-Destructive Evaluation en anglais) joue un rôle majeur pour assurer la fiabilité des opérations de fonctionnement pour un large éventail de composants industriels, en particulier dans le secteur de l'aérospatial, de l'automobile, du ferroviaire, de la pétrochimie, du nucléaire ou du naval. Dans ses secteurs d'activité, la fiabilité des structures, la



(a) Courbe de transfert d'un capteur 'F' (W2G3) et ajustement numérique obtenu pour $H_{s1} = 20 \text{ G}$, $H_{s2} = 35 \text{ G}$, $K_{exc} = 10 \text{ G}$, $H_{exc} = 180 \text{ G}$, $H_p = 25 \text{ G}$, $H_m = 25 \text{ G}$, $\delta = 0.2^\circ$ (désorientation de recuit), $R_m = 170 \text{ k}\Omega$, $GMR = 1.5\%$.
 (b) Courbe de transfert d'un capteur W2G5 et ajustement numérique obtenu pour $H_{s1} = 37 \text{ G}$, $H_{s2} = 70 \text{ G}$, $K_{exc} = 22 \text{ G}$, $H_{exc} = 198 \text{ G}$, $H_p = 29 \text{ G}$, $H_m = 41 \text{ G}$, $\delta = 9^\circ$ (désorientation de recuit), $R_m = 14 \text{ k}\Omega$, $GMR = 1.3\%$.

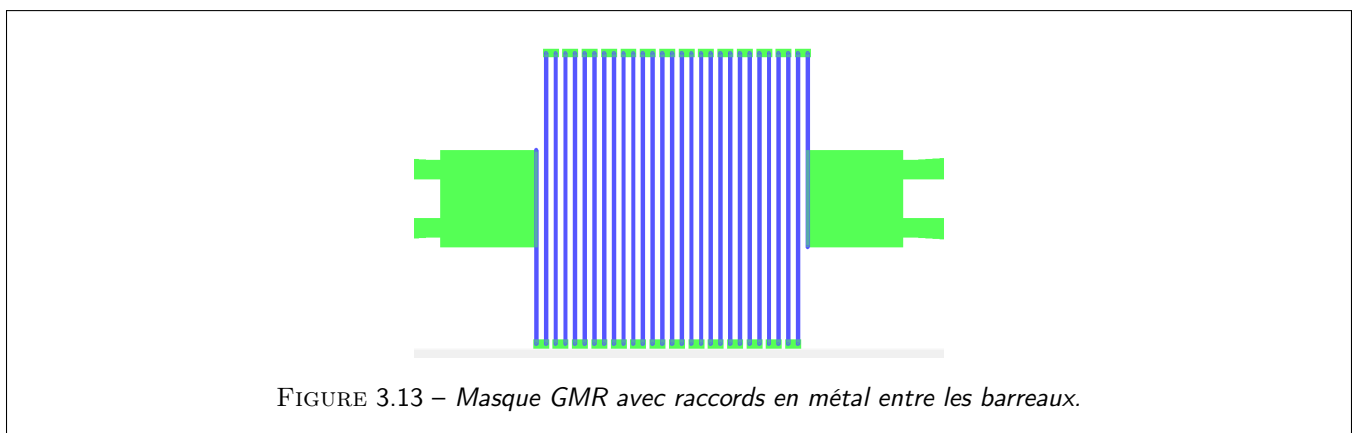
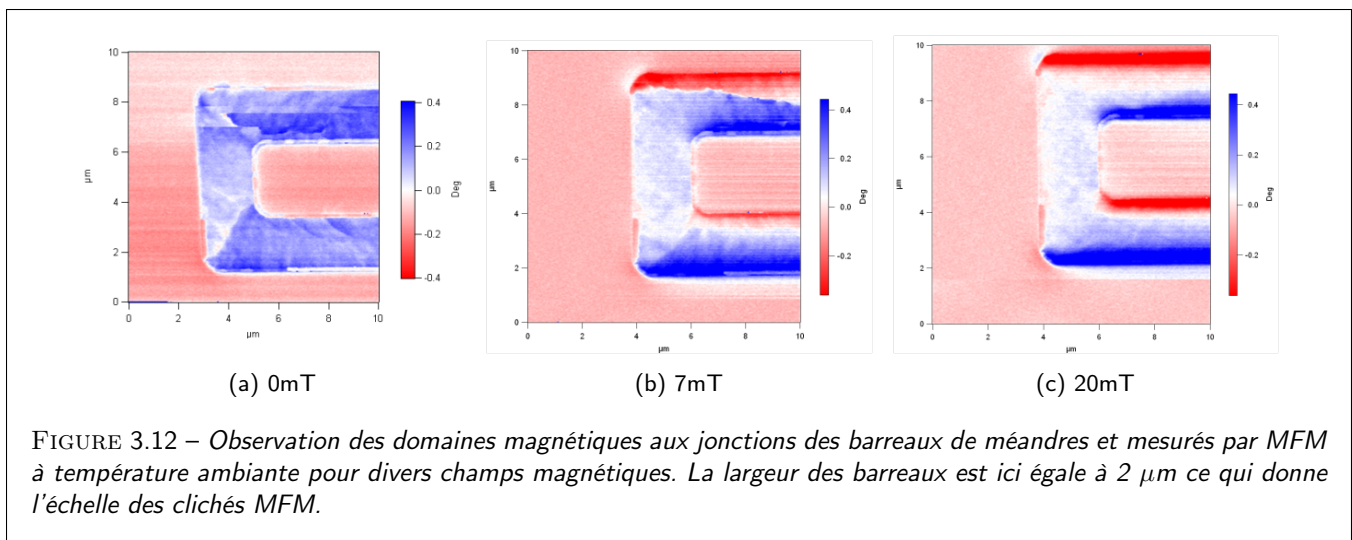
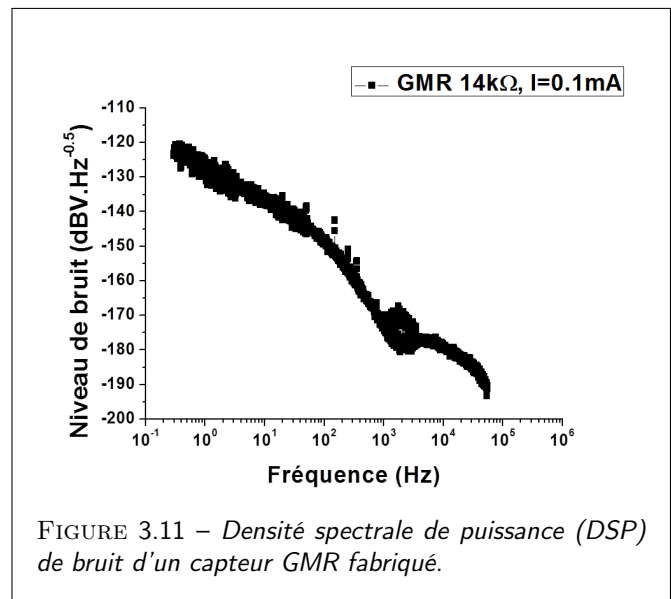
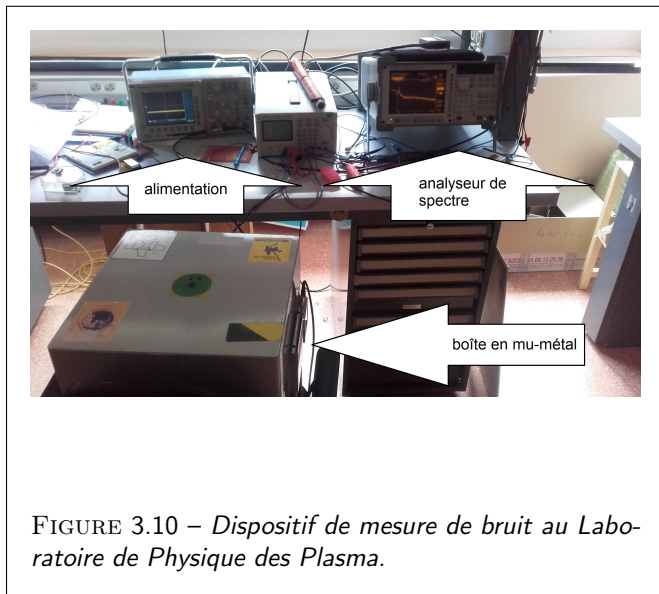


(c) Courbe de transfert d'un capteur W2G3, et ajustement numérique obtenu pour $H_{s1} = 71 \text{ G}$, $H_{s2} = 120 \text{ G}$, $K_{exc} = 35 \text{ G}$, $H_{exc} = 176 \text{ G}$, $H_p = 30 \text{ G}$, $H_m = 71 \text{ G}$, $d\delta = 1.7^\circ$ (désorientation de recuit), $R_m = 170 \text{ k}\Omega$, $GMR = 1.6\%$.
 (d) Angles d'aimantation des couches NiFe et Co : reconstitution du comportement des couches magnétiques au cours du cycle $R(H)$.

FIGURE 3.9 – Mesures et ajustements numériques des caractéristiques de transfert des capteurs GMR de différent design.

sécurité des installations et la qualité des produits sont des impératifs incontournables auxquels doivent répondre les industriels. L'enjeu est de pouvoir garantir l'intégrité des structures et cela nécessite impérativement d'être capable de détecter un composant défectueux ou susceptible de le devenir lors de sa fabrication ou pendant des inspections en service. Pour relever ce défi, les industriels sont fortement utilisateurs des contrôles non destructifs (CND) qui regroupent des procédés aptes à fournir des informations sur la santé d'une pièce sans qu'il en résulte des altérations préjudiciables à son utilisation ultérieure. Parmi les techniques existantes, le contrôle par courants de Foucault (CF) occupe une place prépondérante.

Dans leur conception initiale, la méthode de test des courants de Foucault pour la CND repose sur le positionnement d'une bobine, appelée sonde de détection ou bobine de détection sur le matériau d'essai tout en mesurant leur impédance à une fréquence unique. Ces bobines induisent et/ou détectent simultanément les courants de Foucault dont les perturbations dues à la présence d'un défaut ou à une fissure entraîne une modification du champ magnétique rayonné et de l'impédance



(voir Fig. 3.14). Elles assurent ainsi la détection des défauts sous-jacents et en surface. Or ces technologies inductives présentent des limites de performances du fait de la diminution de leur sensibilité avec la fréquence d'excitation et la taille

du bobinage. En effet, bien qu'il s'agisse des capteurs les plus couramment utilisés, les bobinages ne conviennent pas aux tests à basses fréquences car leur sensibilité diminue de manière significative, compromettant la détection de défauts profonds. De plus, ce type de capteur offre une faible résolution spatiale limitée par leurs tailles dans la gamme du mm. Ces inconvénients limitent aujourd'hui les applications de l'inspection par courants de Foucault à de petites épaisseurs (typiquement inférieures à 2 mm) ou à une inspection de surface conduisant alors à la nécessité d'une radiographie pour assurer un contrôle volumétrique. Ces capteurs inductifs sont par ailleurs majoritairement mono-éléments, ce qui impose des balayages de la surface à inspecter coûteux en temps. L'enjeu réside aujourd'hui dans la détection de défauts de plus en plus petits ($<100\mu\text{m}$) et de plus en plus profonds, enterrés sous plusieurs mm, tout en diminuant le temps de contrôle afin d'améliorer la rentabilité des inspections.

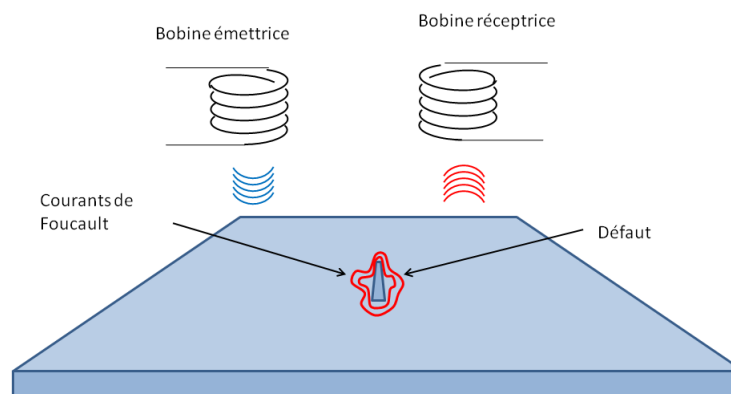


FIGURE 3.14 – Schéma de principe d'un dispositif de contrôle non destructif (CND) par courants de Foucault (CF) comprenant une bobine d'excitation ainsi qu'un ou plusieurs capteurs magnétiques pour la détection des champs magnétiques en surface.

3.2.2 Intérêt de la GMR pour la CND

Afin de dépasser ces limites en résolution, de nouvelles technologies de capteurs de champs magnétiques sont aujourd'hui soumises à l'étude. Ces technologies, issues de filières de fabrication collective, présentent une haute sensibilité et résolution spatiale, et offrent des perspectives intéressantes en termes de performances en détection et de réalisation multi-éléments. En effet, avec les propriétés d'AMR, GMR ou TMR, nous pouvons désormais concevoir des réseaux simples ou multiples de capteurs unidimensionnels ou bidimensionnels pour de telles applications. Habituellement, la fréquence de fonctionnement se situe dans la plage entre 1 kHz à 10 MHz. La fréquence d'excitation influence le profil de densité des courants de Foucault sur la partie métallique par absorption de profondeur de la peau. L'utilisation de fréquences de fonctionnement élevées concentre les courants de Foucault sur une fine couche superficielle ; au contraire les basses fréquences permettent une pénétration plus profonde dans les parties métalliques.

L'identité du projet AMR CANOE en partenariat avec le CEA-LIST (2010 - 2014) et poursuivi en laboratoire à l'Unité mixte de physique CNRS-Thales à ce jour consistait en l'utilisation de capteurs GMR-CIP sur banc de test CND pour la détection de défauts enterrés dans pièces métalliques (Inconel) utilisées dans l'industrie avionique (AIRBUS) et nucléaire (AREVA) en particulier. Nous présentons ci dessous sur la figure 3.15 le résultat des premières simulations CIVA (software CEA LIST) des variations de champ magnétique attendues sur une pièce d'inconel correspondant pour la première à des défauts de longueur 8.5 mm, de largeur $200\mu\text{m}$ situés à une profondeur de 0.4 mm de la surface pour une fréquence d'excitation f de 1 kHz. La bobine émettrice est constituée d'une spire de diamètre intérieur/extérieur de 2/10mm, de hauteur 10mm et comportant 800 tours. Les champs caractéristiques à mesurer sont de l'ordre de quelques μT pour une sensibilité GMR typique de 4V/T.

3.2.3 Détection GMR sur banc CND

Les mesures réalisées sur banc avec nos capteurs sont représentées sur les figures 3.16 et 3.17 pour deux géométries de traitement thermique différents : recuit désorienté de 20° Figure 3.16 et recuit parfaitement orienté (figure 3.17). Les

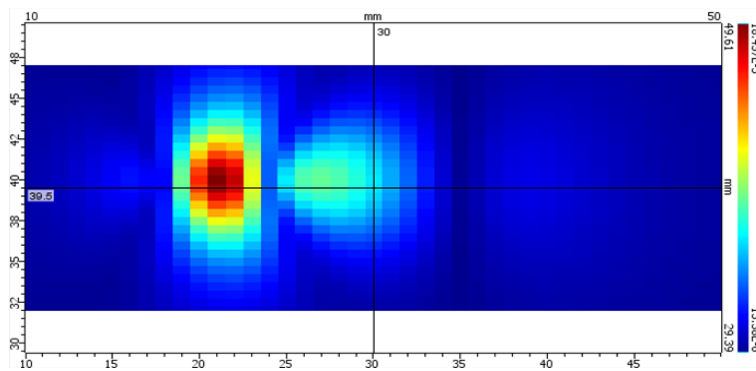


FIGURE 3.15 – Simulation CND sur un défaut de longueur 8.5 mm, de largeur 200 μm et situé à une profondeur de 0.4 mm de la surface. Les abscisses et les coordonnées sont données en mm. Le code couleur en 'z' représente la tension mesurée (en V) aux bornes d'un capteur GMR avec un gain ($\times 1000$) et une sensibilité de capteur de 4V/T. Dans cet exemple, les champs magnétiques maximaux à mesurer sont de l'ordre de 40 μT .

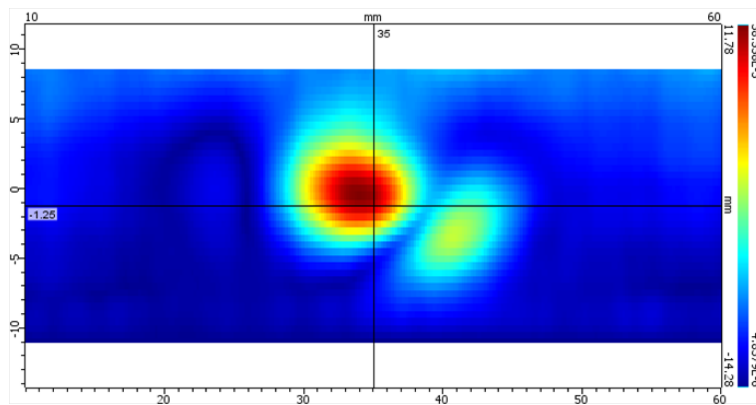


FIGURE 3.16 – Résultat de mesure CND sur banc (recuit désorienté) : la forme observée diffère de la simulation en raison du recuit désorienté. Les abscisses et les coordonnées sont données en mm. Le code couleur en 'z' représente la tension mesurée (en V) aux bornes d'un capteur GMR avec un gain ($\times 1000$) et une sensibilité de capteur de 4V/T.

échelles des champs mesurés par les capteurs GMR reproduisent très fidèlement les signaux attendus en amplitude (20 μV avant amplification) ainsi que sur la forme correspondant à 2 lobes disjoints. Nous faisons figurer également la sensibilité des mesures obtenue en angle lorsque la GMR est tournée dans le plan qui s'apparente dans le cas présent à une sinusoïde déformée. Notons, ici que nous avons représenté la valeur absolue de la magnétorésistance laissant apparaître un point anguleux d'origine fictive. La déformation de la sinusoïde proche du maximale est quant à elle caractéristique de l'ensemble des couplages intercouches mis en jeu dans la multicouche GMR. En ce sens, une déformation angulaire de la réponse des capteurs par rapport à la sinusoïde de référence peut être représentative d'une configuration magnétique s'écartant d'une configuration magnétique croisée.

Il apparaît qu'une désorientation de recuit vis à vis de la configuration magnétique optimale donne lieu à un déplacement du point de fonctionnement électrique optimal. Les simulations obtenues dans ce cas correspondent à des champs magnétiques attendus ($\mu\text{ Tesla}$ ou sub- $\mu\text{ Tesla}$) du logiciel CIVA. Dans certaines situations, et afin d'appliquer un angle de recuit précis, nous pouvons donc nous aider de notre logiciel/algorithme de simulation donnant la réponse électrique GMR en fonction du champ magnétique extérieur.

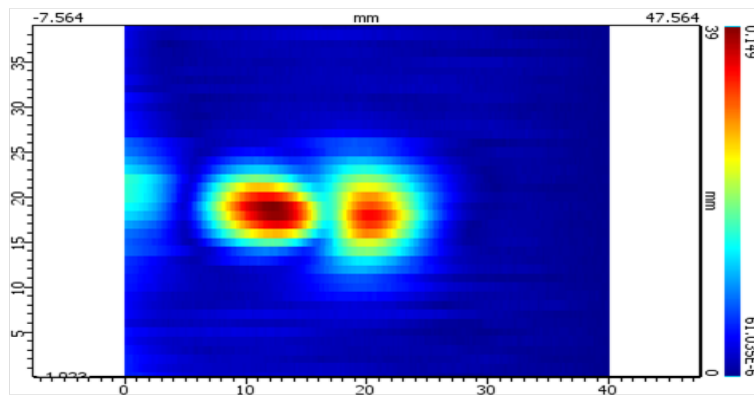


FIGURE 3.17 – Résultat de mesure CND sur banc (recuit droit) : on retrouve la forme de la simulation. Les abscisses et les coordonnées sont données en mm. Le code couleur en 'z' représente la tension mesurée (en V) aux bornes d'un capteur GMR avec un gain ($\times 1000$) et une sensibilité de capteur de $4V/T$.

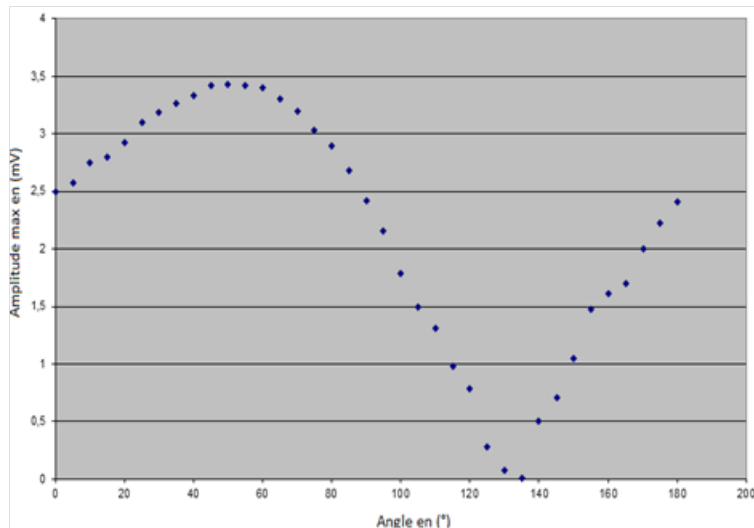


FIGURE 3.18 – Mesure angulaire sur un défaut métallique (valeur absolue) : on observe une sinusoïde légèrement déformée par l'ensemble des couplages et anisotropies. Le point 'angleux' apparaissant autour de l'angle de 135° reflète simplement une variation de résistance donnée en valeur absolue (ordonnées).

3.2.4 Conclusions

En conclusion, les techniques CF connaissent aujourd'hui une profonde mutation afin de répondre aux exigences d'un accroissement des performances des contrôles. L'enjeu réside dans la détection de défauts plus petits ($< 100\mu m$) et de plus en plus profonds (enterré sous plusieurs mm), tout en diminuant le temps de contrôle afin d'améliorer la rentabilité des inspections. Les technologies utilisées sur site, majoritairement inductives et réalisées sous forme de bobinage, présentent des limites de performances du fait de la diminution de leur sensibilité avec la fréquence d'excitation et la taille du bobinage. Ces capteurs sont par ailleurs majoritairement mono-élément, ce qui impose des balayages de la surface à inspecter coûteux en temps. Pour dépasser ces limites, de nouvelles technologies de capteurs de champ magnétique sont investiguées depuis peu. Ces technologies, issues de filières de fabrication collective, présentent une haute sensibilité et résolution spatiale, et offrent des perspectives intéressantes en termes de performances en détection et de réalisation multi-éléments. Les perspectives en matière de capteurs GMR au laboratoire (UMΦ) concerne, aujourd'hui **le développement de capteurs souples à faible rayon de courbure** élaborés sur substrat polymère et également destinés au CND pour la détection en

zones courbes ou sur des angles ou nervures.

Chapitre 4

Réalisation et mesures des dispositifs AMR

Dans le but de satisfaire le cahier des charges établi sur les bases décrites dans le premier chapitre, ainsi que le besoin de contrôler à souhait la configuration magnétique avant chaque de mesures, nous avons opté pour le développement d'une technologie mature de dispositifs AMR Set/Reset. Une telle technologie de capteurs, disponible dans les catalogues de fabricants (Honeywell, Sensitec,...) doit permettre de répondre à l'ensemble de critères définis précédemment à savoir : forte sensibilité magnétique, faible bruit et robustesse dans le cyclage. Il est de plus envisageable d'optimiser la réponse des capteurs en minimisant des effets potentiellement négatifs comme la diffusion électronique de surface pouvant être la source d'une certaine détérioration du signal. Les enjeux pour la navigation dans le design de magnétomètres AMR sont donc de maximiser le rapport signal sur bruit, d'obtenir une très bonne linéarité dans une plage de champ se situant typiquement dans la gamme ± 0.5 T ainsi que de minimiser les effets cross axe. Nous avons envisagé pour cela la réalisation d'un pont de Wheatstone à barberpole adoptant un système de set/reset électronique. Ce chapitre explique les choix effectués dans le design et présente les mesures des caractéristiques de transfert, ainsi que les mesures de bruit des capteurs AMR fabriqués dans ce travail de thèse à l'UM ϕ CNRS-Thales.

4.1 Principe du Set/Reset

Le Set consiste à appliquer sur les branches du pont, avant chaque mesure, un fort champ magnétique selon l'axe facile des aimantations (grand axe des barrettes) afin de saturer cette même aimantation selon une branche du cycle connue, positive ou négative. Le champ magnétique est généralement appliqué en injectant un fort courant dans une bobine située au dessus du capteur (étage supérieur) ou autour de ses éléments actifs (branches du pont). Le champ magnétique nécessaire au retournement l'aimantation est assez faible, typiquement 2 mT pour des barrettes de NiFe de 15 nm d'épaisseur, toujours est-il supérieur au champ d'anisotropie de forme de l'élément magnétique. Cependant, il est généralement utile d'appliquer un champ beaucoup plus important, typiquement quelques dizaines de mT, afin d'éliminer d'éventuels domaines magnétiques principale source de bruit de Barkhausen.

Le champ de Set est obtenu par induction, en faisant passer un fort courant dans un fil métallique situé au dessus du capteur. Afin de garantir l'uniformité du champ de Set, le fil possède généralement la forme d'une bobine (voir Fig. 4.1) d'où l'appellation 'bobine de Set/Reset'. Le courant de Set circule dans la bobine pendant un temps très court, typiquement quelques microsecondes, afin d'éviter tout chauffage de la bobine et de réduire la consommation d'énergie du capteur (pulse de set-reset). Un tel pulse de forte intensité est généralement obtenu par la décharge d'un condensateur dans la bobine.

La figure 4.2 représente un principe de schéma de circuit électronique permettant de fournir un pulse de 700 mA pendant $1\mu s$. Ce circuit a été réalisé à SYNAV dans le cadre de cette thèse afin de tester les capteurs commerciaux en fonctionnement ainsi que ceux fabriqués à l'UM ϕ .

L'effet cross-axe

Nous définissons ici la notion de cross-axe qui nous sera utile pour la suite. Le *cross-axe* désigne l'effet d'une composante du champ magnétique selon la direction de facilement aimantation du capteur (axe x correspondant à la grande direction des barrettes) sur le signal AMR lors de la mesure du champ magnétique souhaitée selon l'axe 'sensible' y (voir chapitre 2). En effet, la résistance d'un pont AMR est donnée au premier ordre par :

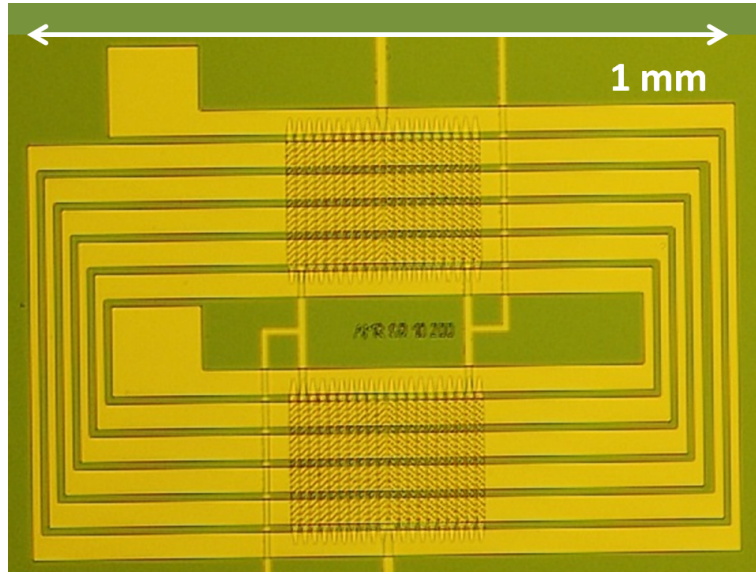


FIGURE 4.1 – Photographie d'une bobine de Set/Reset (circuiterie en Au apparaissant en jaune) déposée sur un capteur AMR à base d'éléments (barettes) de NiFe (motifs inférieurs centraux) (réalisation : unité mixte de physique CNRS-Thales).

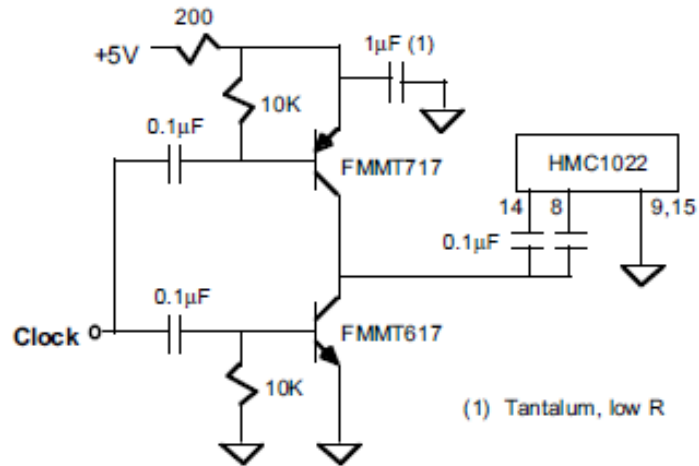


FIGURE 4.2 – Schéma électronique d'un circuit d'injection de pulses de set/reset proposé par la documentation du HMC1022

$$R_{set} = R_0 \left[1 + AMR \frac{H_y}{H_K + H_x} \right] \quad (4.1)$$

où nous rappelons que H_K est le champ d'anisotropie en général désignant l'anisotropie de forme. Il en résulte une perturbation de la mesure du champ magnétique H_y en rapport de $\frac{H_x}{H_K}$. Le set/reset consiste à faire un set dans un sens puis dans l'autre entre 2 mesures consécutives, afin de se placer sur l'une et l'autre des 2 branches différentes d'un cycle.

Après le second set, l'effet cross-axe est inversé selon l'équation :

$$R_{reset} = R_0 \left[1 - AMR \frac{H_y}{H_K - H_x} \right] \quad (4.2)$$

En considérant la demi-différence des mesures électronique effectuées respectivement après le set et le reset, la qualité de la mesure est grandement améliorée. En effet à l'ordre 1 (développement limité en H_x/H_K), les effets de cross axe sont atténués selon la formule :

$$\frac{R_{set} - R_{reset}}{2} = R_0 AMR \frac{H_y H_K}{H_K^2 - H_x^2} \quad (4.3)$$

Pour un rapport H_x/H_K maximum de 0.05, l'erreur due au cross-axe est fortement diminuée de 5% à 0.25% en utilisant le principe de Set/Reset. Pour les capteurs à saturation opposée, la bobine de set/reset est positionnée de telle sorte que deux des branches du pont sont saturées selon des directions opposées. L'effet cross axe est donc compensé au premier ordre dès la lecture de la tension aux bornes du pont de Wheatstone et la mesure est théoriquement identique sur le set/reset. Cependant, effectuer la demi différence des mesures en set/reset possède également l'avantage de réduire les effets d'offset tels que le déséquilibre en résistance du pont de Wheatstone.

4.2 Design et ingénierie des capteurs AMR à pont de Wheatstone

Nous avons choisi de développer une technologie de type barberpole à base d'une circuiterie en Au de 200 nm d'épaisseur [109]. Le design choisi consiste en une série de barreaux de barberpole de 250 μm de long et de 10 μm de large. L'épaisseur de l'élément ferromagnétique de NiFe, dans la gamme de 10 à 50 nm, varie selon les dispositifs réalisés. L'anisotropie et la coercivité à faible température d'un barreau magnétique de longueur l , de largeur w d'épaisseur t avec la condition $l \gg w > t$ est donnée approximativement selon l'approximation ellipsoïdale [27] selon (voir chap. 2) :

$$H_K = \frac{M_s t}{2w} \quad (4.4)$$

Selon cette expression, la coercivité et l'anisotropie obtenue se situent dans la gamme de 0.5-4.5 mT pour un matériau possédant une aimantation à saturation de 750 kA.m⁻¹ à l'ambiante comme le permalloy (NiFe). Le capteur typique comporte 40 barreaux tous reliés électriquement et formant un pont de Wheatstone. La fabrication du capteur complet nécessite 4 masques de lithographie optique :

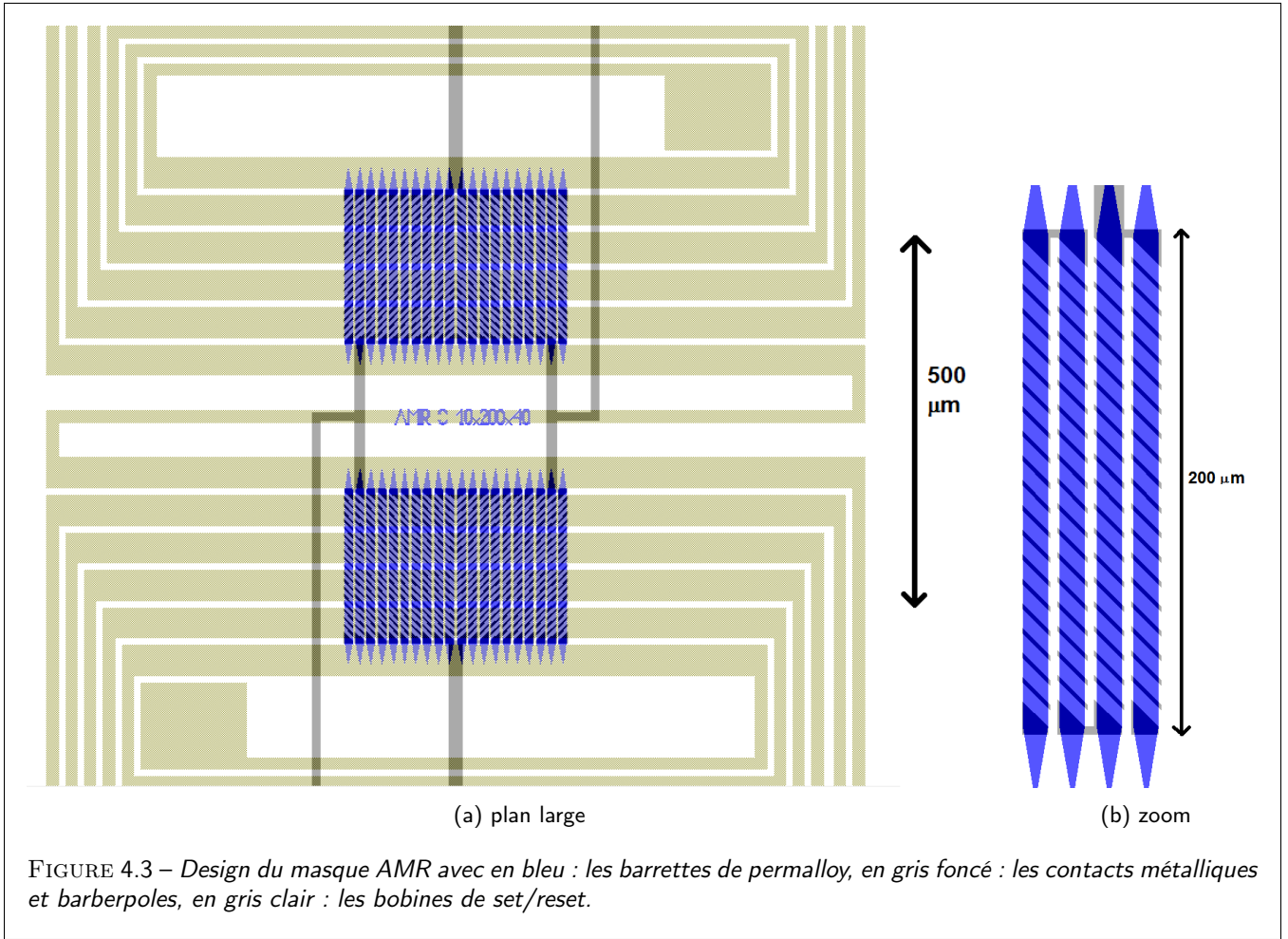
- Le premier masque comporte le dessin des barrettes de NiFe constituant les éléments actifs du pont
- Le second masque délimite le premier dépôt d'or, il inclut les barrettes disposées à 45° des barberpoles ainsi que les contacts électriques
- Le troisième masque correspond aux ouvertures de l'isolant Si₃N₄, c'est à dire l'endroit du dispositif où l'on va graver l'isolation de nitrure afin de rendre accessible les contacts métalliques
- Le dernier masque concerne la fabrication de la bobine de set/reset en Au (épaisseur de 500 nm à 1 μm).

Nous retrouverons, en donnant plus de détails, les différentes étapes de fabrication des capteurs dans l'annexe située à la fin de ce chapitre.

4.3 Mesures des caractéristiques des capteurs AMR

Afin de déterminer les capteurs les mieux adaptés aux applications de navigation, nous effectuons une série de tests afin d'évaluer leurs performances. Dans cette partie, nous discutons de la réponse en champ magnétique des capteurs fabriqués à l'UM ϕ afin d'en déterminer leur sensibilité en champ ainsi que leur propriété de linéarité. La figure 4.6 présente la réponse linéaire typique d'un de nos capteurs AMR soumis à un champ magnétique transverse, *i. e.* dirigé selon l'axe de sensibilité du capteur (axe y transverse à la direction facile des barrettes de NiFe). Le champ magnétique est produit ici par des bobines de Helmholtz afin de bénéficier d'une meilleure uniformité sur toute la surface des éléments actifs constitutifs du capteur.

La figure 4.7 compare la réponse magnétique, au cours du temps, de capteurs magnétiques set/reset fabriqués à l'UM ϕ et de capteurs du commerce Honeywell (HCM1022) et Sensitec (AFF756) intégrés sur une carte de mesure multimagnétométrique 4.14 plongée dans le champ magnétique terrestre. **Les mesures magnétiques présentent une réponse similaire en champ, en amplitude et en forme, et ne diffèrent que par la présence d'un léger biais magnétique et d'une**



légère différence dans la sensibilité. Nous pouvons donc affirmer que les performances magnétiques, en terme de sensibilité et de linéarité des capteurs $UM\phi$ avec set-reset sont sensiblement équivalentes à celles des capteurs AMR Honeywell et Sensitec commerciaux. Ces mesures constituent un jalon important de ce travail de thèse.

Dans le paragraphe suivant, nous présentons les caractéristiques angulaires des capteurs $UM\phi$ essentielles, notamment, pour les mesures de couple de transfert de spin par spin-orbite et dont les résultats seront donnés dans chapitre 6.

4.3.1 Etude expérimentale de la réponse des capteurs AMR en fonction de l'épaisseur

Les caractéristiques $R(H)$ sont dépendantes de l'angle du champ magnétiques et de son éventuel hystérésis généré par les électro-aimants. Afin de contourner ces incertitudes, nous avons effectué des mesures angulaires $R(\phi)$ (dans-le-plan) et $R(\psi)$ (hors-du-plan) à amplitude de champ magnétique constante. La figure 4.8b présente les mesures $R(\phi)$ dans le plan réalisées sur deux échantillons d'épaisseur différentes, respectivement 10 et 50 nm. La figure 4.8a compare les caractéristiques parfaitement sinusoïdales à fort champ magnétique saturant (0.6 T) et celles à plus faible champ magnétique où la sinusoïde apparaît déformée par l'anisotropie de forme. La figure de droite compare l'AMR ($\Delta R/R(\phi)$) à 0.6 T obtenues sur deux échantillons d'épaisseur différente ce qui permet de mettre en évidence la perte d'AMR effective pour les plus faibles épaisseurs.

La réduction de l'épaisseur du NiFe réduit l'AMR effective en raison du shunt de courant, de la diffusion électronique aux interfaces ainsi que des effets de spin-flip. En contrepartie, la sensibilité augmente par réduction de l'anisotropie de forme. Nous cherchons ici l'épaisseur optimale offrant la meilleure sensibilité : le tableau ci-dessous ainsi que la figure 4.9 compare les sensibilités des échantillons étudiés et mesurés à 12 K.

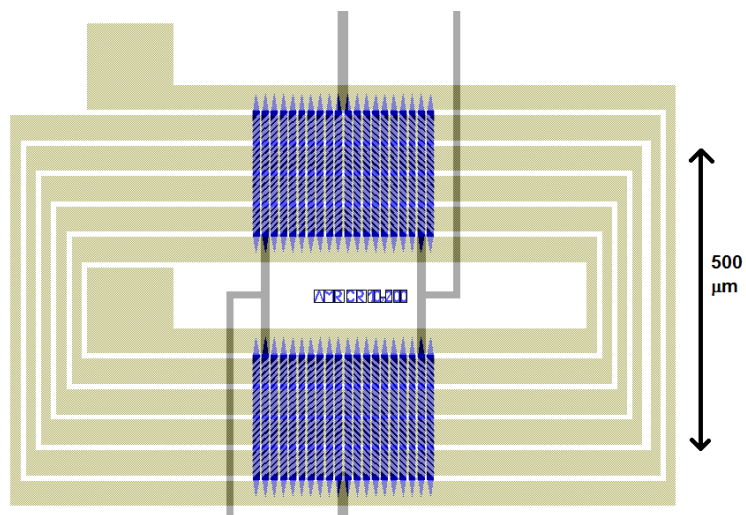


FIGURE 4.4 – *Design du masque AMR à saturation opposée avec chacune des branches du pont de Wheatstone supérieure et inférieure possédant une direction de saturation opposée.*

caractéristique	stack	AMR à 12K	sensibilité
unité	nm	%	mV/V/G
p8883	NiFe(50)/Pt(5)	4.2	0.5
p9123	NiFe(15)/Ru(5)	1.7	0.7
p9528	NiFe(10)/Pt(6)/AuW(3)	0.7	0.43
p9530	NiFe(10)/Pt(3)/AuW(3)	0.9	0.56
p9800	NiFe(2)/Pt(3)/AuW(3)	0.3	0.9

TABLE 4.1 – *AMR et sensibilité mesurées pour les différents stacks utilisés.*

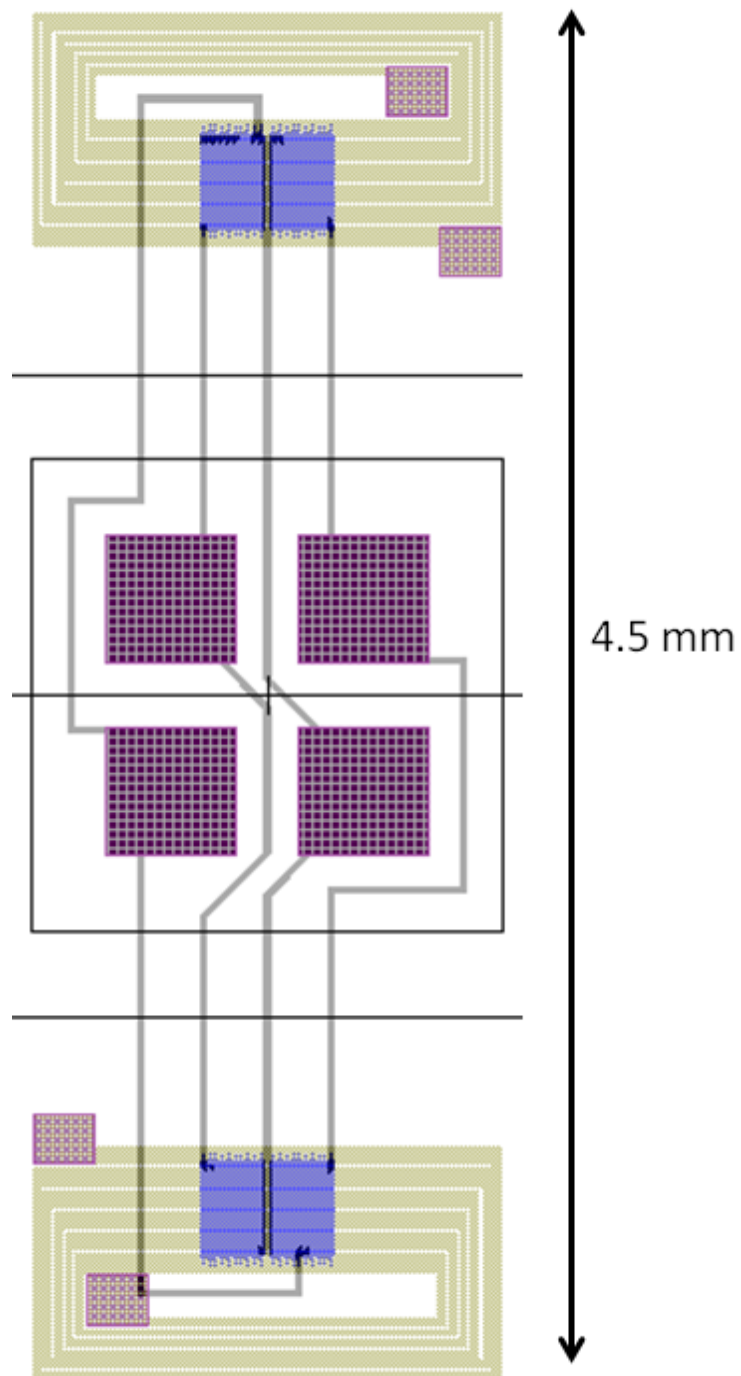


FIGURE 4.5 – Design du masque gradiomètre AMR : le champ magnétique est mesuré à deux endroits différents de l'espace. La circuiterie en pont de Wheatstone permet d'obtenir une tension de sortie proportionnelle au gradient du champ magnétique. Le fonctionnement des gradiomètres est décrit en détail dans la partie 4.4.

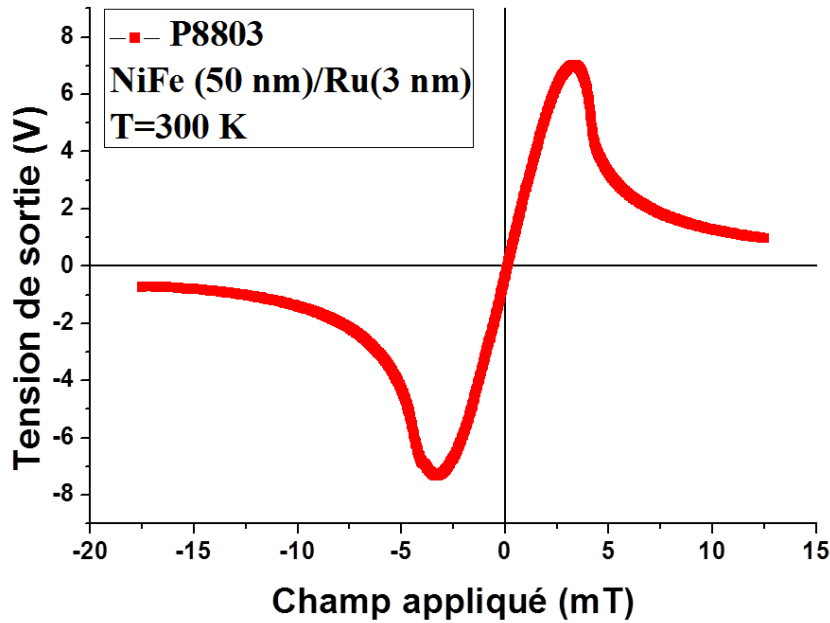


FIGURE 4.6 – Caractéristique $R(H)$: résistance transverse du pont AMR en fonction du champ magnétique orienté selon l'axe magnétique difficile (y). Echantillon P8803 (NiFe 50 nm/Pt 5nm, $R=350 \Omega$), $T=300$ K, courant d'injection=10mA, amplification du signal de sortie $\times 100$.

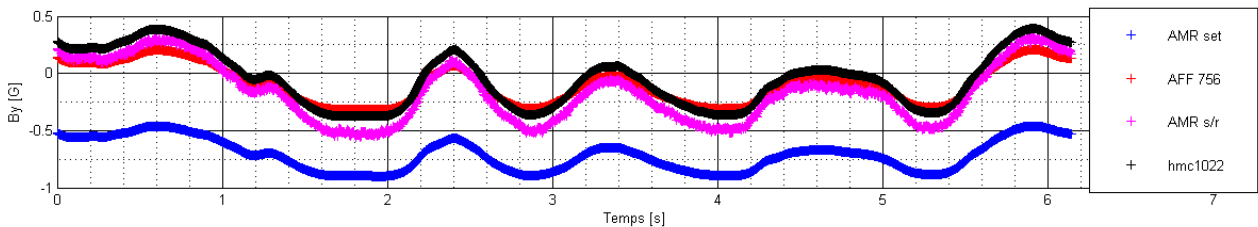
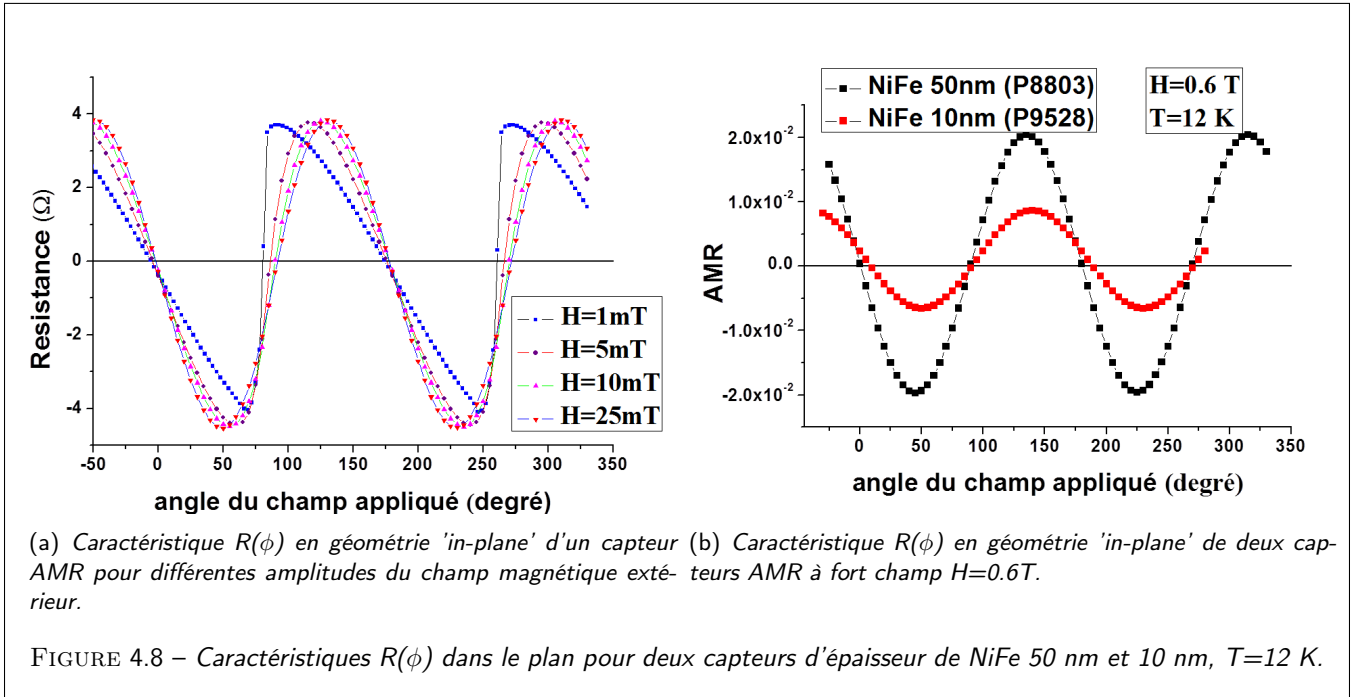


FIGURE 4.7 – Mesures au cours du temps dans le champ magnétique terrestre de magnétomètres fabriqués à l'UM ϕ . La sortie numérisée de deux magnétomètres fabriqués, P9125 (bleu AMRset) [NiFe(15)/Pt(5)] et P9119 (magenta AMR s/R) [NiFe(10)/Ru(3)] avec Set/Reset automatisé, est comparée à celles de 2 magnétomètres commerciaux : HMC1022 Honeywell (noir) et AFF756 Sensitec (rouge). Les capteurs sont alimentés avec un courant de 5 mA. Les quatre capteurs donnent une mesure du champ magnétique avec des sensibilité proches avec une légère différence de biais et d'alignement. Le capteur sans circuit de Set/Reset montre un biais plus important que les autres capteurs : en effet le Set/Reset permet d'éliminer le biais électrique de déséquilibre du pont de Wheatstone en effectuant une demi-différence sur les mesures.

Bien que l'AMR soit plus grande pour les matériaux plus épais, les échantillons plus fins possèdent une plus grande sensibilité en raison de la réduction de leur anisotropie. Le capteur de NiFe d'épaisseur 15 nm se caractérise par une non-linéarité de 0.2% sur une échelle de 0.2 mT et possède en l'occurrence la plus grande sensibilité. C'est la raison pour laquelle nous nous concentrerons, dans la suite, sur cette gamme d'épaisseur comprise entre 10 et 15 nm. Elle correspond également à celle des capteurs commerciaux.



Mesures en température

On s'intéresse à la stabilité/dérive en température des capteurs AMR fabriqués à l'UM ϕ . A cet effet, nous utilisons un cryostat à circuit fermé d'He (cryogénérateur) qui permet de contrôler la température de l'échantillon jusqu'à des températures de l'ordre 12 K.

Les figures 4.10a et 4.10b montrent les variations typiques de nos capteurs AMR en température de 12 à 295 K. Nous mesurons également la résistance longitudinale du pont de Wheatstone. Nous observons plusieurs phénomènes :

- Sur la figure 4.10b, nous observons que la résistance longitudinale augmente avec la température et on mesure une variation de 27% sur la plage de température.
- Sur la figure 4.10a, nous observons une diminution d'environ de moitié de l'AMR avec l'augmentation de la température.
- Sur la figure 4.10a, nous observons également une légère diminution de l'anisotropie avec la température qui est principalement due à la diminution de l'aimantation à saturation du NiFe.

4.3.2 Caractéristiques angulaires - Ajustements

Afin d'extraire les paramètres physiques avec précision et de qualifier la réponse magnétique angulaire de nos capteurs AMR pour la mise en évidence des couples de transfert de spin (chap. 6), nous avons effectué des ajustements précis sur les caractéristiques $R(\phi)$ et $R(\psi)$ dans une géométrie de champ magnétique dans le plan et hors du plan. Avec l'aide d'un algorithme d'optimisation, les paramètres déterminés sont :

- l'anisotropie de forme : la théorie donne une valeur approchée de l'anisotropie de forme dans l'approximation elliptique [27]. De plus il existe une certaine marge d'erreur sur l'épaisseur réelle de permalloy déposée. Il convient alors de déterminer la valeur effective de l'anisotropie. De plus l'anisotropie est réduite par le couplage magnétostatique inter-barreaux [105].
- L'AMR : l'amplitude de l'AMR dépend du matériau, des conditions de dépôt et de la température. Il est nécessaire de l'inclure dans ces ajustements.
- La résistance des différentes branches du pont dépend de l'épaisseur, de la température et du dépôt d'Au. Il faut donc aussi l'inclure comme paramètre d'ajustement.

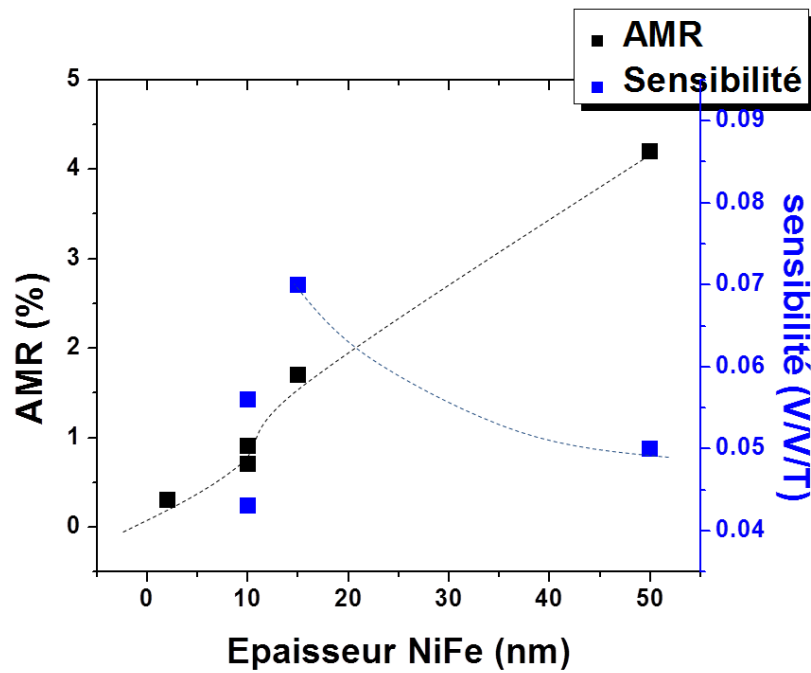
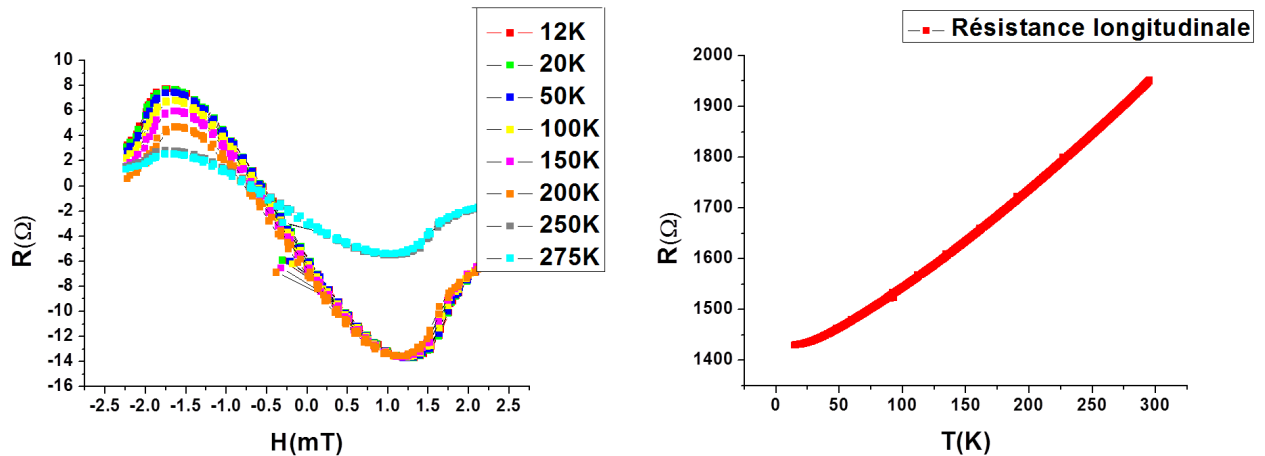


FIGURE 4.9 – Variation du taux d'AMR et de la sensibilité des dispositifs en fonction de l'épaisseur de permalloy.



(a) Variation caractéristique de la magnétorésistance (AMR) (b) Variation de la résistance longitudinale en fonction de la température.

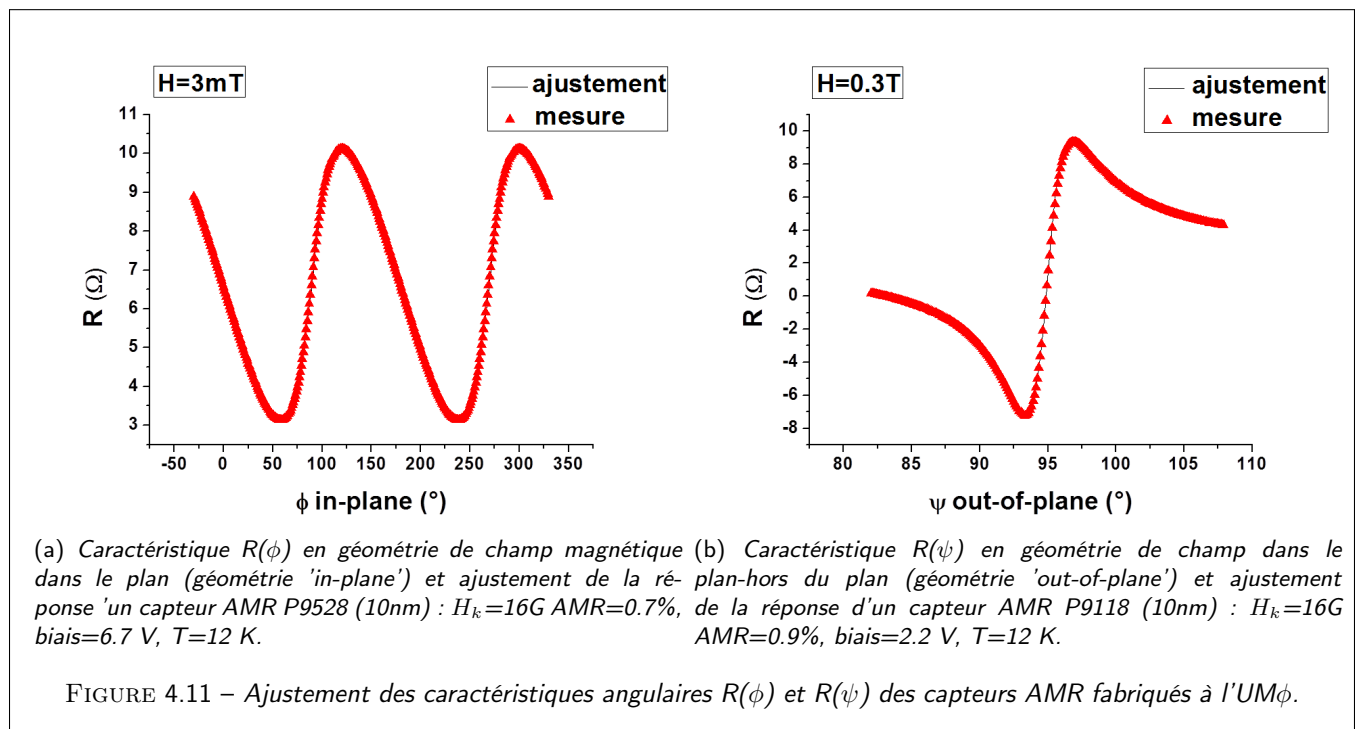
FIGURE 4.10 – Etude du comportement en température d'un capteur AMR : P9123=NiFe(15)/Ru(5).

- Le déséquilibre électrique du pont : une différence de résistance des différentes branches du pont de Wheatstone crée un offset de résistance ou de tension. L'offset est généralement de l'ordre de 1% ou moins de la résistance totale. Il sera d'autant plus petit devant l'AMR pour les échantillons les plus sensibles.
- Les différentes erreurs angulaires d'application du champ : dans le cas d'une mesure $R(H)$ la direction du champ appliqué n'est pas parfaitement alignée selon l'axe de sensibilité du capteur. Dans le cas d'une mesure $R(\phi, \psi)$ le champ appliqué n'est pas parfaitement dans le plan et l'axe de rotation n'est pas parfaitement perpendiculaire au

capteur.

La figure 4.11 présente les meilleurs ajustements obtenus sur deux caractéristiques $R(\phi)$ et $R(\psi)$ correspondant respectivement à une géométrie de mesure avec le champ magnétique se situant dans le plan (géométrie 'in-plane') et une géométrie de mesure avec une composante du champ magnétique hors du plan ('géométrie out-of-plane'). Nous donnons également les paramètres extraits de ces ajustements. **Les résultats sont les suivants : un champ d'anisotropie magnétique de 1.6 mT pour une épaisseur de NiFe de 10 nm et la géométrie d'ellipses choisies ; une erreur angulaire inférieure à 1° (de l'ordre de 0.5°) pour une excursion angulaire évoluant sur la plage 1-360°, ainsi qu'une erreur angulaire inférieure à 0.03° pour une excursion angulaire sur 20° en géométrie de mesure hors du plan.**

Ces algorithmes d'extraction des paramètres physiques par ajustement de la réponse angulaire seront également mis à profit dans le chapitre 5 pour caractériser les propriétés des concentrateurs de flux et dans le chapitre 6 pour la mesure des couples de spin-orbite avec une grande précision.



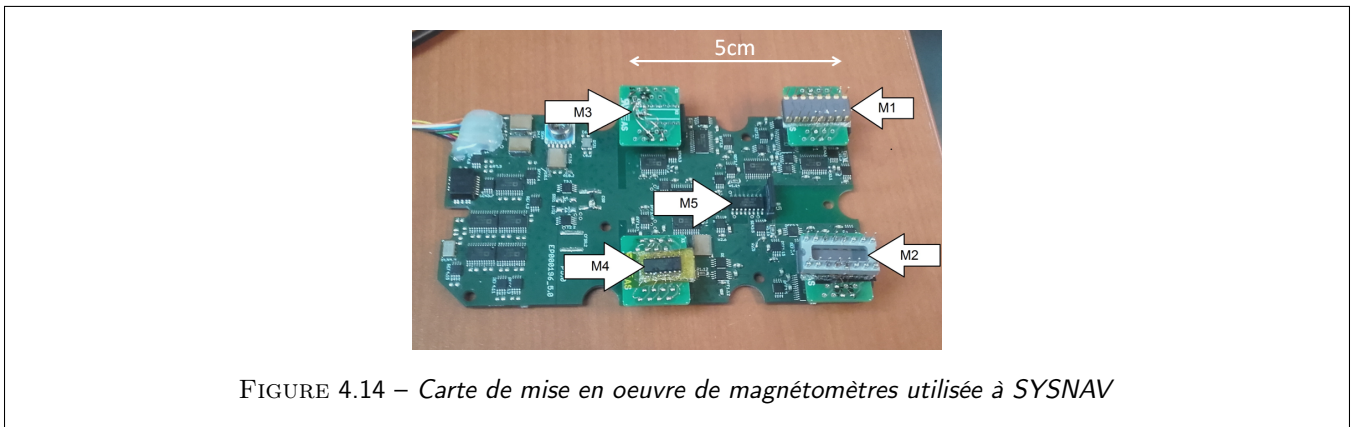
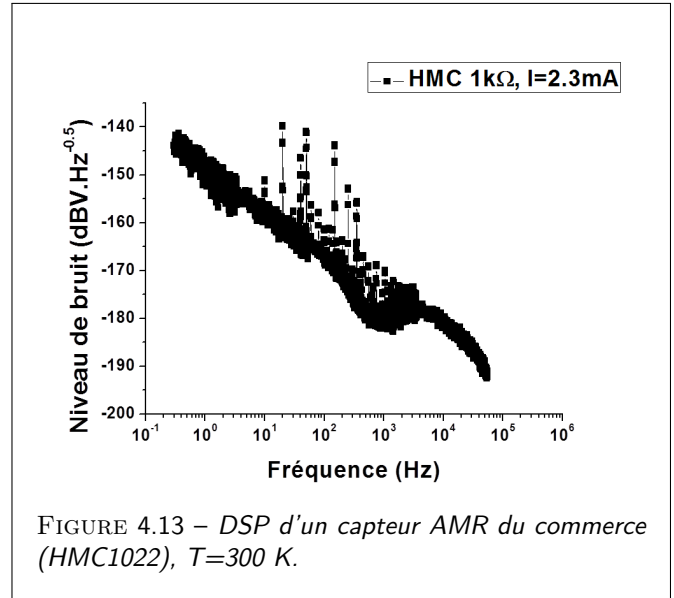
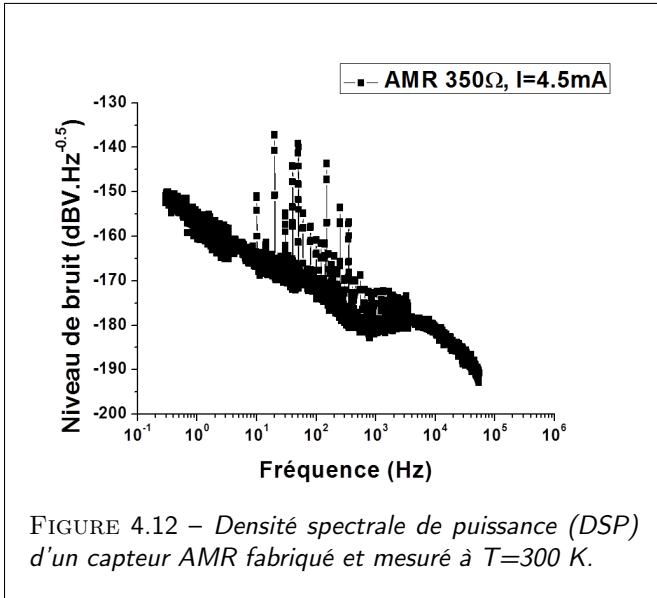
4.3.3 Mesure du bruit

Nous décrivons ici les mesures de bruit sur nos capteurs AMR qui vont permettre de déduire leur détectivité magnétique. Les figures 4.12 à 4.13 montrent le niveau de bruit de deux capteurs testés : un AMR possédant une épaisseur de 50 nm comparé à un AMR du commerce (HMC1022). Nous remarquons qu'à basse fréquence, la densité de bruit possède la forme d'un bruit en $1/f$, caractéristique d'un bruit magnétique, principale source de bruit à basse fréquence. Les capteurs présentés sont mesurés avec une alimentation différente afin que leur niveau de bruit se trouve dans la gamme idéale de l'analyseur. Les résultats seront harmonisés par la suite. Le niveau de bruit est mesuré après une amplification de 50 dB.

technologie	résistance	sensibilité	niveau de bruit à 1Hz à1V	détectivité
AMR 50nm	350Ω	0.1V/V/T	11nV	1.1nT
HMC1022	1kΩ	0.32V/V/T	16nV	0.5nT
GMR	14kΩ	0.023V/V/T	400nV	170nT

Mesures numériques du bruit

Nous avons à présent à intégrer un dispositif de Set/Reset à nos capteurs AMR. Un circuit électronique génère un pulse de courant dans la bobine de Set/Reset, pulse de courant destiné à renverser/commuter l'aimantation afin de diminuer le



bruit. Nous effectuons une mesure de résistance après chaque pulse et nous retenons ensuite la moyenne de la mesure Set et de la mesure Reset. Il est donc nécessaire de numériser le signal à cet effet. Nous utilisons pour cela une carte de mesure multimagnétométrique développée à Sysnav (figure 4.14) qui permet de tester simultanément plusieurs magnétomètres. La carte de mesure est alors placée dans une boîte en mu-métal et le signal numérisé est enregistré sur une carte mémoire. Pour la visualisation du niveau de bruit nous préférons la variance d'Allan à la DSP davantage bruitée en raison de la fréquence fixe d'échantillonnage. La figure 4.15 présente un exemple des résultats obtenus. La première courbe est mesurée sur un capteur P9121 (Py(15)/Ru(3)) fabriqué au laboratoire (UMΦ) et ne comportant pas de bobine de Set/Reset. La seconde courbe mesurée est réalisée sur un capteur P9119 (Py(10)/Ru(3)) comportant un dispositif de Set/Reset. Les autres courbes sont mesurées sur des capteurs du marché (HMC 1021). Le premier (rouge) est soudé sur un adaptateur et le second directement sur le PCB. Nous remarquons tout d'abord que le fait d'utiliser un adaptateur double le niveau de bruit à haute fréquence (à partir de 1Hz). Nous pouvons également remarquer le rôle du Set/Reset dans la réduction du bruit, notamment le bruit basse fréquence.

4.4 Conclusions et perspectives sur les gradiomètres

4.4.1 Conclusion sur les AMR

La fabrication et la caractérisation de magnétomètres AMR représente l'un des objectifs de cette thèse et a constitué en ce sens une part importante du travail réalisé. Les capteurs contiennent des éléments sensibles à base de film de permalloy de 50 à 2 nm d'épaisseur et incluent une circuiterie en pont de Wheatstone et à barberpoles ainsi qu'un dispositif de

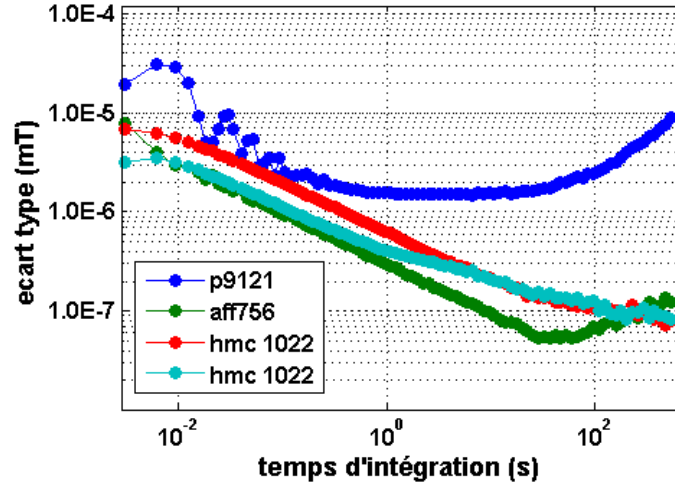


FIGURE 4.15 – Variance d'Allan de 4 capteurs AMR. Le p9121 (Py(15)/Ru(3)) fabriqué au laboratoire et ne comportant pas de bobine de Set/Reset, le p9119 (Py(10)/Ru(3)) comportant un dispositif de Set/Reset, le HMC 1021 (rouge) sur adaptateur et le HMC 1021 (cyan) soudé au PCB, température ambiante

saturation (Set/Reset). Les capteurs les plus sensibles, ceux dont l'épaisseur de la couche de NiFe se situe entre 10 et 15 nm possèdent des performances très voisines des capteurs commerciaux en terme de signal, de sensibilité et de niveau de bruit. Les modèles et simulations donnant l'AMR en fonction des courants de spin et des mécanismes de spin-flip et/ou de spin-escape développés ici ainsi que les dernières publications sur le sujet vont donner lieu à un travail d'optimisation sur l'encapsulation de l'élément actif par des barrières d' Al_2O_3 à l'UM Φ pour l'optimisation du signal. Ce travail comprend notamment l'utilisation de couches de protection ultrafines possiblement réalisées par dépôt ALD (atomic layer deposition) d'alumine Al_2O_3 .

La partie suivante propose comme perspective un design de gradiomètres en pont de Wheatstone qui devra permettre, en une seule mesure, de déterminer une composante du gradient magnétique. La problématique concernant l'amélioration des performances des magnétomètres AMR sera poursuivie dans le chapitre suivant par une étude sur la fabrication et la mise en oeuvre de concentrateurs de flux dont le design est adapté à la taille des dispositifs.

4.4.2 Principe des gradiomètres

Nous présentons ici les perspectives futures sur les gradiomètres magnétiques. Nous avons vu dans le chapitre 2 l'intérêt de la mesure des gradients magnétiques pour la navigation. La manière la plus simple de calculer les gradients est d'utiliser un réseau de magnétomètres et de calculer le gradient par différences finies. Cependant les défauts d'alignement et les biais des magnétomètres rendent difficile un calcul précis. En utilisant l'expression simplifiée de la résistance des éléments AMR :

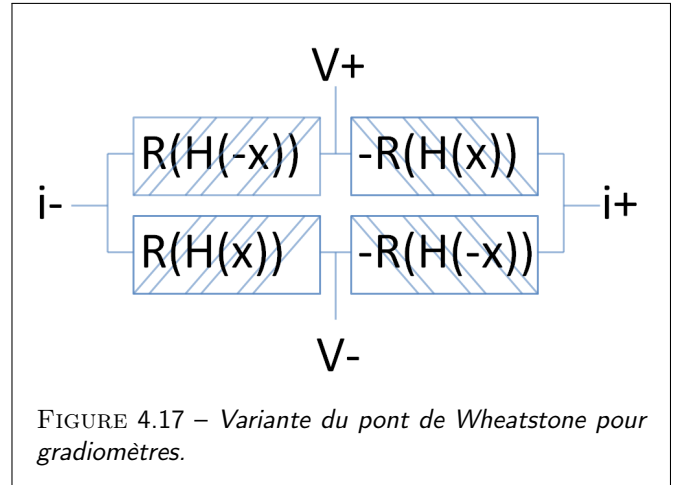
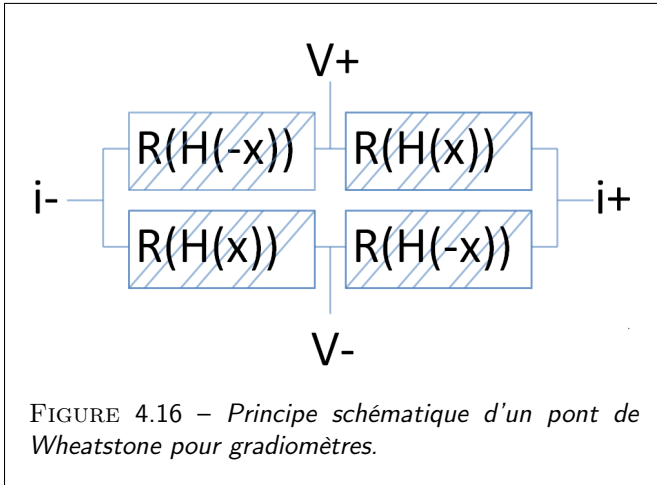
$$R = R_0 \left(1 + \text{AMR} \frac{H}{H_K} \right)$$

En utilisant des magnétorésistances situées de part et d'autre du capteur reliées par pont de Wheatstone comme celui Figure 4.16. Nous pouvons obtenir une tension S_V proportionnelle au gradient selon l'expression suivante :

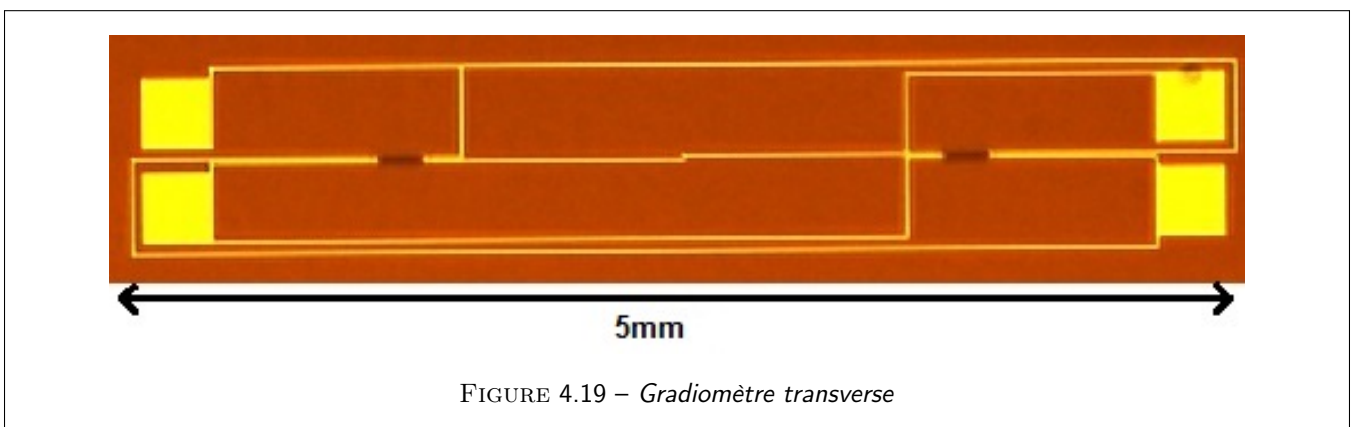
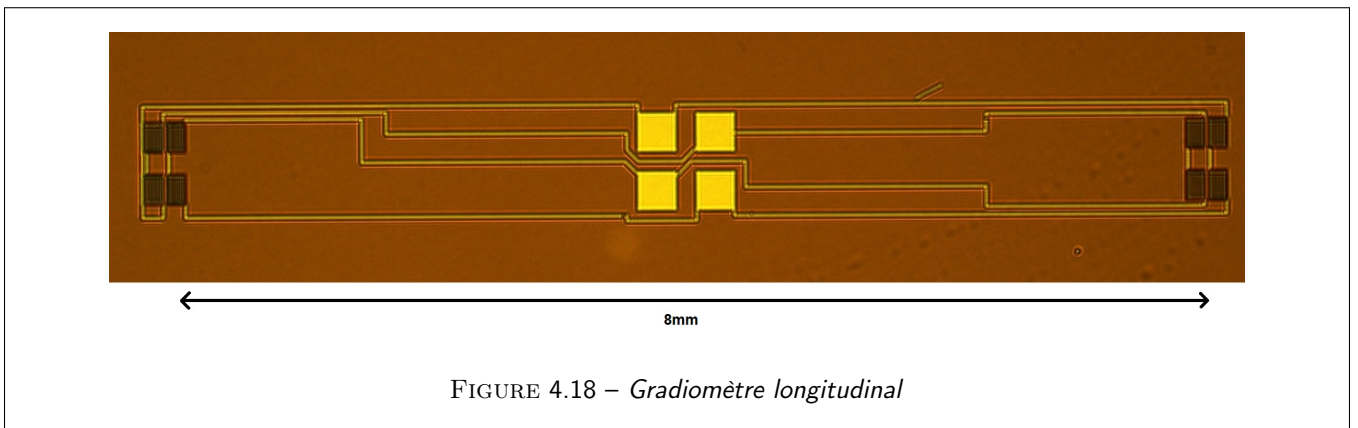
$$S_V = \text{AMR} \frac{H(x) - H(-x)}{2H_K + \text{AMR}(H(x) + H(-x))} V_{alim} \quad (4.5)$$

Si nous utilisons des AMR, nous pouvons inverser les barberpoles sur certaines des branches (Figure 4.17) pour obtenir une sortie avec une meilleure caractéristique linéaire. Nous obtenons alors la sortie désirée :

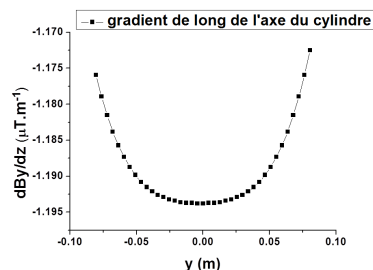
$$S_V = \text{AMR} \left(\frac{H(x) - H(-x)}{2H_K} \right) V_{alim} \quad (4.6)$$



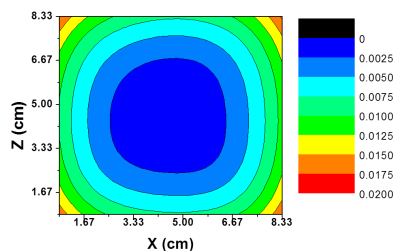
C'est la solution que nous avons adopté ici dans ce programme de travail. Nous pouvons ainsi réaliser des gradiomètres pour mesurer un gradient longitudinal (Figure 4.18) ou transverse (Figure 4.19) en orientant les magnétorésistances dans la direction souhaitée selon les schémas de principe détaillés ici :



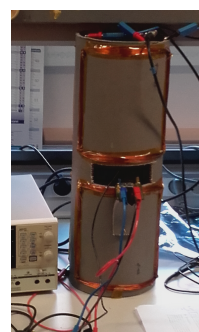
Pour la suite nous utiliserons seulement des gradiomètres transverses. En effet il est possible de mesurer toutes les composantes de la matrice des gradients avec des gradiomètres transverses. En effet en faisant pivoter de 45° le gradiomètre mesurant $\partial B_y / \partial x$ nous avons accès à $\partial B_x / \partial x - \partial B_y / \partial y$. Nous pouvons donc retrouver les gradients longitudinaux en utilisant des gradiomètres transverses inclinés à 45° et en utilisant la relation constitutionnelle $\text{div}(B) = 0$.



(a) gradient créé par la bobine le long de l'axe du cylindre



(b) uniformité du gradient dans le plan perpendiculaire à l'axe du cylindre



(c) bobine de Golay utilisée pour les mesures

FIGURE 4.20 – Bobines de Golay

Bobines de gradient

Afin de tester les gradiomètres réalisés (cf section 2.3), il est nécessaire de considérer un système capable de générer un gradient magnétique uniforme et contrôlé. De tels systèmes sont développés depuis les années 80 en raison de leur utilisation dans l'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) [110, 111, 112, 113]. Ces systèmes utilisent le champ induit par un courant circulant dans des conducteurs de forme plus ou moins complexes. Les qualités requises pour un tel système sont :

- l'intensité du gradient
- l'uniformité du gradient
- une faible consommation
- la capacité à permuter rapidement le champ produit (peu utile dans notre cas où nous travaillons essentiellement à basse fréquence.)

L'efficacité d'une bobine est traditionnellement donnée par le critère de Fabry :

$$G = \frac{H}{\sqrt{\frac{W\lambda}{\rho a}}} \quad (4.7)$$

où λ est le rapport entre le volume occupé par le conducteur et celui de l'ensemble du système, H le champ ou gradient produit, W la puissance dissipée, a le rayon de la zone où le champ voulu est produit et ρ la résistivité du conducteur.

La bobine la plus simple à concevoir pour un gradient longitudinal est appelée paire de Maxwell et consiste en deux bobines de rayon a séparées d'une distance $a\sqrt{3}/2$, elle produit un gradient uniforme à 5% dans une sphère de rayon $0.5a$ selon l'équation :

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = 8,058 \cdot 10^{-7} \frac{J}{a^2} \quad (4.8)$$

où J représente ici le courant injecté dans la bobine. En ce qui concerne les gradients transverses, la bobine la plus utilisée est la bobine de Golay illustrée sur la figure 4.20c. Elle prend la forme d'arcs de 120° situés aux distances $0.78a$ et $2.57a$ du centre. Elle produit un gradient uniforme à 5% dans une sphère de rayon $0.6a$ et donne une induction magnétique répondant à la loi :

$$\frac{\partial B_y}{\partial z} = 9,18 \cdot 10^{-7} \frac{J}{a^2} \quad (4.9)$$

La figure 4.20 présente les résultats des simulations : la figure de gauche représente le champ dans l'axe du cylindre sur laquelle on observe une zone d'uniformité, la figure du centre représente une carte donnant l'uniformité du champ magnétique créé, la zone bleue représentant la zone d'uniformité à 5%. La figure de gauche représente une photographie de la bobine réalisée pour les mesures. Les dimensions utilisées pour les simulations correspondent à celles de la bobine fabriquée.

Annexe aux chapitres 3 et 4 : recettes de fabrication

Techniques de fabrication

Dépôt de couches minces par pulvérisation (sputtering)

Les l'ensemble des échantillons est réalisés à l'UMR par pulvérisation cathodique (machine Plassys) à l'unité mixte de Physique CNRS-THALES.

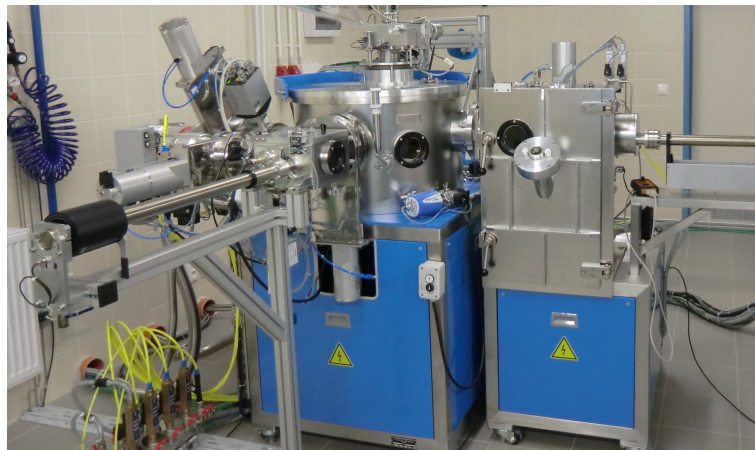


FIGURE 4.21 – Bâti de pulvérisation Plassys

Photolithographie optique

Le principe de la photolithographie est d'exposer une résine à un rayonnement (UV ou laser) sur certaines zones, les autres zones étant protégées par un masque. Il existe des résines photosensibles (positives) pour lesquelles les zones exposées seront sensibles au développeur et des résines photorésistantes (négative) où les zones exposées sont rendues résistantes au développeur. La lampe UV que nous utilisons fournit 5 filtres différents :

- Filtre broadband : ce filtre laisse passer toute la lumière,
- Filtre 50% : ce filtres bloque 50% de la puissance lumineuse sur toute la bande passante
- Les Filtres h-line, i-line, Filtre g-line qui ne laissent passer que la lumière ayant une certaine longueur d'onde.

Gravure ionique et détection SIMS

L'échantillon est placé dans le bâti de gravure qui est ensuite dépressurisé ($1e-5$ bars). Il est ensuite soumis à un flux (ou faisceau) d'ions argon accéléré qui va avoir pour effet de graver les zones non protégées par la résine. Le processus et la profondeur de gravure sont contrôlés in-situ par un spectromètre de masse SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy). Les particules éjectées par la gravure sont analysées par SIMS ce qui permet de connaître au cours du temps (à la seconde) la nature des espèces en cours de gravure. Pendant la durée de la gravure, l'échantillon est refroidi par conduction thermique



FIGURE 4.22 – *Aligneuse de masque MJB4*

via le porte-échantillon. La résolution en épaisseur de la gravure sur des espèces chimiques comme le Pt ou le NiFe est d'environ 1 nm. Pour information, la gravure d'une bicouche Pt(5)/NiFe(50) prend une dizaine de minutes pour une puissance typique 250V/60 mA.

Recettes de Fabrication

Dépôt de la partie sensible

Les variables de cette partie sont les matériaux déposés et leurs épaisseurs. Les AMRs sont constituées d'une couche de permalloy (NiFe) et d'une couche de protection contre l'oxydation (ou cap ou capping). Concernant le NiFe, une couche épaisse garantit un plus faible bruit et une meilleure linéarité mais une sensibilité moindre et un champ de retournement (set/reset) plus important. Le permalloy étant facilement oxydable (notamment pendant l'étape de nettoyage au plasma O_2), il convient de le couvrir par une fine couche de protection. Deux matériaux ont été testés :

- Le ruthénium : Le ruthénium est très résistant et possède une grande tension de surface. Il s'oxyde en surface sur une épaisseur entre 1 et 1.5nm. L'oxyde de ruthénium est faiblement conducteur. L'épaisseur minimum pour garantir une couverture totale est de 3 nm.
- Le platine : Le platine est résistant à l'oxydation et possède une résistance moyenne (deux fois moins résistant que le permalloy en film mince). L'épaisseur minimum de Pt garantissant une couverture totale sur la surface est de 5 nm.

Lithographie de la partie sensible

Concernant la lithographie de la partie sensible on utilise une résine SPR 700 1.0 (positive). On dépose la résine sur la tournette à 4000 t/min pendant 30 s avec une accélération de 2000 pour obtenir une épaisseur d'environ un micron. On effectue ensuite un recuit (110° 50s) pour évaporer les solvants (fluidifiants) présents dans la résine. On insole ensuite pendant 10 s avec un contact dur entre le masque et l'échantillon. L'alignement du masque consiste à bien centrer le motif et à l'aligner sur le méplat du wafer pour faciliter l'alignement lors des lithographies suivantes. La résine SPR possède une caractéristique 'broadband', on peut donc utiliser tous les filtres disponibles. J'utilise pour ma part le filtre 50%. On développe ensuite 30 secondes au développeur MF319 (nous appliquons un léger mouvement au wafer pour faire circuler le développeur en surface de l'échantillon) et on rince immédiatement quelques minutes à l'eau déminéralisée pour faire disparaître les traces de développeur.

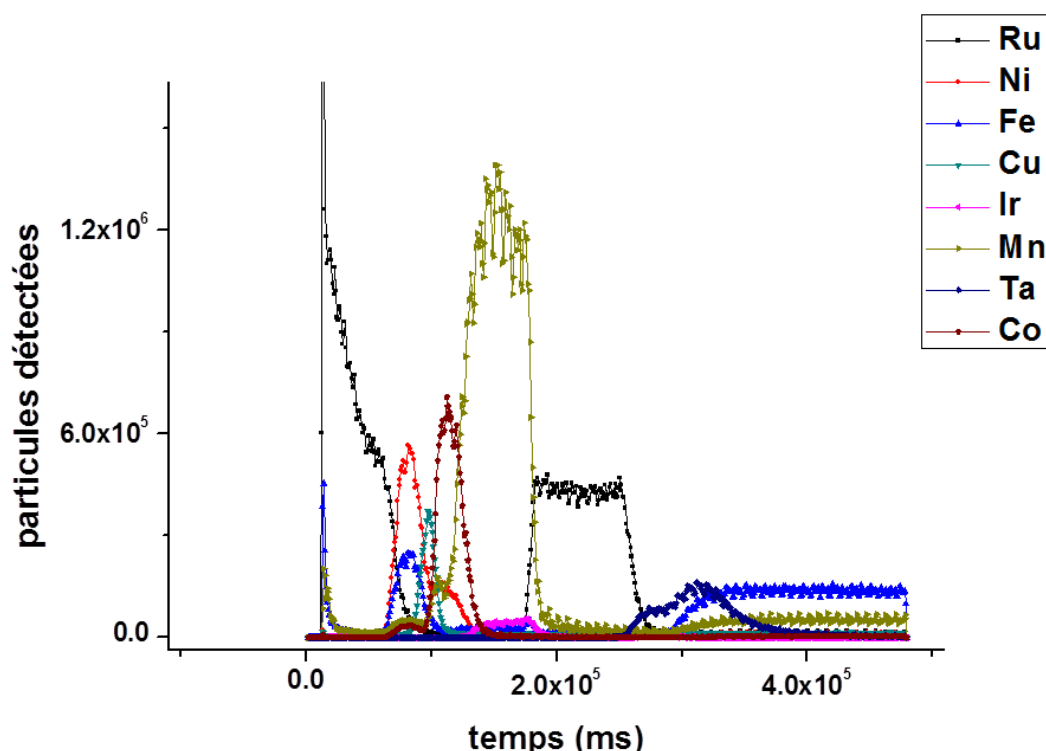


FIGURE 4.23 – Sortie du SIM lors de la gravure d'une multicouche Ru/NiFe/Cu/Co/IrMn/Ta/Ru. La durée de la gravure est typiquement de 10 minutes ici

Gravure de la partie sensible

Pour les AMR capés Pt, on utilise une puissance réduite 200V 60mA, afin d'éviter un durcissement trop important des résidus. Pour les échantillons contenant des matériaux résistants à la gravure comme le Ru ou le Ta, on utilise une puissance supérieure (typiquement 350 V 80 mA).

Nettoyage au plasma O_2

Après une gravure l'échantillon est couvert de dépôts de résine solidifiés résistants à l'acétone. Pour s'en débarrasser, on soumet l'échantillon à un plasma O_2 pendant 10 minutes. Le principe du nettoyage au plasma est similaire à celui de la gravure ionique sauf que les ions ne sont pas accélérés par une grille, le plasma est diffusé dans la chambre par deux ouvertures. On opère ensuite un nettoyage classique acétone/propanol. Cette opération oxyde forcément les couches exposées.

Lithographie et dépôt des contacts et barberpoles

Pour cette lithographie on utilise la technique dite "casquette". L'objectif est de créer un surplomb dans les bordures de la résine afin de permettre au solvant de s'infiltrer sous le dépôt métallique et d'éviter les "barbes" métalliques sur les parois de la résine.

Pour le dépôt des contacts et barberpoles on utilise la technique du durcissement au chlorobenzène : après avoir déposé de la résine SPR1.2+primer et effectué le recuit d'évaporation des solvants, on plonge l'échantillon dans un bain de chlorobenzène pendant 10 minutes puis on effectue un second recuit (90° 4minutes) ce qui a pour effet de rendre la surface de la couche de résine plus résistante au développeur. On obtient donc le surplomb souhaité pour le développement. L'insolation et le développement sont identiques à ceux opérés pour la lithographie de la partie sensible.

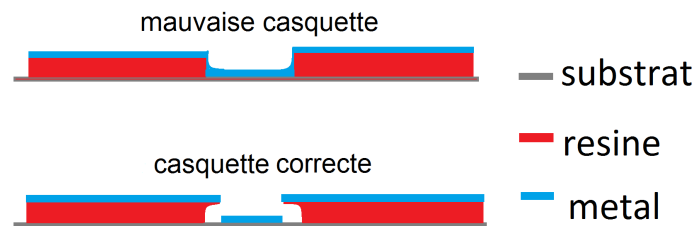


FIGURE 4.24 – Schéma en coupe de la casquette

L'étape délicate de la lithographie est l'alignement du masque avec les motifs présents sur le substrat, pour cela la MJB4 est équipée de deux microscopes qui permettent d'observer simultanément l'alignement aux extrémités de l'échantillon ce qui simplifie le réglage angulaire de l'échantillon. Sur le masque utilisé, les barberpoles sont prévus pour déborder d'un micron de chaque côté du barreau de permalloy. Il faut donc un alignement au micron près pour garantir le bon fonctionnement du capteur (voir figure 4.25). Toute erreur d'alignement entraînera un déséquilibre du pont de Wheatstone et donc un offset du capteur. Une couche d'or de 200 nm est ensuite déposée par évaporation pleine plaque.

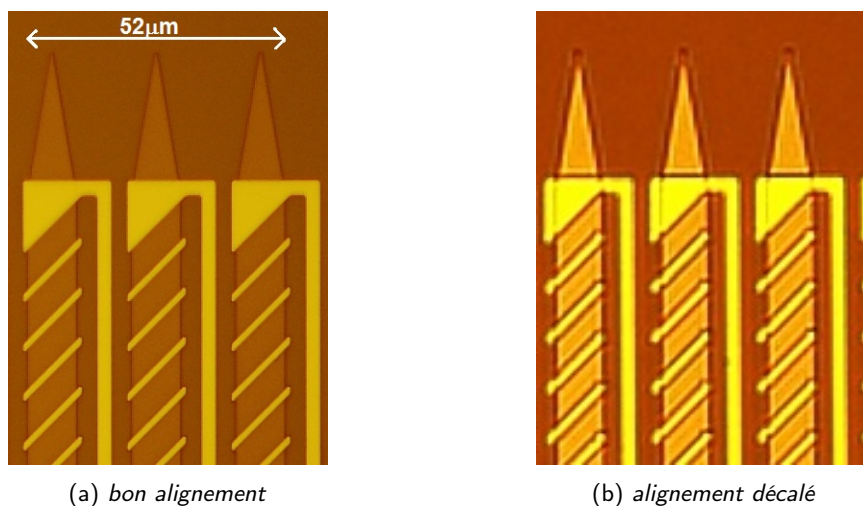


FIGURE 4.25 – Alignement des barberpoles sur les barreaux

Lift-off

Le lift-off est l'étape consistant à ôter le métal déposé sur la résine et ne garder que celui déposé sur le substrat. La première étape consiste à laisser l'échantillon dans un bain d'acétone pendant une longue durée afin de dissoudre la résine sous le métal aux abords des motifs. La durée nécessaire minimale est de quelques dizaines de minutes à une nuit. La seconde étape est de plonger l'échantillon dans un bain d'acétone ultrasons afin de décoller la résine et le métal superflu.

Passivation et ouverture

La bobine de Set/Reset étant située au dessus de la partie sensible, il est nécessaire de concevoir des dispositifs à double étage afin d'éviter tout contact métallique entre les deux niveaux. Il devient nécessaire de passiver entièrement le premier étage constituant le dispositif actif avec un matériau isolant afin de l'isoler électriquement du deuxième étage de set-reset. Nous utilisons à cet effet, le nitrure Si_3N_4 déposé par plasma PECVD (Plasma-enhanced chemical vapor deposition). Or,

la résistance de la couche de nitrure augmente avec l'épaisseur et la température de dépôt. Une température trop élevée ($> 250^\circ$) peut altérer le capteur par inter-diffusion dans les couches fines. L'épaisseur du film déposé est, à cet effet, contrôlée par un interféromètre. Notre recette est d'utiliser un premier dépôt de 250 nm à 150° et un second de même épaisseur à 250° . La passivation se faisant sur toute la surface, il est nécessaire de graver la couche isolante au dessus des contacts pour pouvoir ensuite connecter le capteur. L'ouverture se fait par gravure ionique réactive à l'aide d'un plasma de gaz CHF₃ qui va attaquer le nitrure. L'échantillon est au préalable lithographié par la même technique que pour la partie sensible pour protéger la couche de nitrure en dehors des contacts.

Lithographie et dépôt de la bobine de Set/Reset

La bobine de Set/Reset étant plus épaisse que les contacts (de 500 nm à $1\mu\text{m}$), on utilise une technique différente de casquette. On utilise deux résines différentes : la première résine est une résine épaisse déposée en deux fois pour en augmenter l'épaisseur, elle est peu résistante au développeur. La seconde est une résine fine et plus résistante au développeur, c'est celle-ci qui va être insolée pour réaliser le dessin précis de la bobine.

référence	couches	masque	Utilisation
p8117	Ta(5)/Ru(15)/IrMn(15)/Co(5)/Cu(3)/NiFe(5)/Ru(5)	gmr	vieillessement Ruthénium
p8118	Ta(5)/Ru(15)/IrMn(15)/Co(5)/Cu(3)/NiFe(5)/Ru(8)	gmr	vieillessement Ruthénium
p8119	Ta(5)/Ru(15)/IrMn(15)/Co(5)/Cu(3)/NiFe(5)/Ru(10)	gmr	vieillessement Ruthénium
p8120	NiFe(50)/Pt(5)	litho laser	test amr
p8121	Ta(5)/Ru(15)/IrMn(15)/Co(5)/Cu(3)/NiFe(5)/Ta(5)/Ru(10)	gmr	vieillessement Ruthénium
p8125	Ta(5)/Ru(5)/IrMn(10)/Py(30)/Ru(5)	litho laser	test phe échange
p8126	Ta(5)/Ru(5)/IrMn(10)/Py(40)/Ru(5)	litho laser	test phe échange
p8127	Ta(5)/Ru(5)/IrMn(10)/Py(50)/Ru(5)	litho laser	test phe échange
p8128	NiFe(50)/IrMn(10)/Ru(5)	litho laser	test phe échange
p8469	Ta(5)/Ru(15)/IrMn(15)/Co(5)/Cu(3)/Py(5)/Ru(5)	gmr	vieillessement Ruthénium
p8471	Ta(5)/Ru(15)/IrMn(15)/Co(5)/Cu(3)/Py(5)/Ru(10)	gmr	vieillessement Ruthénium
p8473	Ta(5)/Ru(5)/IrMn(10)/Py(30)/Ru(5)	bobines	test isolation AZ
p8474	Py(50)	amr barberpole	test oxydation
p8475	Py(50)	amr barberpole	test oxydation
p8883	Py(50)/Pt(5)	amr barberpole	test isolation NLOF
p8884	Py(50)/Pt(3)	amr barberpole	test amr protection
p9367	Co(2)/Pt(6)	amr barberpole	spin-hall magnétoresistance
p9379	Co(6)/Pt(6)	amr barberpole	spin-hall magnétoresistance
p9404	CoZrNb(1000)		mesure perméabilité
p9118	NiFe(10)/Ru(3)	spin-torque-bridge	témoin spin-transfer
p9119	NiFe(10)/Ru(3)	amr barberpoles	set/reset bobine épaisse
p9120	NiFe(15)/Ru(3)	spin-torque-bridge	dépot concentrateur
p9121	NiFe(15)/Ru(3)	amr barberpoles	set/reset
p9123	NiFe(10)/Ru(5)	amr barberpoles	mesures gradiomètre
p9125	NiFe(15)/Pt(5)	amr barberpoles	set/reset
p9528	NiFe(10)/Pt(6)/AuW(3)	spin-torque-bridge	mesures de spin-transfer
p9530	NiFe(10)/Pt(3)/AuW(3)	spin-torque-bridge	mesures de spin-transfer
p9800	NiFe(2)/Pt(3)/AuW(3)	spin-torque-bridge	mesures de spin-transfer
p9801	NiFe(2)/Pt(3)/AuW(3)	croix de Hall	analyse harmonique

TABLE 4.2 – Echantillons

Chapitre 5

Concentrateurs de flux

L'emploi de dispositifs intégrant des concentrateurs magnétiques est courant chez les fabricants afin d'améliorer les performances des magnétomètres [114, 115, 116] ; et notamment ceux dont la sensibilité est faible comme les capteurs de champs magnétiques à effet Hall. Un concentrateur de flux est généralement constitué de deux éléments ferromagnétiques de grande perméabilité et séparés par un entrefer (ou gap) généralement étroit, dans lequel est placé le transducteur magnétique. Ce dispositif a pour effet d'amplifier le flux magnétique et donc le champ magnétique perçu par le transducteur et d'augmenter ainsi sa sensibilité avec un coefficient appelé gain magnétique. Ce chapitre présente le travail effectué ici pour l'amélioration des capteurs fabriqués par l'addition de concentrateurs de flux à base du matériau CoZrNb à forte perméabilité.

L'utilisation d'un concentrateur planaire pour des capteurs magnétorésistifs a donné lieu à de nombreuses publications [117, 118]. Des travaux ont notamment été réalisés afin d'optimiser la géométrie et la forme des concentrateurs. La figure 5.1 montre des simulations de lignes de champs magnétiques effectuées par l'université de Lisbonne dans le groupe de Freitas et Cardoso pour des applications dans le domaine médical [117, 118], simulations réalisées en deux dimensions (2D).

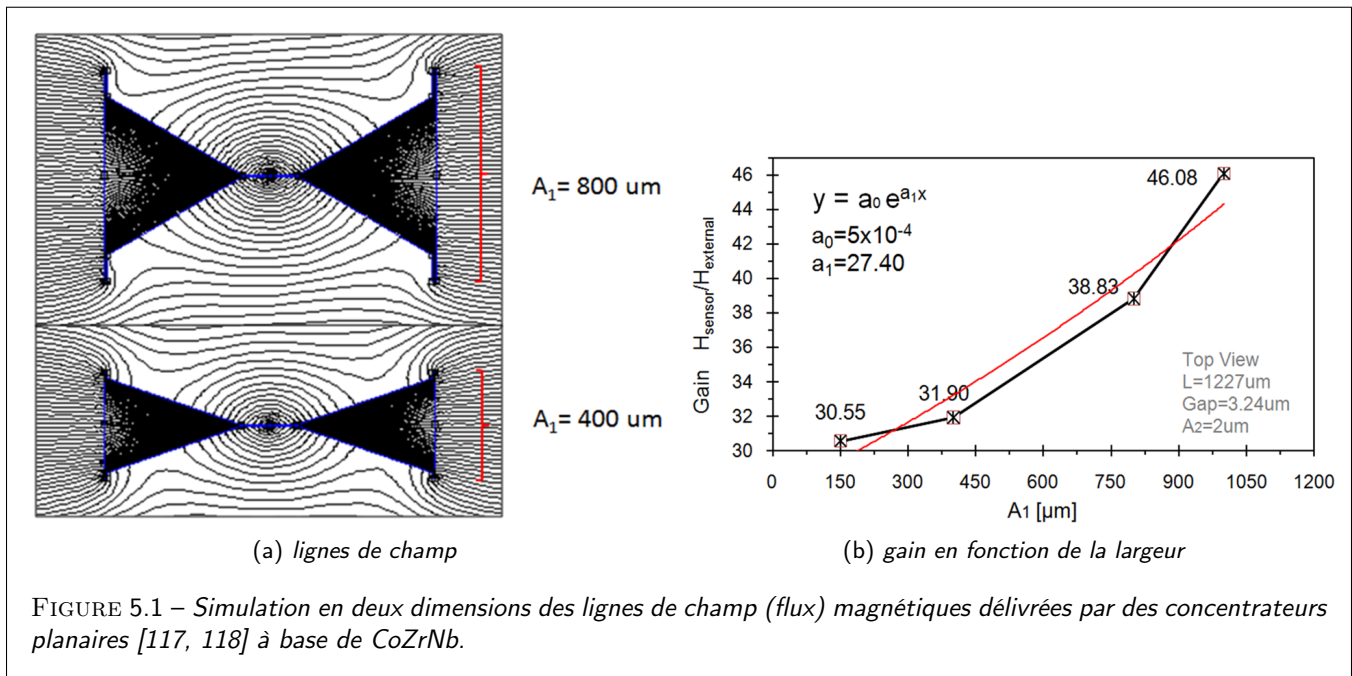


FIGURE 5.1 – Simulation en deux dimensions des lignes de champ (flux) magnétiques délivrées par des concentrateurs planaires [117, 118] à base de CoZrNb.

Les simulations 2D permettent d'obtenir les lignes de champ magnétique (ou lignes de champ ou flux magnétique) que générerait un concentrateur d'une épaisseur infinie. Afin d'obtenir des résultats plus proches de la réalité, les concentrateurs n'étant épais que de quelques μm maximum, une astuce de calcul dans le travail de simulation peut consister à utiliser

une perméabilité plus faible : les simulations présentées figure 5.1 utilisent une perméabilité relative de 250 alors que la perméabilité relative du matériau est en réalité de l'ordre de $\mu_r = 1 + \xi = 1000$ comme mesurée au laboratoire dans le cadre de ce travail de thèse.

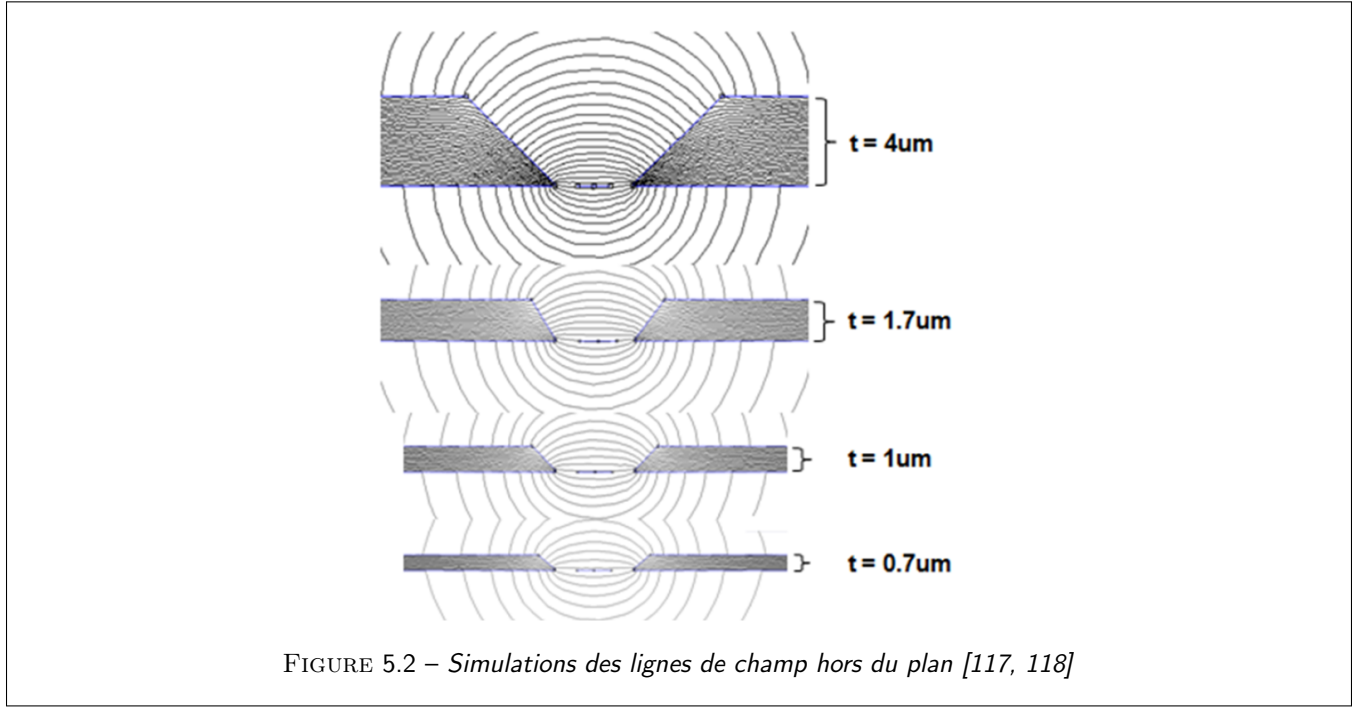


FIGURE 5.2 – Simulations des lignes de champ hors du plan [117, 118]

La figure 5.2 présente des simulations du champ dans le plan vertical en considérant, ici, la largeur du barreau définissant le concentrateur infinie. La nécessité d'opérer des simulations en trois dimensions apparaît alors plus évidente pour la détermination du champ dans l'entrefer. De plus, l'utilisation d'un code de simulations 3D précis et fiable, comme celui que nous présenterons par la suite, tel qu'implémenté ici, permet de simuler des structures de concentrateurs de flux plus complexes telles que des structures à bandes que nous présenterons dans la partie 5.4 pour la préfiguration de gradiomètres.

5.1 Concentrateurs planaires

5.1.1 Fonctionnement des concentrateurs planaires

D'une définition générale, un concentrateur de flux est un objet géométrique permettant de concentrer le flux magnétique vers la partie sensible du transducteur magnétique afin d'en maximiser la sensibilité. On utilise, à cet effet, la propriété de conservation du flux magnétique [$Div(B) = 0$] à l'interface entre 2 milieux : *i*) un matériau magnétique très doux dans lequel le flux magnétique est décuplé et *ii*) le vide ou l'entrefer, dans lequel est placé l'élément magnétique sensible. Par principe de continuité du flux à travers la surface de séparation, il en résulte une augmentation du flux magnétique et donc du champ magnétique dans le vide. Une des difficultés est alors de calculer/simuler/optimiser cette amplification (ou gain magnétique) dans l'espace pour des géométries de concentrateurs variées et optimisées.

Les variations du champ magnétique dans l'espace répond généralement à l'équation constitutive suivante :

$$B = \mu_0(M + H) = \mu_0(1 + \chi_m)H = \mu H \quad (5.1)$$

où χ_m est la susceptibilité magnétique et μ est la perméabilité du matériau ($1 + \chi_m$ est la perméabilité relative). En pratique ces matériaux doux comme le CoZrNb ont un comportement plus complexe : en effet le rapport entre B et H n'est généralement pas linéaire mais possède un certain hystérésis spécifié par le champ coercitif H_c ainsi qu'une valeur à saturation B_{sat} comme illustré sur la figure 5.3.

Les concentrateurs magnétiques requièrent généralement un matériau ayant une caractéristique $B(H)$ quasi-linéaire ainsi qu'un très faible hystérésis. Il est également nécessaire que son champ de saturation soit supérieur au champ maximal

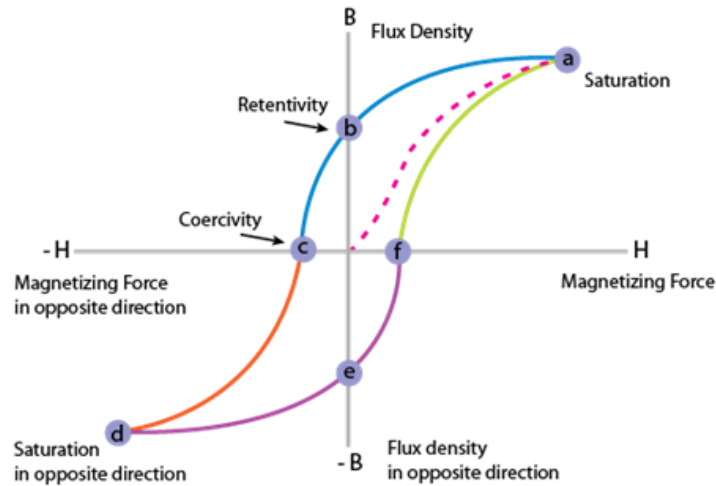


FIGURE 5.3 – Schéma montrant l'hystérésis $B(H)$ d'un matériau ferromagnétique [32]. On y retrouve les paramètres physiques importants : le champ de saturation H_{sat} ainsi que la coercitivité H_c .

à mesurer, soit typiquement de l'ordre du mT pour les applications de navigation. Selon notre géométrie choisie, les micro-concentrateurs sont déposés sur le substrat et les capteurs sont déposés dans leur entrefer de largeur $80 \mu m$ environ. Le capteur est donc soumis au fort champ rayonné du concentrateur, lui-même proportionnel au champ magnétique extérieur à sonder. L'effet de forme joue beaucoup sur le champ magnétique de fuite (stray field en anglais), ce champ que l'on souhaite fort dans la région du capteur (entrefer) et faible dans le volume du concentrateur ou il s'oppose à l'aimantation (effet du champ démagnétisant). **Selon ce principe, l'axe de difficile d'aimantation du concentrateur définit ainsi l'axe d'amplification du flux magnétique. La géométrie du dispositif doit donc être choisie de façon à aligner l'aimantation du concentrateur à faible coercitivité selon la direction orthogonale à la direction sensible du capteur magnétique.** Les concentrateurs ont généralement une forme profilée qui maximise le gain magnétique G défini comme le rapport entre le champ magnétique autour de la partie sensible et le champ magnétique extérieur selon :

$$G = \frac{B_s}{B_{ext}} \quad (5.2)$$

Le gain est très dépendant de la largeur de l'entrefer comme le montreront les simulations de la partie 5.2.2. Les concentrateurs sont donc les plus utiles lorsque le capteur est de petite taille. L'utilisation de concentrateurs permet également de réduire l'effet cross-axe et donc d'améliorer la directivité du capteur car le champ selon l'axe facile d'aimantation est grandement réduit par les concentrateurs qui agissent comme un bouclier magnétique dans cette direction.

5.1.2 Etude du matériau CoZrNb

Les matériaux les plus couramment utilisés pour fabriquer des concentrateurs de flux sont le NiFe et le CoZrNb. Ils possèdent en effet la qualité d'être très doux. Notre étude a porté ici sur l'alliage CoZrNb avec une stœchiométrie de 86% Cobalt, 5% Zirconium et 9% Niobium [117, 118] en dépôt épais réalisé ici par pulvérisation cathodique. Les caractéristiques du matériau dépendent des conditions de dépôt : uniformité, présence d'impuretés, rugosité des surfaces. C'est pourquoi il est nécessaire de mesurer les caractéristiques du matériau une fois déposé. On cherche en particulier à identifier la perméabilité magnétique, l'aimantation de saturation et l'hystérésis.

La croissance du matériau a été faite au laboratoire UMΦ sur des substrats de Si/SiO₂ (280 nm) pleine plaque pour des épaisseurs respectives égales à 250 nm, 500 nm et 1 μm (figure 5.4, puis sur des dispositifs AMR actifs avec un design approprié de concentrateurs. Dans ce dernier cas, l'épaisseur des concentrateurs a été fixée à 1 μm sur un échantillon préalablement lithographié puis nettoyé par procédé de lift-off. Les contraintes actuelles de dépôt et de lift-off limitent l'épaisseur de dépôt à 1-2 μm . Toutefois des procédés de fabrication industrielles comme l'électrodéposition permettent d'envisager des design de concentrateurs avec des épaisseurs potentielles d'une dizaine de μm tout comme le dépôt par pulvérisation cathodique industrielle.

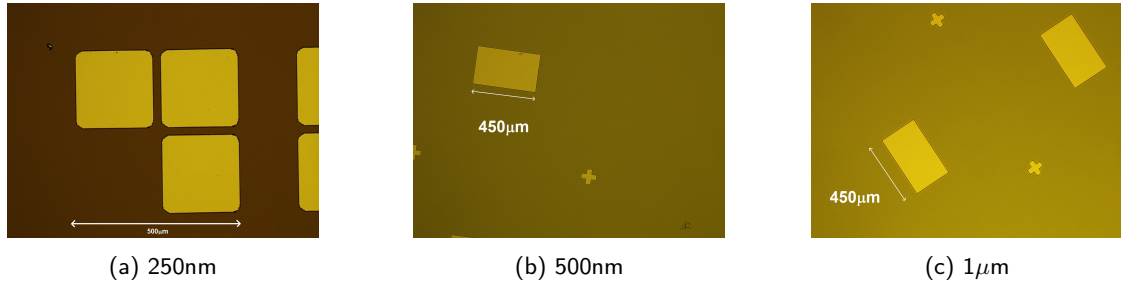
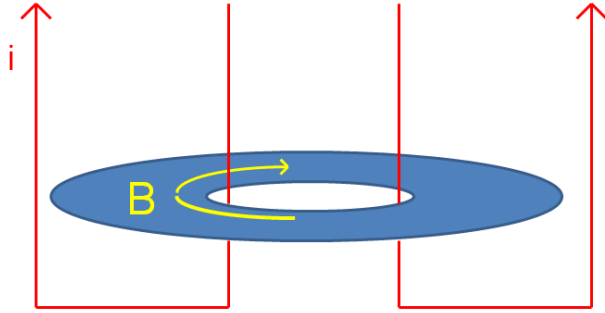
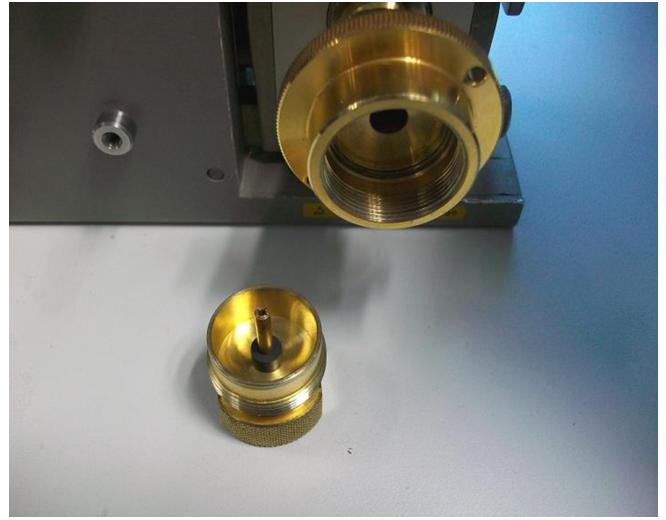


FIGURE 5.4 – Photographie des dépôts de CoZrNb de différentes épaisseurs après procédé de lift-off 'épais'. La taille des plots carrés est de $500\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$, celle des rectangles à droite est de $450\ \mu\text{m} \times 250\ \mu\text{m}$.



(a) schéma de fonctionnement pour la mesure de susceptibilité magnétique



(b) cellule coaxiale

FIGURE 5.5 – Mesure de perméabilité magnétique par inductomètre torique (HP4291A).

Mesure d'induction

Un moyen simple de mesurer la perméabilité d'un matériau ferromagnétique comme le CoZrNb est de l'utiliser comme cœur magnétique d'une bobine et de mesurer son inductance. Le matériau ayant la forme d'une couche mince, on découpe l'échantillon en disque percé et on utilise une bobine torique (figure 5.5) placée dans une cellule coaxiale qui permet au champ induit d'être toujours dans le plan de la couche mince.

L'impédancemètre HP4291A utilisé fonctionne entre 1 MHz et 1.8 GHz, l'application du signal sinusoïdal $H = H_0 e^{j\omega t}$ va entraîner l'apparition de pertes dues au déphasage entre B et H . L'impédance de la ligne chargée peut alors être représentée par une impédance complexe selon :

$$Z = R_S + j\omega L_S = Z'(\omega) - jZ''(\omega) = |Z|e^{-j\theta} \quad (5.3)$$

L'impédance complexe est mesurée à température ambiante à l'aide d'un voltmètre vectoriel permettant d'obtenir le module et la phase θ et ainsi de calculer les parties réelle $\mu'(\omega)$ et imaginaire $\mu''(\omega)$ de la perméabilité initiale complexe, qui sont données par les relations suivantes :

$$\mu' = \frac{2\pi}{\mu_0 h} \text{Re}(L_S) \left[\ln\left(\frac{D_{ext}}{D_{int}}\right) \right]^{-1} \quad (5.4)$$

où h est l'épaisseur du dépôt, D_{int} et D_{ext} sont les diamètres intérieur et extérieur du disque.

$$\mu''(\omega) = \tan(\delta)\mu'(\omega) = \frac{R_S}{L_S\omega}\mu'(\omega) \quad (5.5)$$

La mesure a été réalisée sur des échantillons pleine plaque correspondant à une épaisseur de $1 \mu\text{m}$ (Fig. 5.6). Les courbes représentent la perméabilité magnétique en fonction de la fréquence : en noir la partie réelle et en rouge la partie imaginaire. La tension de sortie de l'inductomètre est proportionnelle à la fréquence, les mesures deviennent donc bruitées en dessous de 10 MHz.

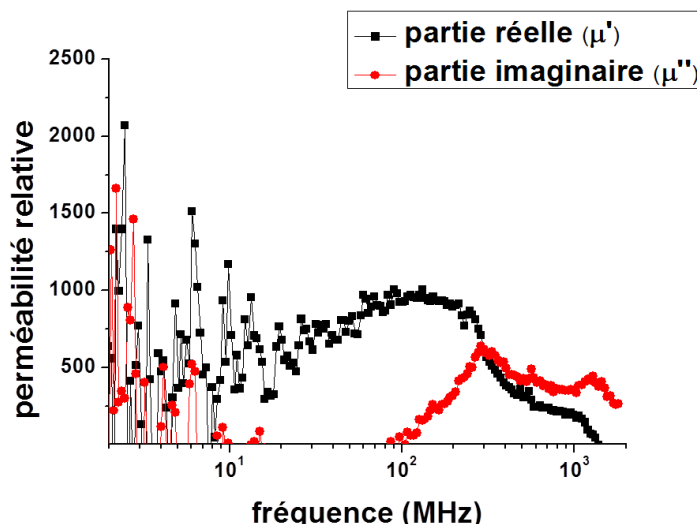


FIGURE 5.6 – Mesures de perméabilité par induction magnétique, μ' est la partie réelle et μ'' est la partie imaginaire, à température ambiante.

La mesure, en limite de résolution, devient plus précise à partir de 100 MHz et nous pouvons donc observer une perméabilité relative d'environ $\mu_r \simeq 1000$ pour des épaisseurs qui restent fines avant toute mise en forme du concentrateur.

Mesures au SQUID.

Nous cherchons à présent à connaître le cycle complet d'aimantation par mesure SQUID donnant l'aimantation avec une grande précision à basse température (10 K).

La figure 5.7 montre que l'aimantation du matériau CoZrNb sature à environ 1 mT et que son hystérésis est très faible dans tous les cas inférieure à l'irréversibilité en champ donné par le SQUID inférieur à 0.5 mT sur la plage des 3 mT. A partir de la valeur de l'aimantation à saturation mesurée, $M_S \simeq 1000 \text{ uem/cm}^3 (\simeq 8 \times 10^4 \text{ A.m}^{-1})$ et du champ de saturation mesuré $B_S \simeq 1.5 \text{ mT}$ selon l'axe magnétique difficile, nous pouvons en déduire la perméabilité relative μ_r comme étant égale à $\mu_r = \mu_0 M_s / H_S \simeq 850$. Nous déterminerons plus loin la valeur de B_S (ou le champ d'anisotropie H_K) ainsi que le champ coercitif du matériau H_c par des mesures de magnétorésistance angulaire.

5.2 Simulations de concentrateurs de flux

Dans cette partie, nous procédons à la description des simulations de la réponse magnétique des capteurs AMR, ceux réalisés, et disposant d'un amplificateur de flux CoZrNb et dont nous rappelons les dimensions exactes plus loin dans ce manuscrit. Ces simulations, réalisées grâce à l'utilisation du logiciel 'Flux3D', doivent permettre d'optimiser la géométrie et l'amplification magnétique.

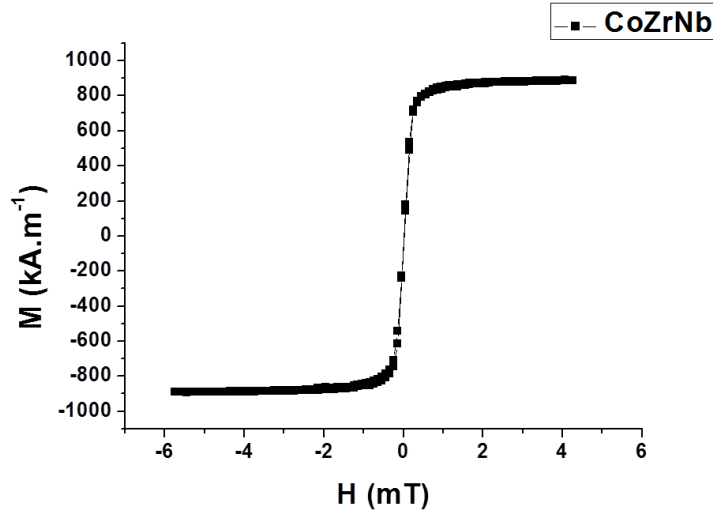


FIGURE 5.7 – Mesures de la perméabilité magnétique du CoZrNb au SQUID, $T=10K$: l'aimantation du matériau CoZrNb sature à environ 1 mT. Son hystérésis est inférieure à l'irréversibilité en champ donné par le SQUID inférieur à 0.5 mT sur la plage des 3 mT.

5.2.1 Position du problème - Mise en équation

Considérons un objet magnétique, concentrateur de flux dans le cas présent, d'une forme aplatie (le film mince est équivalent à une forme elliptique particulière) et caractérisée par un coefficient démagnétisant moyen selon la direction sensible (direction Y) égal à N_y (figure 5.11). Le calcul de l'induction magnétique à l'intérieur de l'élément magnétique s'établit à partir des équations constitutives suivantes :

$$B_y = \mu_0 (H_y + M_y) \quad (5.6)$$

$$H_{y,tot} = H_{y,ext} + H_{y,d} \quad (5.7)$$

$$M_y = \chi_m H_{y,tot} \quad (5.8)$$

$$\langle H_{y,d} \rangle = -N_y \langle M_y \rangle \quad (5.9)$$

où nous rappelons que χ_m est la susceptibilité magnétique. $\langle \rangle$ représente la valeur moyenne de la quantité physique (H_y ou M_y) 'localement' dans une région du concentrateur proche de sa surface latérale au niveau de l'entrefer sur une majorité de sa largeur, et H_d est le champ démagnétisant (encore appelé facteur de forme). In fine, le gain magnétique G_y selon la direction y , défini comme le flux magnétique B_y dans la région proche de la surface latérale du concentrateur est donné par :

$$B_y = \mu_0 \left(1 + \frac{\chi}{1 + \chi N_y} \right) H_{y,ext} \quad (5.10)$$

Cette dernière expression est fort intéressante car elle permet d'identifier l'amplification 'locale' ou gain magnétique 'local' à l'interface entre le concentrateur et le vide selon la direction y .

- $1 + \frac{\chi}{1 + \chi N_y}$ représente donc le gain local dans une région proche de l'interface 'intérieure' du concentrateur. Il en résulte que la fonction $\frac{\chi}{1 + \chi N_y}$ représente la résultante sur le champ magnétique induite par les charges magnétiques de surface sur les bords intérieurs du concentrateur. C'est la force motrice de l'amplification magnétique.
- Il en résulte que la partie amplifiée du champ magnétique au centre du gap est simplement proportionnelle à cette fonction $C = \frac{\chi}{1 + \chi N_y}$, elle même proportionnelle à la densité surfacique de la charge magnétostatique générée par le

concentrateur. En effet, au centre de l'entrefer, à des distances des bords 'intérieurs' grandes devant l'épaisseur du concentrateur, le champ magnétique généré est simplement proportionnel à la densité surfacique de charge créée.

- même si l'objet géométrique réel s'écarte largement d'une forme d'une ellipse, du fait du fort aplatissement de l'objet, nous pouvons extrapoler l'expression générale **du gain magnétique G_y au centre du gap** par l'expression :

$$G_y = \frac{1 + \beta t (\mu_r - 1)}{1 + \alpha t (\mu_r - 1)} \quad (5.11)$$

où t est l'épaisseur, α et β sont des coefficients ayant comme unité l'inverse d'une longueur qui donne l'expression générique du gain recherché en fonction de deux paramètres uniques : α et β . Le terme αt est lié ici à la forme spécifique du coefficient du champ démagnétisant $N_y \propto t$.

On s'aperçoit que le gain magnétique augmente avec la perméabilité magnétique relative $\mu_r = 1 + \chi$ (avec $\mu = \mu_0 \mu_r$) et est égale à cette dernière dans le cas où le coefficient du champ démagnétisant est nul $N_y = 0$ ou $\alpha = 0$ (épaisseur du matériau nulle). Toutefois, même si N_y est en généralement très petit pour une épaisseur très faible par rapport aux dimensions latérales de l'objet (chapitre 2), nous observons que le gain sature comme $\frac{\beta}{\alpha} \propto \frac{1}{N_y}$ lorsque μ_r devient infini. Nous calculerons cette dépendance exacte par nos outils de simulations plus loin. Il en ressort que le gain magnétique G_y est très dépendant de μ_r mais surtout du coefficient du champ démagnétisant N_y (en même temps que le paramètre α) lorsque $N_y > 1/\mu_r$. Le terme βt traduit l'effet de l'épaisseur du concentrateur sur le champ magnétique généré dans le vide. Nous pouvons également anticiper que le coefficient $\beta \propto \frac{1}{L_y}$ décroît en $1/L_y$ vis à vis du gap ou de l'entrefer en considérant la présence de charges de surface sur les bords.

L'ensemble des simulations numériques développées ci-dessous pourra être ajusté avec l'expression du gain suivant (avec t en m) :

$$G_y = \frac{1 + 4.2 \times 10^3 t (\mu_r - 1)}{1 + 2.6 \times 10^2 t (\mu_r - 1)} \quad (5.12)$$

Nous donnons ici la méthodologie de simulations permettant de résoudre numériquement les équations données plus haut 5.9 pour une forme quelconque non ellipsoïdale, les résultats numériques des simulations ainsi que la comparaison vis à vis des mesures existantes. Ces simulations numériques ont notamment pour objectif de déterminer les coefficients α et β utilisés dans le modèle analytique.

5.2.2 Simulations magnétostatiques en 3 dimensions

De nombreuses études ont été réalisées dans le but d'optimiser le design de concentrateurs planaires dédiés aux capteurs magnétiques [117, 118, 114, 115, 116]. Dans la plupart des cas on utilise des simulations bidimensionnelles (2D) afin de simplifier l'implémentation et limiter le temps de calcul. Cependant la simulation en trois dimensions est nécessaire pour déterminer le gain à attendre avec suffisamment de précision et afin de tenir compte de la non-uniformité verticale du champ dans l'entrefer. Elle a pour objectif de considérer une non-uniformité de l'aimantation dans le concentrateur et donc de la divergence volumique de l'aimantation (et non seulement du terme de surface)

Modèle numérique

A cet effet, nous avons utilisé le logiciel de simulations 'Flux 3D'. Ce logiciel utilise la méthode des éléments finis pour résoudre numériquement les équations aux dérivées partielles de l'électromagnétique. Dans le cas des concentrateurs, il s'agit de la magnétostatique : équation de Maxwell-Thomson et équation de Maxwell - Ampère. Comme pour la plupart des simulations par éléments finis, le travail se décompose en cinq étapes successives :

- Construction géométrique
- Génération du maillage
- Description physique
- Résolution
- Exploitation des résultats

La construction géométrique des concentrateurs ne pose aucune difficulté particulière. De plus, il est possible d'importer directement un fichier de description 2D (par exemple le dessin du masque) et de réaliser une extrusion afin de donner de

l'épaisseur au motif. Le dimensionnement du volume d'air est cependant plus délicat, les conditions aux limites du modèle considérant un champ uniforme à l'infini. Flux3D met à disposition pour ces conditions un objet géométrique appelé boîte infinie (Figure 5.8).

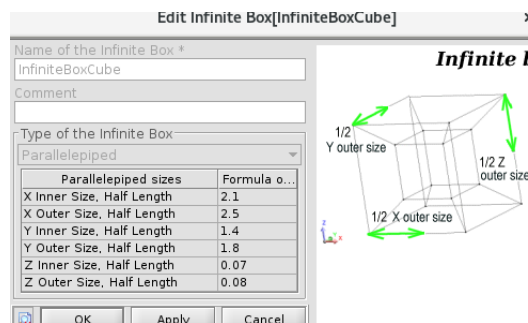


FIGURE 5.8 – Fenêtre de création de la boîte infinie sous 'Flux3D', illustrant le concept de résolution dans le cas d'une géométrie cubique : Un premier volume (cube interne) contient le système à modéliser. Les autres volumes permettent d'appliquer la condition de champ uniforme à l'infini.

Cet objet simule des conditions aux limites très éloignées sans augmenter le temps de calcul. Nous pouvons donc utiliser cet outil en choisissant une boîte dont le volume intérieur est suffisamment grand pour garantir une bonne précision.

Difficultés du maillage

L'étape de maillage est la plus délicate car une optimisation du maillage est généralement nécessaire afin d'obtenir un bon compromis entre le temps de calcul, la mémoire numérique disponible et la précision de calcul souhaitée. Alors que dans certains cas l'algorithme de maillage automatique proposé par le logiciel permet d'obtenir le compromis recherché, il s'est avéré inefficace pour notre géométrie de concentrateurs. En effet, certaines géométries du concentrateur simulée contiennent des entités volumiques avec des dimensions très petites (l'épaisseur du concentrateur est de l'ordre du micron) et d'autres dimensions très grandes (la largeur est de l'ordre du millimètre). Il devient donc nécessaire de réaliser un maillage 3D sur des dimensions respectives de plusieurs ordres de grandeur différentes, comprenant à la fois des grandes mailles pour les grandes dimensions (afin d'éviter un temps de calcul trop grand) et des éléments plus petits pour les petites dimensions (afin d'assurer une bonne précision). Il a donc été nécessaire d'adapter le maillage à souhait. Dans le cas de Flux la réalisation du maillage se compose des étapes successives suivantes :

— Discrétisation des lignes géométriques :

Il s'agit de la première étape de discrétisation du système. Plusieurs types de discrétisations (géométrique, arithmétique...) sont offertes à l'utilisateur qui peut ainsi discrétiser la construction géométrique afin de repartir au mieux la densité de maillage. Il est par ailleurs possible de discrétiser des lignes supplémentaires non essentielles à la construction géométrique mais permettant de densifier localement le maillage.

— Maillage des faces :

L'utilisateur n'a pas vraiment la main sur cette étape. Elle est réalisée par un algorithme de maillage surfacique. Toutefois 3 types d'algorithmes sont disponibles afin d'ajuster le maillage surfacique :

- Le maillage "Automatic" permet de mailler la géométrie à l'aide d'éléments triangulaires et tétraédriques à partir d'une discrétisation uniforme des lignes géométriques du modèle.
- Le maillage "Mapped" permet de mailler la géométrie à l'aide d'éléments rectangulaires et hexaédriques à partir d'une discrétisation uniforme des lignes géométriques du modèle.
- Le maillage "Assisted" permet de mailler la géométrie en utilisant le maillage de type "Automatic" mais pour lequel l'utilisateur peut définir une discrétisation non uniforme.

— Maillage des volumes :

C'est un algorithme de maillage (volumique) qui réalise cette étape.

— Maillage du second ordre :

Cette dernière étape, optionnelle, permet à l'utilisateur de recourir à un algorithme de création d'éléments du second ordre qui viendront étoffer le maillage initial et en améliorer la qualité pour un coût mémoire raisonnable.

Des 4 étapes permettant d'aboutir au maillage complet du système, la première est donc la plus délicate car elle conditionne à la fois les densités des maillages surfaciques et volumiques associés ainsi que la qualité des mailles générées. Or la qualité des mailles et la densité du maillage sont les deux paramètres qui permettront d'obtenir une bonne résolution numérique.

Les mailles, qui peuvent être carrées, triangulaires, tétraédriques ou encore hexaédriques seront considérées de bonne qualité si elles sont peu déformées. Pour ce faire, l'utilisateur doit donc adapter, autant que possible, sa discrétisation afin que la géométrie du maillage soit similaire à celle du système à mailler. Afin d'économiser de la mémoire numérique et du temps de résolution, le maillage doit présenter une forte densité dans les volumes où de forts gradients sont attendus et une densité plus faible là où les gradients seront plus faibles. Une difficulté du maillage est donc qu'il est nécessaire "d'intuiter a priori" la localisation des gradients. C'est la raison pour laquelle le processus d'optimisation d'un maillage est un processus itératif nécessitant plusieurs résolutions numériques.

Afin d'illustrer notre propos sur la qualité du maillage le tableau (5.1) montre la différence entre un maillage adéquat et un maillage considéré comme étant de mauvaise qualité. Le premier présente un bon rapport temps de calcul/erreur de résolution. Un maillage qui prend environ 10 min avec une erreur de 8% est ainsi préférable à un maillage qui prend presque 2 fois plus de temps avec un gain d'erreur de 1%. Ces maillages sont présentés figure (5.9) et figure (5.10). Le maillage le plus efficace (fig.(5.9)) est plus fin dans la partie qui nous intéresse, en particulier au niveau de l'entrefer. A l'inverse, le maillage figure (5.10) présente un nombre important de mailles réparties sur l'ensemble du volume, ce qui aura pour effet d'augmenter le temps de calcul.

Maillage	Temps de calcul (min)	Erreur de résolution(%)
Bonne qualité	10	8
Mauvaise qualité	17	7

TABLE 5.1 – Comparaison entre un maillage de "Bonne qualité" et un maillage de "Mauvaise qualité" (Flux3D) : Pour une même qualité de résolution, le temps de calcul peut être diminué de manière significative.

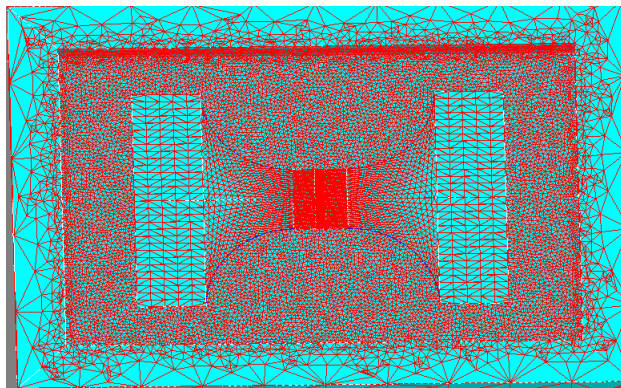


FIGURE 5.9 – Illustration d'un maillage de "Bonne qualité (Flux3D) : la densité et la forme du maillage s'adapte à la géométrie et la densité est plus grandes dans les zones critiques comme l'entrefer.

La stratégie de maillage retenue pour notre concentrateur consiste à mailler les faces du concentrateur en mode "Mapped" et toutes les autres faces et volumes en mode "Assisted". De plus, certaines faces du modèle géométrique dispensables ont été enlevées afin de le simplifier et donc d'alléger le maillage.

5.2.3 Résultats

Après avoir présenté le schéma de maillage optimisé, je présente l'objet magnétique soumis à l'étude. Cet objet représente un capteur magnétique AMR de taille typique où l'élément actif se situe dans un gap entre 40 et 80 μm de large. Le capteur équipé du concentrateur de flux s'étend sur une surface totale de 3 mm $\times$ 2 mm. Nous calculons ainsi le champ magnétique à l'intérieur du gap. Le design de concentrateur utilisé pour les simulations est présenté sur la figure 5.11. Les concentrateurs

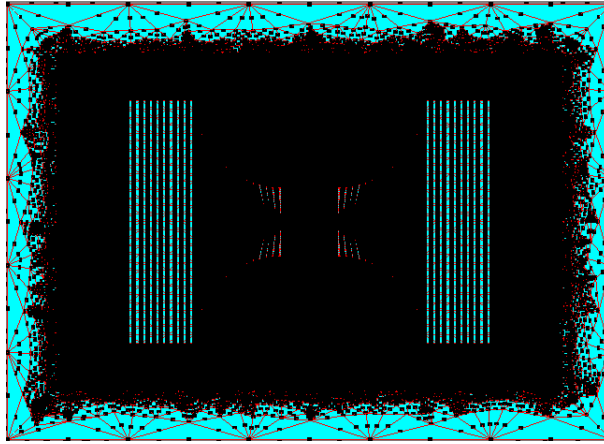


FIGURE 5.10 – Illustration d'un maillage de "Mauvaise qualité (Flux3D) : le trop grand nombre de points augmente le temps de calcul.

sont placés de chaque côté de l'axe Y (direction de sensibilité), l'axe X est la direction de facile aimantation et l'axe Z représente l'axe selon l'épaisseur.

Champ dans l'entrefer

Nous nous intéressons tout d'abord à la forme du champ dans l'entrefer du concentrateur. A cet effet, nous avons fixé les paramètres suivants : la perméabilité relative μ_r est à 1000 comme estimée expérimentalement par des mesures SQUID, l'épaisseur du concentrateur de CoZrNb est de $1\ \mu m$ et largeur de l'entrefer est de $82\ \mu m$. Cette géométrie correspond à la taille des dispositifs AMR placé dans l'entrefer.

La courbe 5.12 représente le gain magnétique de la composante Y et calculé le long de l'axe Y dans l'entrefer et la courbe 5.13 représente ce même gain de la composante Y calculé selon la direction X . Le gain est d'environ 4 au niveau du centre de l'entrefer pour les paramètres choisis. On remarque que le champ magnétique est relativement homogène mis à part la proximité immédiate des concentrateurs où l'on observe une nette augmentation du gain. Pour un entrefer de $82\ \mu m$, nous observons une variation de 10% du gain sur une distance d'excursion de $60\ \mu m$.

La coupe 5.14 montre l'homogénéité du gain dans l'entrefer. Les pics observés sont attribués aux erreurs numériques dues au maillage aux interfaces concentrateur/entrefer.

Etude paramétrique

Nous présentons ici les résultats de l'étude paramétrique menée sur les paramètres suivants : perméabilité magnétique, épaisseur du CoZrNb, et taille de l'entrefer (gap).

Variation en fonction de la perméabilité L'étude du gain en fonction de la perméabilité est présentée figure(5.15). Les simulations sont réalisées avec les paramètres du concentrateur de référence excepté ce qui concerne la perméabilité magnétique que l'on laisse ici varier. Nous observons que le gain n'est pas linéaire en fonction de la perméabilité mais adopte l'allure de la fonction rationnelle (5.12). Les paramètres de l'équation (5.12) ont été obtenus par ajustement à partir des simulations paramétriques en épaisseur et en perméabilité : les courbes 5.15 et 5.16 sont ajustées avec les mêmes paramètres.

Variation en fonction de l'épaisseur L'étude du gain en fonction de l'épaisseur du concentrateur de CoZrNb est présentée figure (5.16) pour des épaisseurs variant de $1\ \mu m$ à $8\ \mu m$ avec les paramètres du concentrateur de référence. L'allure de la courbe n'est là aussi pas linéaire et correspond à la fonction (5.12).

Variation en fonction de l'entrefer L'étude du gain en fonction de la taille l'entrefer (ou gap) est présentée figure (5.17) avec les paramètres du concentrateur de référence. Nous remarquons que le gain présente une allure fortement décroissante

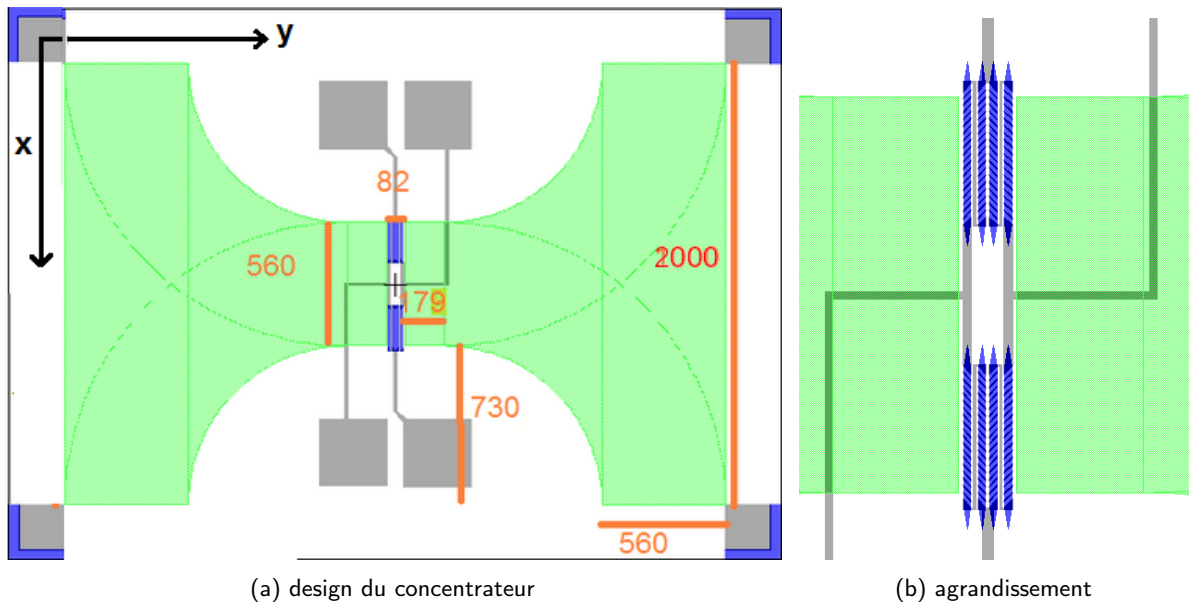


FIGURE 5.11 – Dimensions (en μm) du concentrateur utilisé pour les simulations.

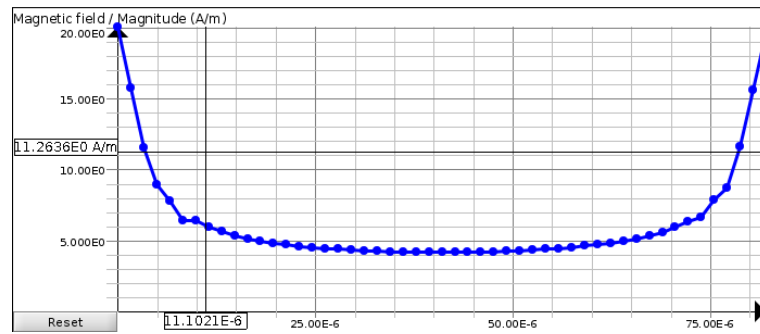


FIGURE 5.12 – Résultats des simulations FEM FLUX3D. Profil du gain magnétique pour la composante Y suivant l'axe Y à l'intérieur de l'entrefer. L'unité en abscisse est en μm . L'ordonnée représente le gain magnétique (sans unité).

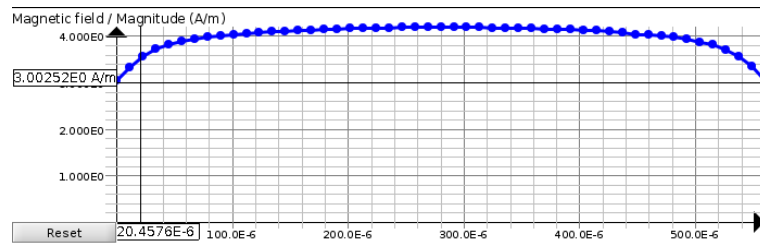


FIGURE 5.13 – Profil du gain magnétique pour la composante Y calculé suivant l'axe X au niveau du centre de l'entrefer.

en fonction de l'entrefer figure (5.17) ce qui est attendu. Il en résulte que plus l'entrefer est réduit, plus le gain magnétique est important. En raison du couplage magnétique entre les deux blocs du concentrateur la dépendance du gain en fonction

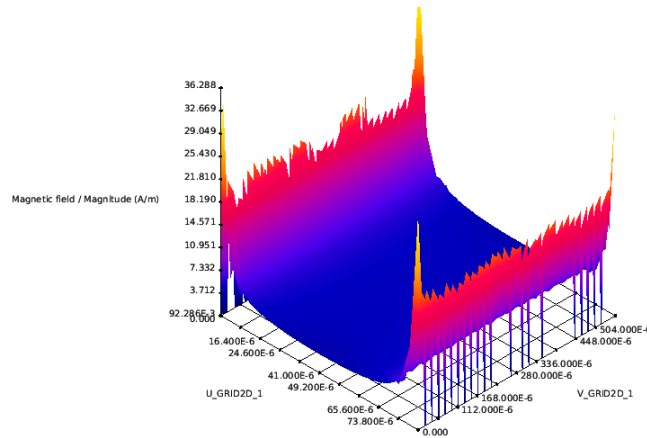


FIGURE 5.14 – Coupe 2D du gain magnétique dans l'entrefer (sans unité).

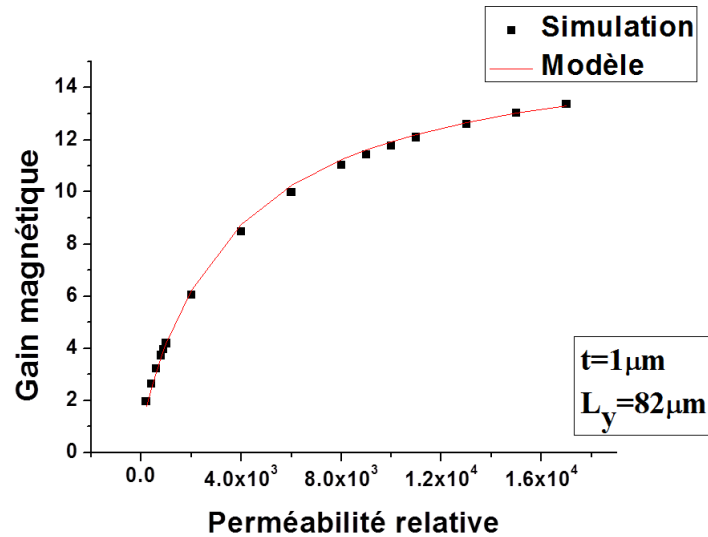


FIGURE 5.15 – Gain magnétique du concentrateur au centre de l'entrefer en fonction de la perméabilité relative μ_r . La courbe rouge représente le résultat du modèle donné par l'équation 5.12.

de l'entrefer n'est pas en $1/L_y$ mais en $1/(L_y + \delta)$ avec $\delta=2.8\mu\text{m}$

Cette simulation montre qu'il n'est généralement pas nécessaire de déposer une forte épaisseur de matériau avec la contrainte et les difficultés d'un dépôt relativement lent par procédé de pulvérisation cathodique.

5.3 Fabrication et méthode de qualification de capteurs avec concentrateur de flux - Mesures du gain magnétique

Nous abordons ici les résultats importants de caractérisations électriques des dispositifs AMR dotés de concentrateurs de flux. Les concentrateurs en CoZrNb sont déposés par pulvérisation cathodique magnétron sur des échantillons lithographiés. La technique de lithographie mise en oeuvre ici par procédé lift-off est équivalente à celle utilisée pour les bobines de Set/Reset décrite dans le chapitre 4. Nous avons recouvert la couche de CoZrNb d'une couche de protection en Pt afin

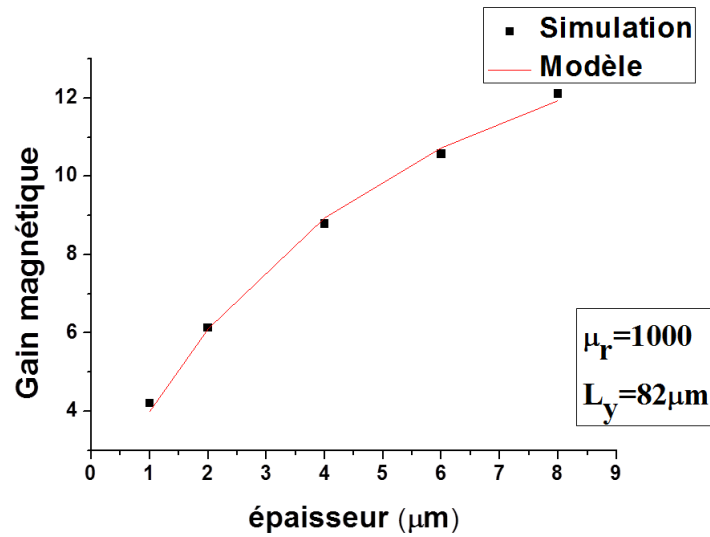


FIGURE 5.16 – Gain magnétique du concentrateur au centre de l'entrefer en fonction de l'épaisseur du matériau (en μm) à forte perméabilité magnétique μ_r . La courbe rouge représente le résultat du modèle donné par l'équation 5.12.

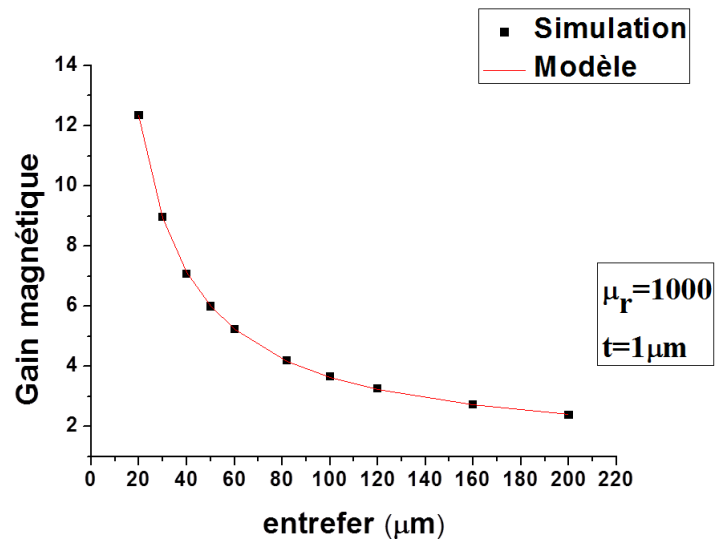


FIGURE 5.17 – Gain magnétique du concentrateur au centre de l'entrefer en fonction de sa taille.

d'éviter toute oxydation de surface. Les concentrateurs sont déposés en dernière étape, après que les différentes étapes de fabrication du capteur soient réalisées.

La figure 5.18 montre une photographie d'un des capteurs dotés de concentrateurs. Les dimensions sont données sur la figure 5.11. L'épaisseur des concentrateurs est de $1 \mu m$. La caractéristique $R(H)$ a été mesurée à basse température. La figure 5.19 compare les caractéristiques d'un capteur avec concentrateur [P9120=NiFe(10 nm)/Ru(3 nm)] et d'un capteur d'origine sans concentrateur de flux [P9125 NiFe(15 nm)/Pt(5 nm)]. Les courbes ont été normalisées en terme de sensibilité 'nue' et de biais en champ afin de faciliter la comparaison des sensibilités correspondantes des deux différents capteurs.

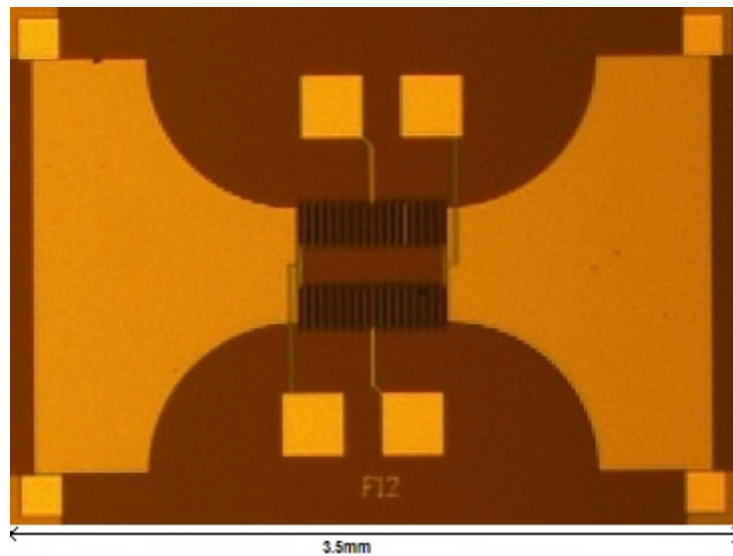


FIGURE 5.18 – Photographie d'un capteur AMR équipé de concentrateurs de flux à base de CoZrNb. La taille longitudinale du dispositif est de 3.5 mm.

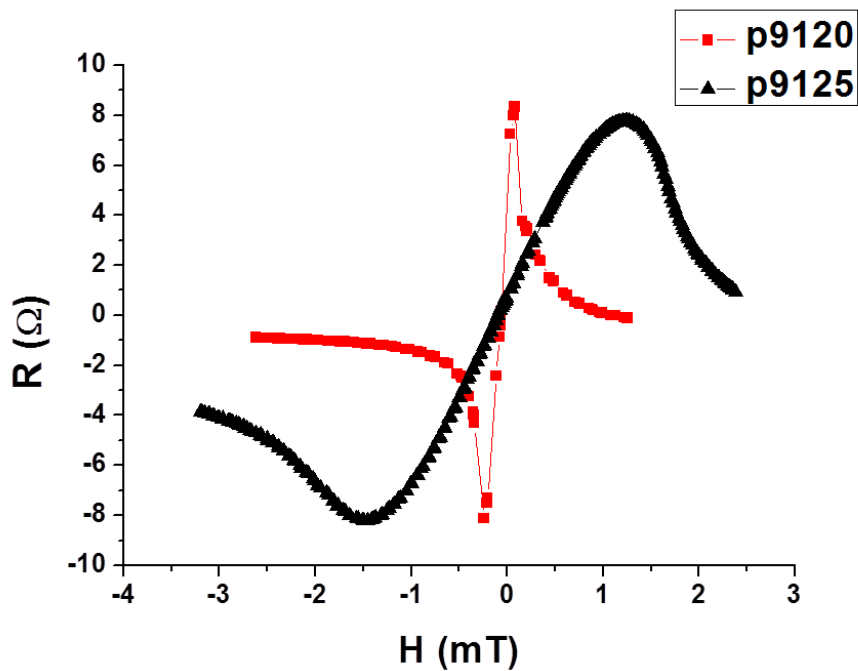
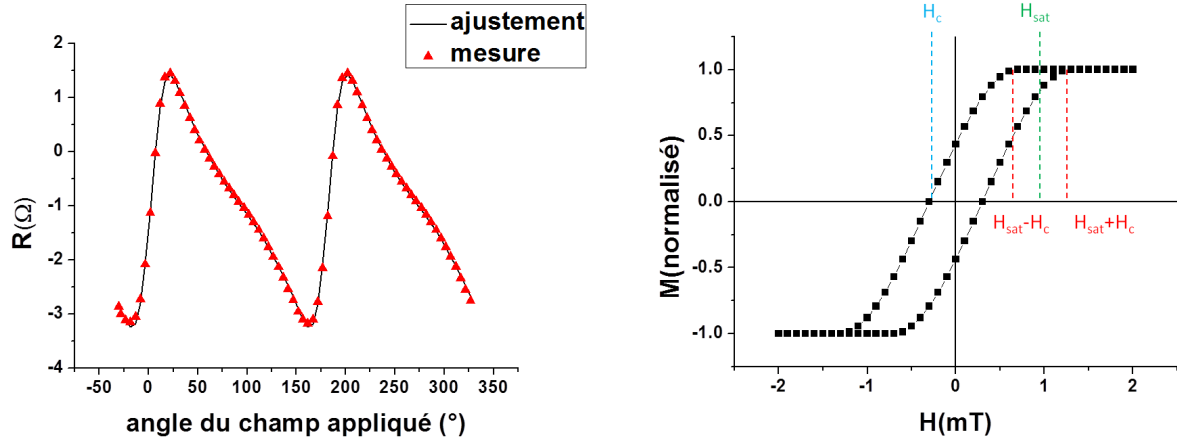


FIGURE 5.19 – Mesures $R(H)$ sur un dispositif doté de concentrateurs de flux en CoZrNb. Cette figure compare deux dispositifs doté ou pas de concentrateurs avec une amplification de la sensibilité d'un facteur 7 pour le dispositif avec concentrateur. Ce facteur sera réduit à 4.7 après renormalisation des champs d'anisotropie effective entre les deux magnétomètres P9120 vs. P9125. Les abscisses (champ magnétique) sont donnés en Gauss (G) et les ordonnées en Ohm.



(a) mesure angulaire $R(\phi)$, dans une géométrie dans le plan (in-plane) et ajustement numérique. (b) modèle d'aimantation $M(H)$ choisi pour simuler les propriétés du concentrateur.

FIGURE 5.20 – Mesures $R(\phi)$ dans le plan (in-plane) et ajustement numérique sur un échantillon doté d'un concentrateur de flux : on extrait les paramètres : $H_c=0.05$ mT, $H_{sat}=1.6$ mT, $G_y=4$ et $G_x=-0.3$

On extrait, par la mesure, un rapport de 7 en terme de largeur du cycle entre les deux dispositifs, l'échantillon P9120 étant plus sensible que le P9125 caractérisé par une plus faible anisotropie, nous pouvons donc déterminer que le gain du concentrateur de flux selon l'axe sensible est d'environ 4.6.

5.3.1 Caractérisation angulaire du gain magnétique

Pour une mesure plus exploitable, nous proposons ici de réaliser des mesures en champ tournant dans le plan. A cet effet nous appliquons un champ magnétique d'une amplitude égale à 2 mT et nous faisons l'acquisition de la caractéristique $R(\phi)$ correspondante (Fig. 5.20). L'idée est d'utiliser notre algorithme d'ajustement pour en déterminer l'ensemble des paramètres physiques (chapitre 4).

Nous avons, en premier lieu, modélisé la caractéristique de transfert du concentrateur par une courbe $M(H)$ isotrope où M représente ici l'aimantation unitaire dans le concentrateur. Le modèle simple des caractéristiques magnétiques est illustré sur la partie de droite de la figure 5.20. Il est la combinaison de droites et de polynômes d'ordre 3 avec les paramètres suivants. Le champ de saturation H_{sat} et le champ d'hystérésis H_c . Le champ mesuré par le capteur situé dans l'entrefer du concentrateur est alors soumis aux champs effectifs H_x^{eff} et H_y^{eff} selon :

$$H_x^{eff} = H_x^{ext}(1 + G_x M_x) \quad (5.13)$$

$$H_y^{eff} = H_y^{ext}(1 + G_y M_y) \quad (5.14)$$

où G_x et G_y sont les gains respectifs du concentrateur selon les deux directions du plan. Nous rappelons que Y est la direction sensible et X la direction du cross-axe. G_y correspond donc à l'amplification du concentrateur et G_x correspond à la réduction du champ cross-axe par le concentrateur et est par conséquent négatif ($-1 < G_x < 0$) de par l'anisotropie de forme due à la composante du champ démagnétisant dans le plan.

Notre algorithme d'ajustement va donc nous permettre d'identifier les paramètres suivants, H_{sat} , H_c , G_x , G_y , avec une très grande précision. Il considère également comme paramètres d'ajustement les anisotropies, le déséquilibre du pont, les décalages angulaires et autres paramètres comme ceux présentés dans les chapitres 3 et 4. L'ajustement effectué sur l'échantillon P9120 (NiFe(10)/Ru(3)) permet d'extraire les paramètres suivants :

- $H_c=0.05$ mT. L'hystérésis du matériau est très faible, inférieure à 0.1 mT, de l'ordre de grandeur donné dans la littérature [117]. Cependant cette valeur d'hystérésis est encore trop élevée pour une application dans le domaine

de la navigation. Il est possible de réduire l'hystérésis du concentrateur en améliorant la pureté du matériau (dépôt UHV) ou par des techniques particulières de dépôt sous champ ou encore de recuit [117, 101].

- $H_{sat}=1.6$ mT. La valeur donnée par notre algorithme correspond à la valeur donnée par les mesures de perméabilité au SQUID. Cette valeur est suffisamment grande pour offrir un comportement linéaire du concentrateur dans la gamme de champ magnétique envisagée pour les applications de navigation (± 0.2 mT).
- $G_y=4$ ce qui correspond au gain mesuré sur les courbes $R(H)$ (figure 5.19) avec une précision de l'ordre de ± 0.1 .
- $G_x=-0.3$ ce qui correspond à une réduction du champ magnétique effectif sur l'axe x (cross-axis) à une valeur de 30% du champ magnétique libre.

Estimation des erreurs sur le gain et sur l'anisotropie

Afin d'extraire les gains longitudinaux (G_y) et transverse sur le cross axis (G_x) donnés par le concentrateur de flux, ainsi que les erreurs faites sur ces estimations, nous avons opéré à des simulations de la variation angulaire de la résistance avec le champ magnétique dans le plan (Figs 5.21). A cet effet, nous avons fait varier indépendamment les paramètres : gains selon les directions 'x' et 'y', champ coercitif du matériaux magnétique doux formant le concentrateur et anisotropie de forme en observant, dans chaque cas, l'écart par rapport aux mesures expérimentales.

Les meilleurs ajustements sont trouvés pour les paramètres donnés plus-haut avec notamment un gain magnétique $G_y = 4$ selon l'axe sensible, une anisotropie égale à 1.6 mT ainsi qu'un coercitif faible pour le CoZrNb (0.05 mT). Nous remarquons qu'un écart maximal angulaire de 2° est obtenu en considérant un coercitif strictement nul ce qui montre la précision de notre méthode d'analyse angulaire (sur une plage d'exploration de $1-360^\circ$, l'erreur angulaire est de l'ordre de 1° environ). Pour une plage d'exploration plus réduite d'une dizaine de degrés, l'écart angulaire est d'environ 0.05°). Introduire un gain $G_y = 5$ en lieu et place de $G_y = 4$ selon l'axe sensible ou un gain $G_x = -0.2$ en lieu et place de $G_x = -0.3$ introduit un écart angulaire de l'ordre de $5-10^\circ$ ce qui montre à la fois la puissance et la précision de notre analyse angulaire.

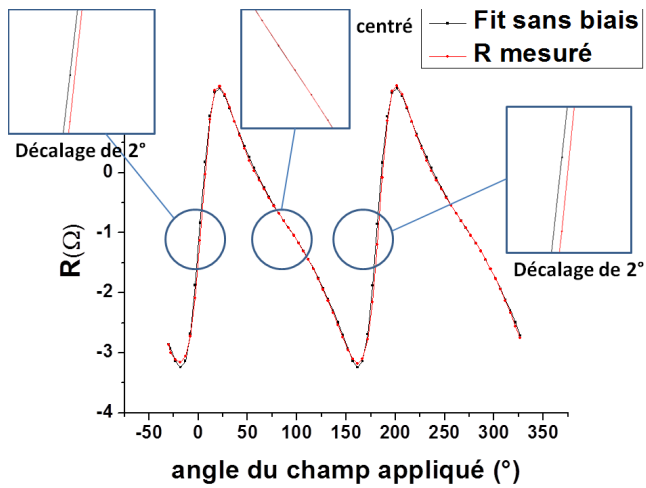
Comparaison des propriétés du CoZrNb avec les résultats de la littérature

L'ensemble de ces simulations et des caractéristiques de transfert, et en particulier ceux obtenus sur le gain magnétique, sont-ils conformes avec ceux publiés dans la littérature ? Afin de répondre à cette question, nous allons considérer notre géométrie de dispositif et comparer le gain avec celui donné récemment par le groupe de Freitas [117] qui fait référence en matière de concentrateurs pour dispositifs magnétorésistifs. Afin de comparer les résultats respectifs, nous opérons une transformation homothétique, c'est à dire à un changement d'échelle, pour nous rapprocher des dispositifs de P. Freitas. Un concentrateur droit d'entrefer $3.5 \mu m$, de dimension latérale $14 \mu m$ et d'épaisseur $0.7 \mu m$ comme celui proposé dans la référence [117], et donnant un gain magnétique de 13, est équivalent à un concentrateur d'entrefer $80 \mu m$, de dimension latérale $320 \mu m$ et d'épaisseur $16 \mu m$. Cette dernière géométrie correspond à un design dans le plan proche de notre concentrateur cependant beaucoup plus épais. L'utilisation de l'expression 5.12 donnée plus haut permet d'extrapoler le gain magnétique à $G_y = 16$, c'est à dire à une valeur très voisine du gain donné dans la référence considérée [117]. Nous pouvons donc affirmer que nos mesures sont compatibles avec celles données par le groupe de Freitas.

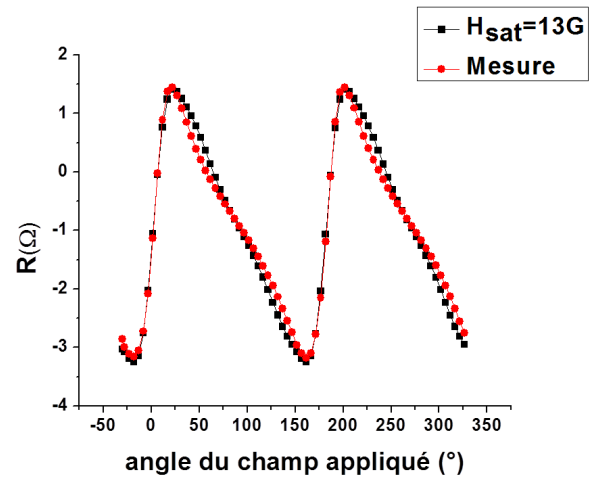
5.3.2 Mesures de bruit

Les mesures de bruit sur les capteurs dotés d'un concentrateur de flux sont reportées sur la figure 5.22. La fluctuation de l'aimantation dans les concentrateurs ainsi que l'apparition de domaines dus à l'irrégularité des surfaces ou à l'impureté du matériau peuvent créer de nouvelles contributions au bruit. Nous avons utilisé pour nos mesures le banc de mesure numérique présenté dans le chapitre 4.

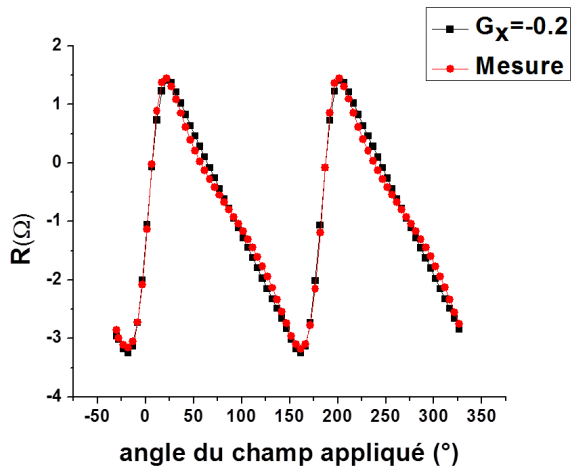
La figure 5.22 compare la variance d'Allan d'un capteur doté d'un concentrateur (P9120) et d'un capteur équivalent (mais 10 fois plus résistif) sans concentrateurs (P9121). Les capteurs sont alimentés en courant (5 mA) c'est pourquoi nous avons ajouté sur la courbe la variance d'Allan du capteur P9121 multipliée par un facteur 10 afin d'obtenir une comparaison à sensibilité équivalente. Le bruit très basse fréquence est moindre sur l'échantillon doté de concentrateurs en raison du biais du concentrateur qui réduit les fluctuations de l'aimantation du capteur (bruit magnétique en $1/f$ et de Barkhausen). Pour avoir une mesure de bruit plus complète, il faudra dans le futur inclure un dispositif de modulation du champ magnétique dans la boîte en mu-métal utilisée pour les tests de bruit.



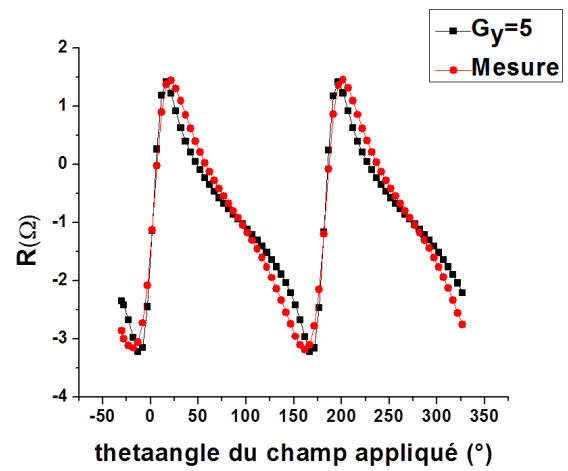
(a) $H_c = 0G$



(b) $H_{sat} = 13G$



(c) $G_x = -0.2$



(d) $G_y = 5$

FIGURE 5.21 – Précision de la méthode d'extraction des paramètres par ajustement. Chacune des simulations reprend les paramètres correspondant aux meilleurs ajustements. On modifie la valeur d'un paramètre afin de mesurer l'erreur caractéristique sur ce paramètre choisi.

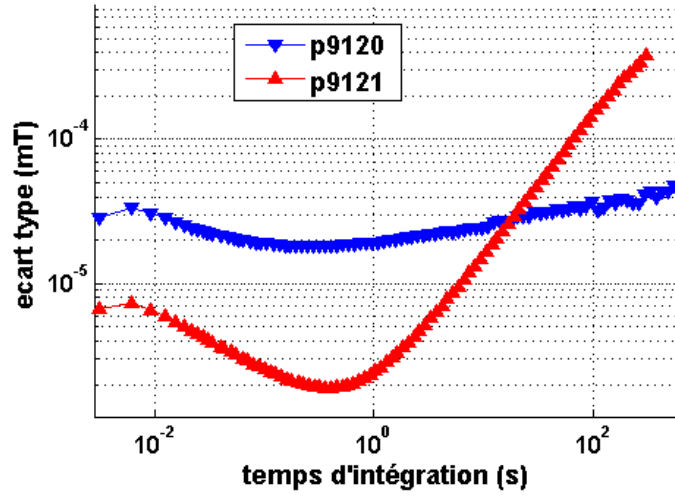


FIGURE 5.22 – Mesures de bruit d'un dispositif avec concentrateur (P9120) et sans concentrateur (P9121), le capteur P9120 étant moins résistif, nous avons ajouté une courbe du bruit multipliée par 10 afin de pouvoir comparer les capteurs en terme de détectivité

5.4 Conclusions et perspectives sur les concentrateurs pour gradiomètres

Nous avons, au cours de cette étude, réalisé des simulations en trois dimensions d'un concentrateur de flux à base de CoZrNb de perméabilité proche de 1000. Le modèle de simulation est paramétré et commandable grâce à un code en python et permet de simuler facilement de nombreuses géométries de concentrateurs souhaitées. Cette étude nous a permis de prédire le gain des concentrateurs fabriqués en permettant de tirer les paramètres nécessaires pour leur optimisation en terme d'épaisseur et de largeur d'entrefer notamment. Nous avons fabriqué, par dépôt par pulvérisation cathodique, un concentrateur de flux adapté à nos capteur magnétique AMR. Les différentes mesures effectuées sur le matériau déposé avec ou sans dispositifs magnétiques font apparaître les performances suivantes : un gain magnétique de 5, une saturation à 1.6 mT et une hystérésis de 0.05 mT. Les valeurs de gain et de saturation sont très satisfaisantes cependant l'hystérésis est encore trop élevée pour les applications envisagées. Il apparaît donc nécessaire de le réduire en améliorant par exemple la pureté du matériau (dépôt UHV) ou en utilisant des techniques particulières de dépôt sous champ magnétique ou encore des procédés de recuit sous champ magnétique [117, 101].

En perspectives de ce travail, nous proposons un design innovant de concentrateur pour gradiomètre qui a donné également lieu à un travail de simulation au LPP au moment de la rédaction de ce manuscrit. Ce concentrateur pour gradiomètres vise à amplifier la différence du champ magnétique mesuré en deux points opposés d'un motif spécifique. De plus, nous souhaitons diminuer l'impact d'un champ magnétique uniforme qui aurait pour conséquence de déplacer le point de fonctionnement des magnétorésistances en dehors de la zone de meilleure sensibilité. Nous cherchons donc un design qui maximise le gain pour un gradient pur et minimise le gain pour un champ uniforme.

$$G = \frac{B_s(\text{gradient})}{B_s(\text{champ uniforme})} \quad (5.15)$$

Afin d'obtenir une amplification dépendante du type de champ (uniforme ou gradient), nous mettons à profit l'effet de forme de nos structures magnétiques. Ici, nous utilisons un design à bandes qui a pour effet d'amplifier majoritairement le champ dans leur direction de "facile aimantation". A l'inverse le champ n'est que très peu amplifié dans la direction perpendiculaire comme le montrent les simulations 2D présentées figure (5.23).

Nous utilisons alors les propriétés de ce design à bandes afin d'optimiser l'efficacité magnétique du concentrateur. Rappelons que nous cherchons à amplifier le gradient mais également à ce que les lignes de champ uniforme soient redirigées, autant que possible, loin des éléments magnétorésistifs. Le design optimal correspond alors à une géométrie de bandes suivant les lignes de champ d'un gradient transverse et redirigeant ces lignes de champ vers les éléments

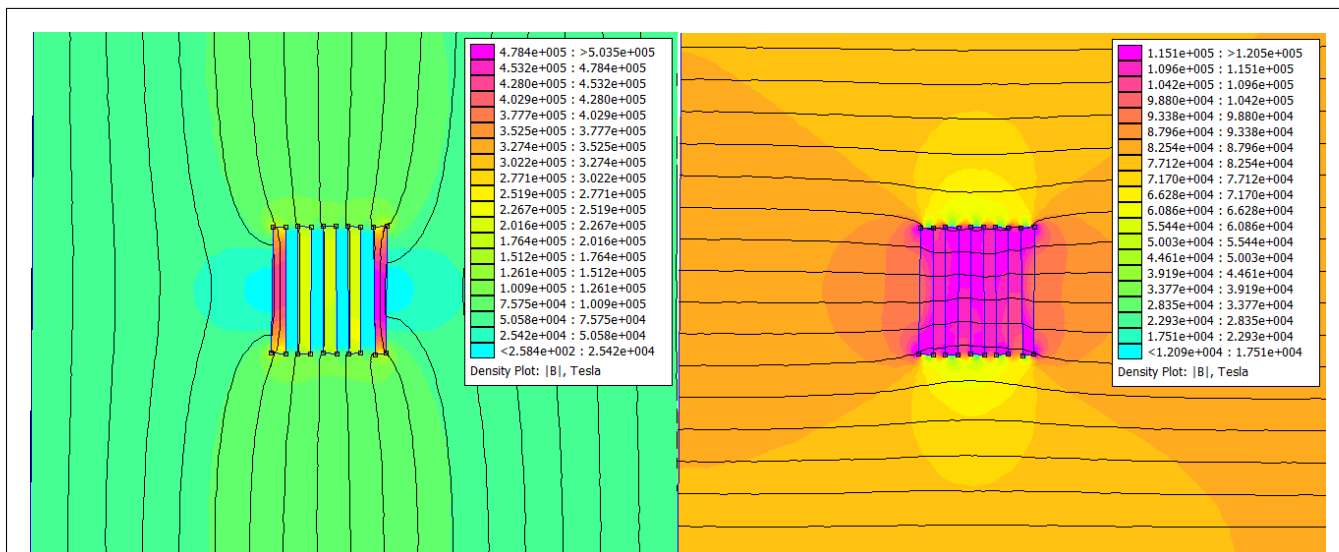


FIGURE 5.23 – Simulation 2D de l'amplification du champ par un concentrateur à bandes. Les simulations montrent une meilleure concentration du flux lorsque les bandes sont parallèles au champ magnétique.

magnétorésistifs. Nous cherchons également à ce que les lignes de champ d'un champ uniforme soient redirigées loin de ces magnétorésistances pour le capteur représenté sur la figure 5.24).

Ce design intuitif a été modélisé à l'aide de Flux3D en vue d'estimer la différence d'amplification entre un champ uniforme et un gradient uniforme et d'obtenir une preuve de concept. Le résultat de ces simulations est présenté figure 5.25, nous observons que l'amplification est environ deux fois plus importante dans la configuration gradient uniforme. Cette différence nette obtenue sur un design intuitif constitue une preuve de concept du fonctionnement de ce concentrateur pour gradiomètre. De futurs travaux d'optimisation du design de ce concentrateur sont envisagés. L'objectif sera d'obtenir un rapport entre 'Gain gradient' et 'Gain champ uniforme' de 10.

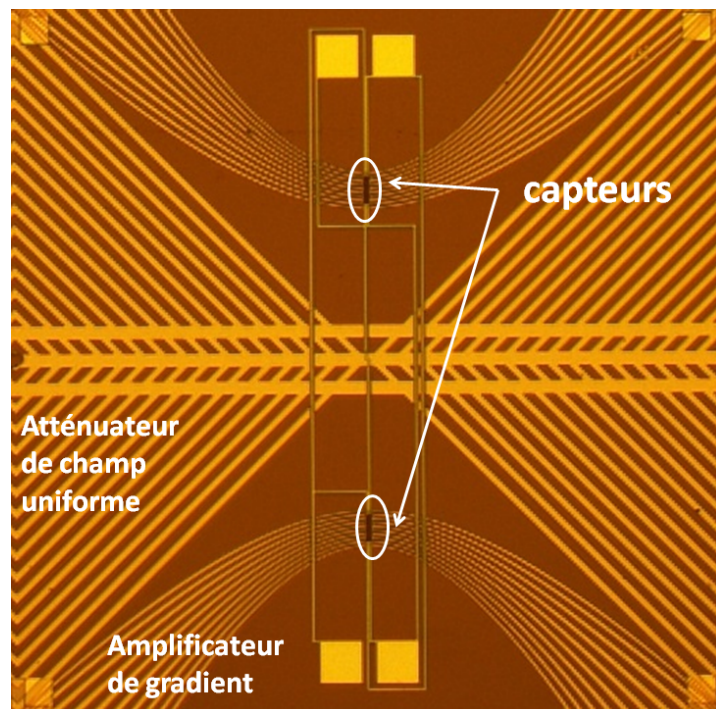


FIGURE 5.24 – Gradiomètre doté de concentrateurs de flux ($5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$). On distingue les bandes droites servant à dévier le champ uniforme et les bandes en forme d'hyperboles destinées à amplifier le gradient

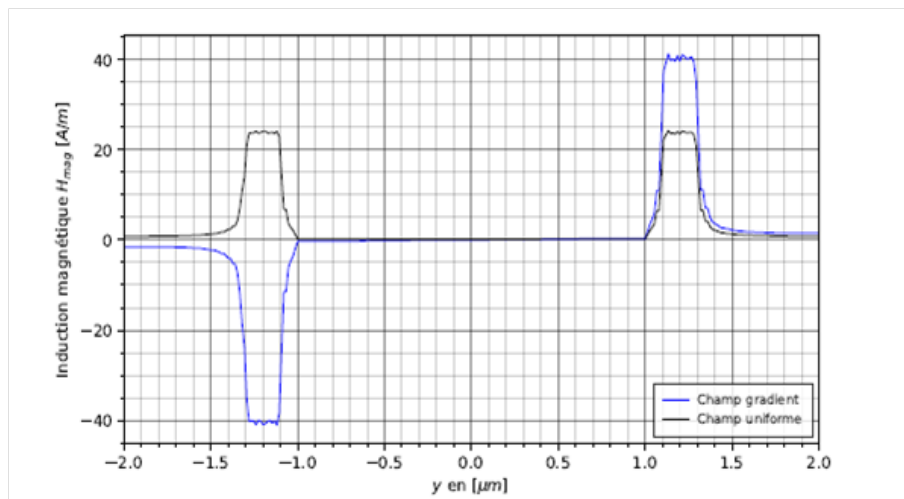


FIGURE 5.25 – Simulation 3D d'un concentrateur à bande pour gradiomètre pour deux configurations de champ : 'champ uniforme' ou 'gradient uniforme'. Nous observons que l'amplification est deux fois plus importante pour la configuration gradient uniforme

Chapitre 6

Application au spin-transfer torque (STT) et développement du spin-torque bridge

6.0 Intérêts du couple de transfert de spin et du couple du spin-Orbite pour les applications.

Les applications et dispositifs spintroniques de type mémoires magnétiques (MRAM) ou oscillateurs à transfert de spin [119] requièrent un contrôle de l'aimantation par le biais d'un champ magnétique extérieur ou d'un courant polarisé en spin. De tels courants de spin peuvent être générés par l'aimantation d'un milieu magnétique, par asymétrie de diffusion de spin dans la direction du flux des porteurs, c'est le cas du spin-transfer-torque (STT), ou par asymétrie de diffusion de spin dans la direction transverse au courant, c'est le cas de l'effet Hall de spin faisant intervenir les propriétés des métaux de transition lourds (en particulier des matériaux $5d$ comme le Ta, le Pt ou le W. D'autres mécanismes alternatifs aux effets Hall de spin faisant intervenir les états d'interface Rashba [120, 121, 122] exploitent les interactions du couplage spin-orbite de surface ou d'interface entre le mouvement orbital et le spin de l'électron par l'intermédiaire de l'effet Edelstein (IEE) (ou effet Edelstein inverse comme effet réciproque) [123]. L'ensemble de ces interactions peut conduire à la précession, rotation ou commutation d'une aimantation sous l'effet du couple magnétique : c'est le couple de spin-orbite ou spin-orbit torque anglais(SOT) dont nous décrivons plus loin les mécanismes fondamentaux. Dans le cadre de ce travail de thèse, nous nous proposons, grâce aux dispositifs AMR ultrasensibles et parfaitement calibrés en angle, d'implémenter un pont ('spin-torque-bridge') pour la mesure des deux composantes de couple de transfert de spin : la composante champ ou 'field-like torque' ainsi que la composante antidamping ou 'Slonczewski-like torque'. Après avoir implémenté le spin-torque-bridge, nous montrons l'efficacité de notre système de mesure sur des échantillons AMR à base de couche active de Pt [124] ou d'Au :W [125, 126, 127]. Ces échantillons se présentent donc sous la forme de bicouches et tricouches de type NiFe/Pt et NiFe/Pt/AuW.

Après avoir développé le cadre général et théorique du spin-torque bridge utilisant les sources SHE de la famille des métaux de transition $5d$, nous comparons les résultats aux analyses harmoniques $\omega/2\omega$ plus conventionnelles [128, 129, 130]. En particulier, à partir des résultats obtenus sur les couches épaisses de NiFe (10 nm), les couches ultrafines (2 nm) apparaissent comme un cas particulier associé à une forte anisotropie perpendiculaire de surface [131, 132, 133]. Nous analysons l'ensemble des résultats en terme d'efficacité d'absorption/dissipation des deux composantes de torque ('field-like' et 'Slonczewski-like') liée au paramètre de spin-mixing-conductance en fonction de l'épaisseur. Nous avons à cet égard développé un ensemble théorique permettant de décrire la dissipation des courants de spin dans les multicouches en tenant compte principalement du terme d'effet Hall de spin du Pt (cas du massif aux épaisseurs finies) que nous décrivons en détail en annexe du chapitre.

Pendant la rédaction de ce dernier chapitre, nous avons pris connaissance de deux publications de l'université de Singapour [134, 135] décrivant l'implémentation d'un pont de Wheatstone de géométrie assez semblable. Ces contributions décrivent l'utilisation des champs de torque pour la fonction biais des capteurs. Ce travail décrit également la linéarisation, à champ nul, des capteurs AMR, comme ceux que nous proposons d'implémenter. **Toutefois, la mise en évidence expérimentale du couple de Slonczewski (anti-damping) en régime quasi-statique, par le biais d'un pont de**

Wheatstone, constitue ici une première.

6.0.1 Application au cas des renversement d'aimantation

Nous décrivons brièvement ici les propriétés des couples de spin-orbite et leur utilisation dans les dispositifs spintroniques pour la commutation magnétique.

MRAM

Une mémoire magnétique est une vanne de spin particulière. La valeur logique de la mémoire est '1' si les aimantations sont parallèles (PA) et '0' si les aimantations sont antiparallèles (AP) entre elles. La lecture de la mémoire s'opère par mesure de magnétorésistance CPP (géométrie perpendiculaire) généralement sur des jonctions tunnel à barrière de MgO. L'écriture peut être réalisée en commutant l'aimantation de la couche douce, par injection d'un pulse de courant dans une bobine située juste au dessus de la vanne de spin (tête d'écriture). Cette solution est toutefois loin d'être optimale du point de vue de la consommation d'énergie ainsi que de l'encombrement spatial. Une solution alternative utilise les couples de transfert de spin par injection d'une forte densité de courant dans la vanne de spin. La barrière filtre le courant ce qui a pour effet de créer un fort courant de spin et de commuter l'aimantation de la couche douce pour une valeur du courant supérieure à une certaine valeur critique (courant critique).

Racetrack memories

Les mémoires racetrack (ou racetrack-memories ou domain wall memories) représentent une technologie particulière permettant de stocker plusieurs bits d'information. Elles se présentent sous la forme d'un fil ferromagnétique le long duquel se succèdent des domaines magnétiques correspondants aux bits. Les têtes d'écriture et de lecture se situent, chacune, à une extrémité du fil. Un courant électrique parcourt le fil et entraîne un déplacement des domaines de la tête d'écriture vers la tête de lecture.

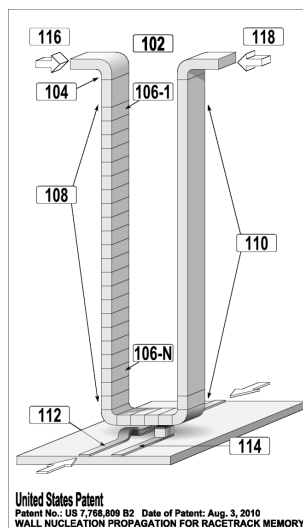


FIGURE 6.1 – Schéma de principe d'une mémoire racetrack : le fil a une forme en U tridimensionnel a pour avantage de minimiser la surface de stockage utilisée [136].

Afin d'améliorer la vitesse de déplacement des domaines magnétiques et donc la vitesse de lecture/écriture, on utilise aujourd'hui les couples de transfert de spin par des matériaux lourds. Un courant est injecté dans une couche (Pt, Ta) adjacente au fil ferromagnétique et l'effet Hall de spin génère les couples nécessaires permettant le déplacement des parois de domaines à très grandes vitesses jusqu'à une fraction de km/s [137, 128, 130, 129].

6.1 Généralités sur les courants de spin pour le couple de transfert de spin.

Les courants de spin générés dans les milieux magnétiques peuvent agir comme couples magnétiques pour la commutation magnétique des éléments mémoires ou pour le déplacement de parois magnétiques à grande vitesse [128, 129, 130, 119]. Un courant de spin pénétrant dans un matériau magnétique implique en effet des forces agissant sur l'aimantation locale par transfert de moment angulaire [138]. Le couple magnétique ou couple mécanique représente alors un simple bilan entre courant entrant et courant sortant pour les 2 composantes de spin transverses à l'aimantation. Il est important d'étudier l'efficacité du transfert de couple en tenant compte de tous les ingrédients mis en jeu aux interfaces (cas du NiFe/Pt).

6.1.1 Couple de transfert de spin de type STT.

Les premières expériences de spin-transfer torque (ou STT) ont utilisé les courants polarisés en spin en géométrie CPP dans les nanopiliers GMR [139, 140, 141, 142, 143, 144, 145, 146] pour le retournement d'aimantation. Les structures consistent ici en des tranches de type FM/espaceur/FM. Le couple généré par la couche magnétique dure (couche polarisatrice du courant) permet, selon la dynamique du système (équation de Landau-Lifchitz généralisée), d'agir sur la couche magnétique douce pour la déstabiliser voire la commuter. Les densités de courant critique nécessaires pour exercer les couples coercitifs pour le retournement magnétique ('switching') est alors de quelques $10^{11} A.m^{-2}$. Aujourd'hui cet effet de spin-transfer torque dans les piliers GMR ou dans les jonctions tunnel magnétiques (à base de MgO) est utilisé dans les nano-oscillateurs à transfert de spin pour l'émission GHz. Les effets des couples STT sont généralement inclus dans l'équation de Landau-Lifchitz généralisée pour la description de la dynamique de l'aimantation jusqu'à leur retournement (également vrai pour le SOT). Cette équation s'écrit généralement sous la forme :

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma\mu_0\vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s}\vec{M} \times \dot{\vec{M}} + \gamma\frac{\hbar P j_c}{e M_s t}\vec{m} \times (\vec{\sigma} \times \vec{M}) - \gamma\mu_0\vec{M} \times \vec{H} \quad (6.1)$$

où $\vec{m}$ est le vecteur unitaire de l'aimantation $\vec{M}$ et $\vec{\sigma}$ (sans unité) est la direction du vecteur unitaire du spin des électrons de conduction. Il apparaît ici les deux composantes des courants de spin transverses à l'aimantation : la composante Slonczewski (ou damping-like), $\gamma\frac{\hbar P j_c}{e M_s t}\vec{M} \times (\vec{\sigma} \times \vec{m})$ ainsi que la composante 'field-like', $\gamma\mu_0\vec{M} \times \vec{H}$. $\gamma = \frac{e}{m^*}$ représente le facteur gyromagnétique, α est le coefficient d'amortissement de Gilbert, t est l'épaisseur de la couche ferromagnétique, H_{eff} est le champ d'anisotropie effective dans la couche magnétique et H est le champ magnétique effectif introduit par le courant (champ d'Oe) ainsi que la composante 'field-like' du spin-torque. Cette équation sera détaillée dans la partie 6.1.4.

En général, pour une interface de type métal/métal, *e. g.* 3d-5d) comme NiFe/Pt, la composante pure de champ ('field-like') apparaît bien plus faible que la composante anti-damping. Cette observation est à mettre en relation avec une partie imaginaire de la spin-mixing conductance $G_{\uparrow,\downarrow}$ bien inférieure à sa partie réelle [147]. Au contraire, dans le cas des jonctions tunnel magnétiques (JTM), ces deux composantes se mélangent par précession [148, 149] comme montré théoriquement [150, 151, 152]. Il résulte que ces deux composantes sont du même ordre de grandeur avec une dépendance en épaisseur en $1/t$. La dissipation des courants de spin s'opérant principalement à l'interface, l'efficacité du STT ou du SOT est limitée dans la zone proche de la géométrie d'injection (STT local) sur des dimensions de l'ordre de la longueur d'absorption de spin [153, 154]. D'autre part le STT est limité par la polarisation des courants de spin, soit typiquement 10-30% pour les structures GMR.

L'intérêt de réaliser des opérations utilisant le spin-orbit-torque est donc double : celui de bénéficier du couple sur toute la surface d'injection du courant de charge (géométrie du courant de charge CIP) et celui de bénéficier d'une forte conversion charge-spin. Il existe deux classes de matériaux pouvant répondre à ce besoin : les matériaux lourds (Pt, Ta, W); ou l'utilisation du spin-orbite des états d'interface Rashba ou d'isolants topologiques [155]. Dans ce travail, nous avons utilisé le Pt. Nous décrivons plus loin les propriétés de matériaux SHE bulk ainsi que la transmission électronique aux interfaces comme décrites dans la référence [156].

6.1.2 Nature des couples SOT : 'field-like' et 'Slonczewski-like' torque vs. courants de spin.

Le STT et le SOT proviennent de l'interaction d'échange *s-d* s'écrivant $\hat{\mathcal{H}}_{sd} = -J_{sd} \vec{s} \cdot \vec{M}$ où J_{sd} est la constante d'échange $|J_{sd}\vec{M}| \simeq 0.1 \text{ eV}/\hbar$, s'établissant entre les électrons de conduction de caractère orbital *4s* et portant un spin moyen $\vec{s}$, et l'aimantation locale $\vec{M}$ de caractère orbital *3d*. Ici, $\vec{s}$ est écrit en unité de $\hbar$. De ce terme d'échange, il en résulte plusieurs conséquences :

i) Le champ magnétique effectif B ainsi que le torque $\vec{T}$ créés par les électrons de conduction sur l'aimantation vectorielle $3d$ de vecteur unitaire $\vec{m} = \frac{\vec{M}}{M_s}$ s'écrivent respectivement :

$$\begin{aligned}\vec{B} &= J_{sd} \vec{s} \\ \hat{T} &= \gamma J_{sd} \vec{s} \times \vec{M}\end{aligned}$$

ii) Inversement, le champ magnétique effectif $\vec{B}$ ainsi que le couple $\vec{T}$ agissant sur les spins de conduction $4s$ s'écrivent en réaction :

$$\begin{aligned}\vec{B} &= \frac{J_{sd}}{\gamma} \vec{M} \\ \hat{T} &= \gamma J_{sd} \vec{M} \times \vec{s}\end{aligned}$$

$\vec{T} = -\vec{T}$ traduit la conservation du moment angulaire total $4s+3d$. Ainsi dans une configuration d'aimantation non collinéaire, toute précession/décohérence du moment magnétique porté par les électrons de conduction $4s$ et transverse à l'aimantation $3d$ s'accompagnera d'un transfert de moment vers le moment magnétique $3d$, et ceci dans le cas où les processus de spin-flip demeurent négligeables. Sans termes de spin-flip, nous obtenons donc :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \frac{\partial \vec{s}}{\partial t} \quad (6.2)$$

iii) Or, nous pouvons calculer la dynamique de spin porté par les électrons de conduction selon les principes de la mécanique quantique appliqués aux fonctions d'onde électroniques de Bloch. Cette dynamique s'écrit :

$$\gamma \frac{\partial \vec{s}}{\partial t} = -\nabla \vec{j}_s + \frac{J_{sd}}{\hbar} \vec{M} \times \vec{s} - \gamma \frac{\vec{s}}{\tau_s} \quad (6.3)$$

où $\vec{j}_s$ est le courant du aux porteurs polarisés et τ_s représente le temps caractéristique de spin-flip pour la composante longitudinale que l'on peut considérer comme grand dans l'élément ferromagnétique à comparer au temps de précession/décohérence. En régime permanent $\frac{\partial \vec{s}}{\partial t} = 0$, l'intégrale volumique du torque opérant sur l'élément ferromagnétique (6.2) s'écrit quant à elle :

$$\hat{\Gamma} = \frac{\partial \int_{\Omega} \vec{M}}{\partial t} = \int_{\Omega} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = - \int_{\Omega} \nabla \vec{j}_s - \gamma \int_{\Omega} \frac{\vec{s}}{\tau_s} \quad (6.4)$$

soit :

$$\hat{\Gamma} = \frac{\partial \int_{\Omega} \vec{M}}{\partial t} = \left(\vec{I}_s(0) - \vec{I}_s(t) - \gamma \int_{\Omega} \frac{\vec{s}}{\tau_s} \right) \quad (6.5)$$

où $\hat{\Gamma}$ représente le couple magnétique produit par le courant de spin sur l'aimantation. Du bilan total, il advient que le torque est égal à la différence entre flux de spin I_s entrant dans l'élément magnétique ($\vec{I}_s(0)$) et le flux de spin sortant ($\vec{I}_s(d)$) de l'élément magnétique intégrés sur toute la surface. Le deuxième terme, négatif à droite, représente les pertes du spin-transfert par processus de spin-flip de la composante longitudinale, processus négligés dans la suite. Ces équations ne sont toutefois vraies dans l'hypothèse où l'on néglige la relaxation de spin de surface ainsi que le couplage spin-orbite de surface [60].

Nous pouvons alors décrire le couple de spin-torque selon :

$$T_{spin-torque} = a_j \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{s}) - b_j \vec{M} \times \vec{s} \quad (6.6)$$

où les paramètres a_j et b_j dépendent de la densité de courant, de l'aimantation et des matériaux.

- la composante $\hat{T}^{\perp} = \frac{b_j}{\hbar} \vec{M} \times \vec{s}$ est appelée composante 'field'
- La composante $\hat{T}^{\parallel} = \frac{a_j}{\hbar} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{s})$ est appelée composante 'antidamping'

6.1.3 Champs effectifs de torque dans le cas quasi-statique.

Afin d'observer un effet net non nul sur l'aimantation, les SOT doivent généralement posséder une asymétrie d'inversion. Garelli et al. [128] ont proposé un modèle pour exprimer $\delta\vec{s}$ dans un système asymétrique invariant par rotation autour de l'axe $\hat{z}$, normal au plan des couches. Ce modèle ajoute aux composantes $\delta\vec{s}^\perp \approx \hat{y}$ et $\delta\vec{s}^\parallel \approx \hat{y} \times \hat{s}$ les termes dus à l'accumulation de spin dépendante de l'aimantation. Une expression plus complète de la forme angulaire de $\hat{T}^\perp$ et $\hat{T}^\parallel$ est alors donnée par :

$$\begin{aligned}\hat{T}^\perp &= (\hat{y} \times \hat{s})[\hat{T}_0^\perp + \hat{T}_2^\perp(\hat{z} \times \hat{s})^2 + \hat{T}_4^\perp(\hat{z} \times \hat{s})^4] + \hat{s} \times (\hat{z} \times \hat{s})(\hat{s} \cdot \hat{x})[\hat{T}_2^\perp + \hat{T}_4^\perp(\hat{z} \times \hat{s})^2] \\ \hat{T}^\parallel &= \hat{s} \times (\hat{y} \times \hat{s})\hat{T}_0^\parallel + (\hat{z} \times \hat{s})(\hat{s} \cdot \hat{x})[\hat{T}_2^\parallel + \hat{T}_4^\parallel(\hat{z} \times \hat{s})^2]\end{aligned}$$

Ces torques agissant sur $\vec{m}$ sont respectivement impair et pair par rapport à la symétrie d'inversion. Dans le cas où les composantes d'ordre 2 et 4 en angle sont nulles, nous retrouvons bien les expressions respectives des torques 'field' et 'Slonczewski' selon $\hat{T}^\perp = b_j \vec{M} \times \vec{s}$ et $\hat{T}^\parallel = a_j \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{s})$. Afin de comparer théorie et expériences, nous préférons définir la notion de *champs de torque effectifs* correspondant aux champs magnétiques statiques qui entraîneraient la même déviation d'aimantation que celle produite par les couples. A cet effet, nous écrivons donc $\vec{s} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$ afin d'exprimer les champs équivalents comme :

$$\begin{aligned}\vec{B}^\perp &= -\cos \theta \sin \phi (\hat{T}_0^\perp + \hat{T}_2^\perp \sin^2 \theta + \hat{T}_4^\perp \sin^4 \theta) \vec{e}_\theta - \cos \phi \hat{T}_0^\perp \vec{e}_\phi \\ \vec{B}^\parallel &= -\cos \phi (\hat{T}_0^\parallel + \hat{T}_2^\parallel \sin^2 \theta + \hat{T}_4^\parallel \sin^4 \theta) \vec{e}_\theta - \cos \theta \sin \phi \hat{T}_0^\parallel \vec{e}_\phi\end{aligned}$$

Cette approche par champ magnétique effectif à deux composantes est valide dans le cas quasi-statique pour lequel le temps de relaxation du système est particulièrement long devant la dynamique/relaxation d'aimantation.

6.1.4 Dynamique du transfert de spin.

La magnétostatique est la science qui décrit le système magnétique à l'équilibre ou dans un état de pseudo-équilibre stable. La dynamique de l'aimantation locale est quant à elle décrite par l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert comme décrite plus haut, selon :

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma \mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \dot{\vec{M}} \quad (6.7)$$

où H_{eff} est le champ effectif d'anisotropie, γ est le coefficient gyromagnétique et α est le facteur d'amortissement ou 'damping'. Quand on ajoute les termes liés aux effets du couple magnétique, l'équation devient [145, 157, 158, 159] :

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma \mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \dot{\vec{M}} + \gamma \frac{\hbar P j_c}{e M_s t} \vec{M} \times (\vec{\sigma} \times \vec{m}) - \gamma \mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{FL} \quad (6.8)$$

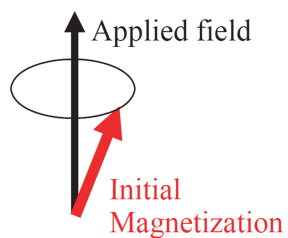
où H_{FL} est le champ équivalent du couple 'field'.

Le spin-orbit torque peut s'additionner à l'amortissement ou s'y opposer : on parle alors de force ou de "couple d'antidamping". La figure 6.3d présente quelques simulations de dynamique d'aimantation fournies dans l'ouvrage [160]. Nous observons qu'un courant de spin ne peut commuter l'aimantation que s'il est suffisamment fort, c'est à dire supérieur à un courant critique donné. Cela implique que le spin-transfer torque introduit un comportement hystérétique sur l'aimantation.

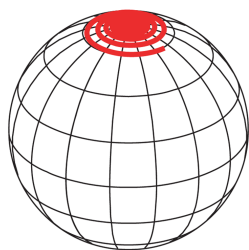
La figure 6.4b représente des simulations que nous avons effectuées et correspondant à la géométrie/configuration géométrique de nos capteurs : le courant de spin fait un angle de 45° avec l'axe de facile aimantation. L'anisotropie de forme tend à ramener l'aimantation dans le plan des couches et il existe un axe facile dans ce plan de 30 G. La figure de droite représente le retournement d'aimantation selon l'axe facile. Sur la figure de gauche, nous avons fait varier l'amplitude du courant de spin injecté afin d'observer la commutation magnétique : A cet effet, nous avons effectué deux balayages en champ successifs, un balayage croissant de $-10^{11} A/m^2$ à $10^{11} A/m^2$ et un autre balayage décroissant de $10^{11} A/m^2$ à $-10^{11} A/m^2$. Nous observons bien l'hystérésis magnétique correspondant à 2 commutations magnétiques successives.

6.2 Effet Hall de spin

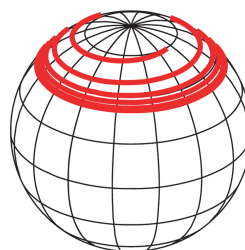
Nous donnons ici quelques propriétés générales de l'effet Hall de spin des métaux de transition 5d (Pt, Au, Au:W) ou alliages (Au:W) particulièrement étudiés à l'UM ϕ ainsi que dans la littérature internationale dédiée.



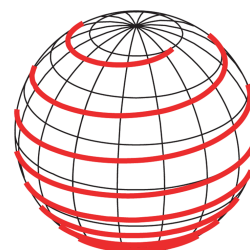
(a) configuration



(b) mouvement amorti à faible courant

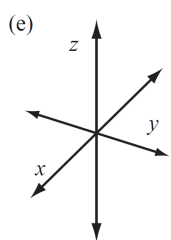


(c) précession stable à fort courant

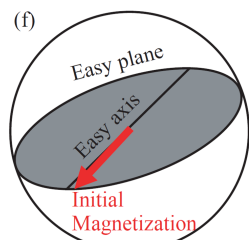


(d) retournement d'aimantation à fort courant

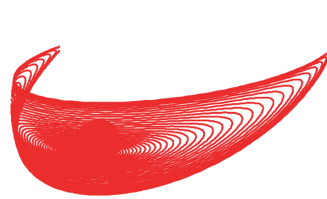
FIGURE 6.2 – Exemple de dynamique d'aimantation sur un élément magnétique dépourvu de toute anisotropie magnétique [160].



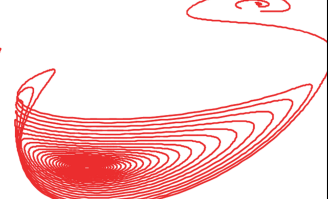
(a) configuration



(b) configuration

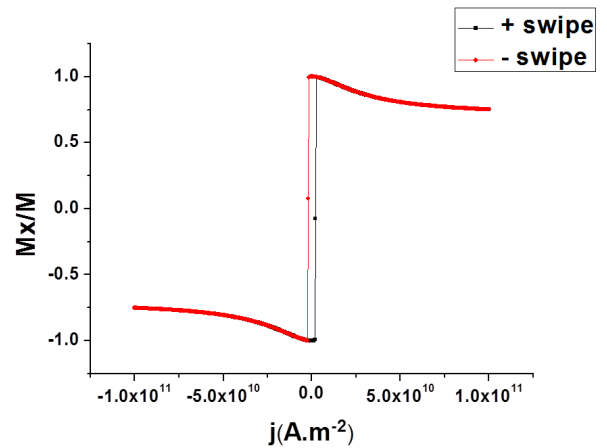
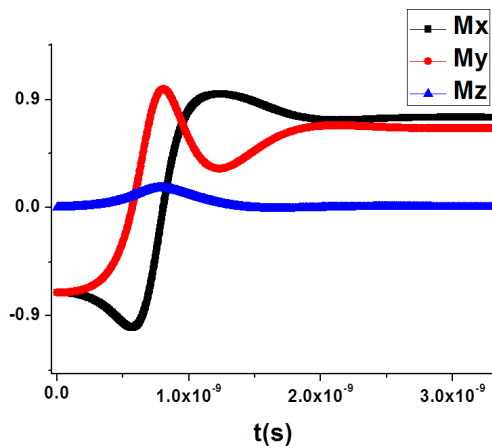


(c) précession stable à fort courant



(d) retournement d'aimantation à fort courant

FIGURE 6.3 – Exemple de dynamique d'aimantation sur un élément magnétique possédant une anisotropie magnétique planaire [145].



(a) dynamique de l'aimantation lors d'une injection de courant de spin (b) aimantation finale en fonction du courant de spin injecté

FIGURE 6.4 – Dynamique d'aimantation dans le cas d'une anisotropie planaire. Le champ d'anisotropie dans le plan est de 3 mT avec l'axe facile faisant un angle de 45° avec la direction du courant. L'épaisseur de la couche de NiFe est de 10 nm, la densité de courant maximal : 10^{11} A/m^2 . La structure est Pt/NiFe : angle de spin Hall : 15% et l'aimantation à saturation : 850 emu.cm^{-3} soit $6.8 \times 10^4 \text{ A/m}$.

6.2.1 Symétries de l'effet Hall de spin

L'effet Hall de spin traduit, dans un matériau massif, la génération d'un courant de spin transverse au courant de charge par les interactions de spin-orbite. L'effet inverse est nommé effet Hall de spin inverse. Il est principalement dû à deux mécanismes principaux : l'effet Hall de spin intrinsèque et l'effet Hall de spin extrinsèque.

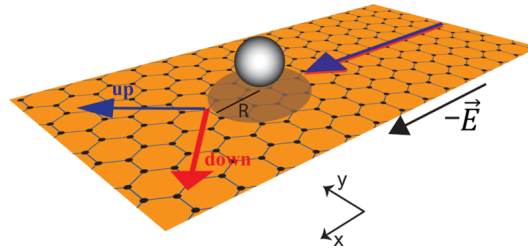


FIGURE 6.5 – Schéma illustrant les effets Hall de spin. On observe une déflexion latérale du flux de charge dépendante du spin : un courant de spin incident diffusant sur un centre spin-orbite se caractérise par des probabilités de diffusion latérales différentes selon la direction du spin ($\uparrow$ ou $\downarrow$). C'est le processus de 'skew-scattering'.

Ces interactions ont pour conséquence l'apparition de courants de spin dans un plan contenant les vecteurs d'onde diffusant et diffusé. La polarisation du courant de spin produit est quant à elle normale au plan ainsi défini. Dans une couche mince parcourue par un courant, nous pouvons donc observer un courant de spin dont le flux est orienté selon la normale au plan et avec une polarisation en spin dans le plan des couches. Inversement un courant de spin injecté dans un matériau SHE donnera lieu à l'apparition d'un courant de charge transverse : c'est l'effet Hall de spin inverse.

Le rapport entre le flux de spin transverse et le courant de charge longitudinale est appelé angle Hall de spin. L'angle Hall de spin varie selon les matériaux et peut être positif (Pt) ou négatif (Ta, W) ce qui correspond, pour la conduction électronique, à des déflexions respectivement à droite (gauche) ou à gauche (droite) des spins majoritaires (minoritaires) selon notre convention.

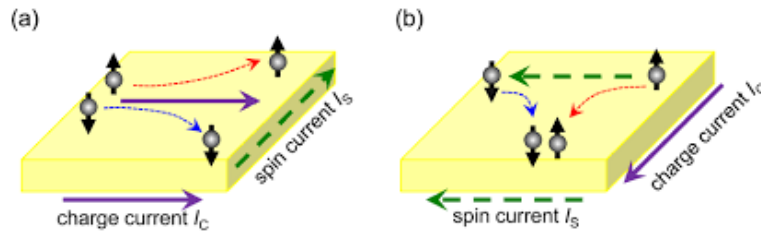


FIGURE 6.6 – Schemas de principe de l'effet Hall de spin et l'effet Hall de spin inverse a) Effet Hall de spin et b) effet Hall de spin inverse. Dans le cas de l'effet Hall de spin inverse, un courant de spin conduit à l'existence d'un courant de charge transverse.

6.2.2 Effet Hall de spin intrinsèque.

L'effet Hall de spin intrinsèque apparaît dans la matrice de l'élément lourd à fort caractère spin-orbite, entre deux collisions électroniques successives, par action de l'Hamiltonien de spin-orbite de bande. Cet effet traduit l'action de la mécanique quantique sur les propriétés de transport électronique lorsque l'on considère les termes de spin-orbite. Le formalisme de Kubo-Streda peut être utilisé pour comprendre ces phénomènes [161] ainsi que le formalisme des phases de Berry. D'autre part, Guo [162] et Tanaka [163] modélisèrent les propriétés de SHE intrinsèque du Pt par approche de liaisons fortes appliquées aux bandes 3d. Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer à la revue récente de Sinova et al. [164].

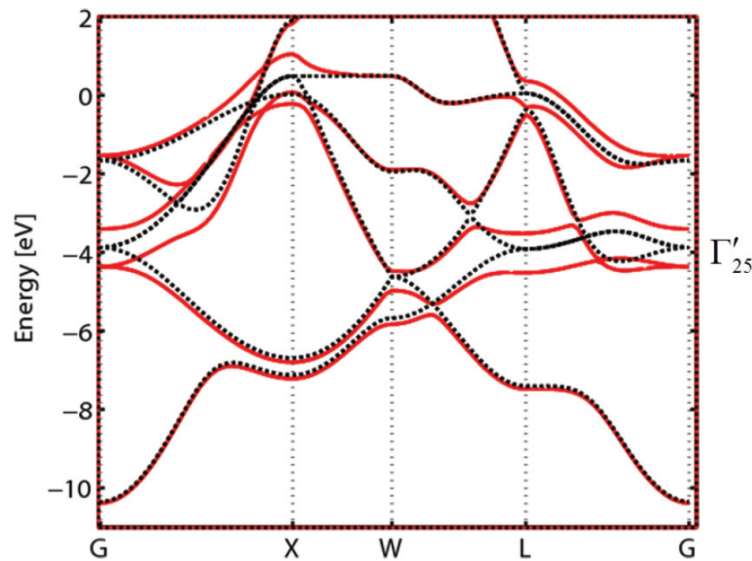


FIGURE 6.7 – Bandes électroniques dans le platine avec (pointillé) et sans (trait plein) couplage spin-orbite [122]. La région proche de la vallée L est splittée en spin-orbite ce qui conduit à l'effet Hall de spin intrinsèque.

La conclusion va dans le sens d'une forte conductivité intrinsèque σ_{SHE} de spin au niveau de Fermi par croisement de bandes en vallée X et L correspondant à des points de dégénérescence particuliers. Notons que Tanaka [163] calcule les propriétés d'effet Hall de spin du Pt en tenant compte d'un possible désordre supplémentaire. En général, contrairement à l'effet extrinsèque, l'effet Hall de spin intrinsèque, est paramétré par la conductivité de spin intrinsèque transverse (hors-diagonale). L'angle de Hall effectif est alors égal à $\theta_{SHE} = \sigma_{SHE} \cdot \rho_{xx}$ où ρ_{xx} est la résistivité longitudinale du matériau qui dépend du degré de désordre ainsi que de la température [165, 156].

6.2.3 Effet Hall de spin extrinsèque des alliages de métaux de transition 3d-5d.

Contrairement à l'effet Hall de spin intrinsèque, l'effet Hall de spin extrinsèque d'alliage de métaux de transition (Au:W) se produit pendant le processus de collision sur des impuretés par mécanisme de skew-scattering ou de side-jump. Dans le premier cas (skew scattering), la probabilité de diffusion électronique dépend du spin de l'électron lorsque celui-ci est soumis à un potentiel supplémentaire de spin-orbite. Une telle asymétrie dans la probabilité de diffusion est maximale pour des directions orthogonales à la direction du courant de charge donnant lieu à un courant de spin transverse. Les intégrales de diffusion faisant intervenir les ondes et phases partielles sont décrites dans les références adéquates [166]. Les mécanismes de SHE extrinsèque appliqués au cas du CuBi sont donnés dans les références [167, 168]. Les mécanismes de skew scattering dans le SHE se traduisent par un angle de Hall constant. Les mécanismes de side-jump dans les processus du SHE extrinsèques dépendent également des phases de diffusion des ondes partielles, et correspondent à un saut de l'électron après diffusion dans la direction transverse à son vecteur d'onde initial. La résistivité de Hall effective s'écrit alors de manière générale comme :

$$\rho_{xy} = \theta_{SHE} \rho_{xx} + \left[\sigma_{SHE}^{sj} + \sigma_{SHE}^{int.} \right] \rho_{xx}^2 \quad (6.9)$$

où $\sigma_{SHE}^{int.}$ et σ_{SHE}^{sj} représentent respectivement la conductivité de Hall intrinsèque et de type side-jump [169].

L'unité mixte de physique CNRS-Thales possède une expertise particulière sur l'effet Hall de spin intrinsèque du Pt dans les bicouches Co/Pt et NiFe/Pt. Cette expertise s'est manifestée par la démonstration de effets de perte de mémoire de spin ou 'spin-memory-loss' (SML) dans les expériences de spin-pumping FMR-ISHE au niveau de ces interfaces. Le SML, pouvant s'interpréter comme une perte moyenne de la composante de spin longitudinale incidente du Pt vers le Co par précession autour des champs de spin-orbite locaux aux interfaces [170, 171]. Dans ce cadre, les expériences de spin-pumping FMR-ISHE ont montré une perte d'information de spin entre 50 et 60%. D'autre part, ces mêmes expériences de mesure de courant de ISHE ont permis de mettre en évidence deux longueurs d'échelle différentes, à savoir une longueur de diffusion de spin (SDL) d'environ 3.4 nm dans le volume du Pt ainsi qu'une longueur de perte de mémoire de spin inférieure à 2 nm à l'interface (longueur caractéristique de SML). Dans des modèles très récents, la perte de mémoire de spin peut être attribuée à l'évanescence des états Rashba d'interface.

D'autre part le laboratoire a également acquis une expertise en matière d'effet Hall de spin extrinsèque sur les alliages de type Au:W. Ce type d'alliage AuW dont la concentration de W varie typiquement de 1% à 25% est réalisé par pulvérisation cathodique sur cible d'alliages. La résistivité longitudinale de ce matériau varie à peu près linéairement avec la concentration de W sur une échelle de valeur variant de $10 \mu\Omega.cm$ (Au pur) à $180 \mu\Omega.cm$ (25% de W). La particularité et la versatilité de cet alliage est que l'angle Hall de spin varie grandement avec le taux d'impuretés de W d'environ $\theta_{SHE} = 15\%$ à $\theta_{SHE} = -5\%$ pour $\rho_{xx} = 180 \mu\Omega.cm$ [125, 126]. Cette particularité s'explique par un cross-over de SHE de la matrice d'Au dans l'Au:W au side-jump d'impureté de W donnant un angle de spin Hall négatif [127].

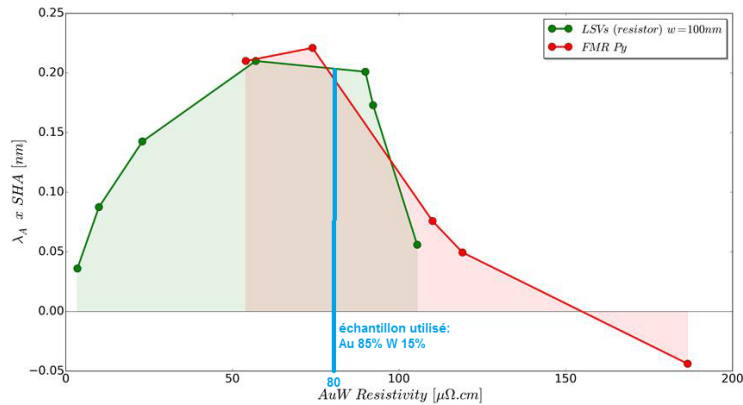
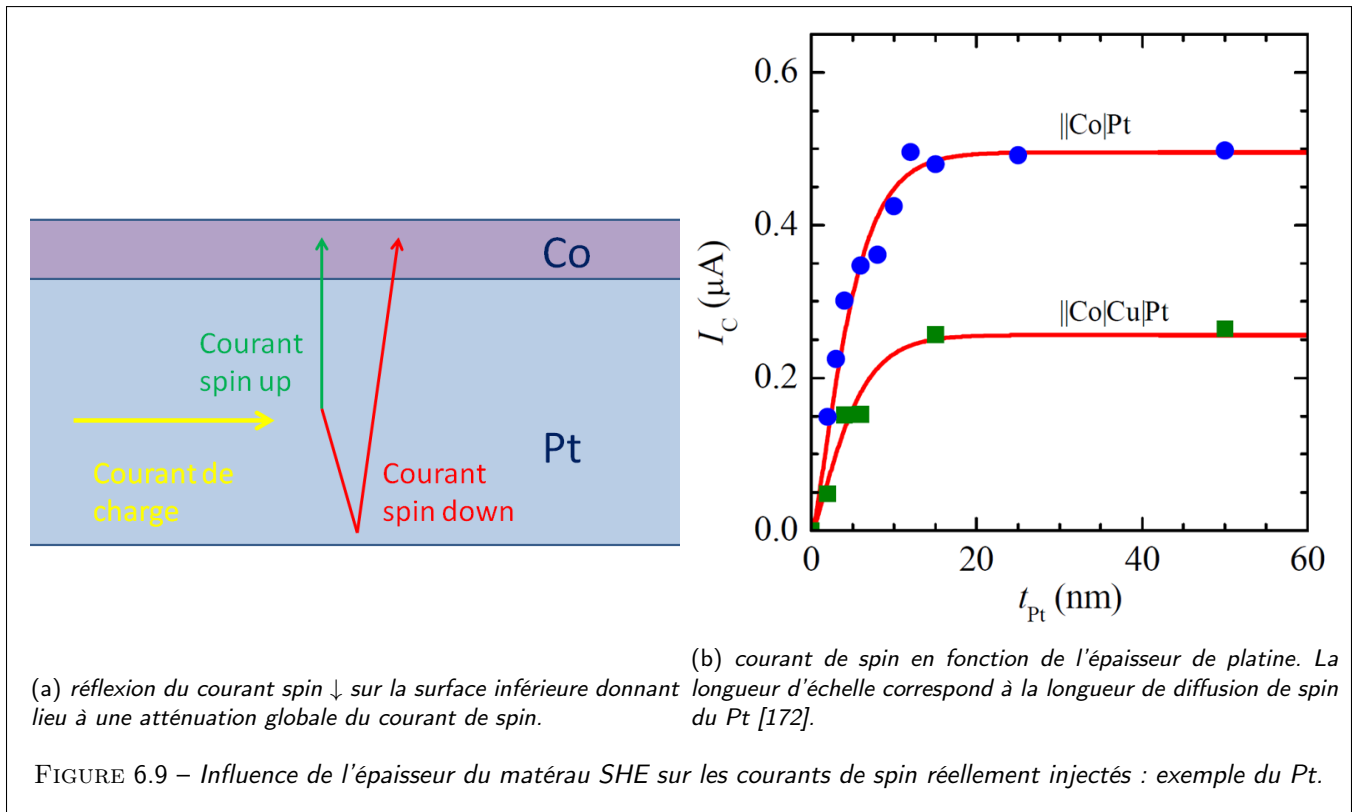


FIGURE 6.8 – Variation de l'angle de SHE des alliages AuW en fonction de la résistivité mesuré sur de structures de type vanne de spin latérale (LSV) (rouge) et par FMR (vert) [126]. L'axe en ordonnée représente le produit de l'angle Hall de spin par la longueur de diffusion de spin.

La figure 6.8 montre la variation de l'angle de spin de l'alliage Au:W en fonction de la concentration du W donnée ici par la résistivité du matériau. L'échelle des concentrations en W couvre typiquement de 0 à 25% de W. Nous observons une inversion du signe de l'angle de spin autour d'une valeur de résistivité proche de 130-150 $\mu\Omega\text{ cm}$. On utilise également cette abaque pour identifier la composition donnant un angle de spin maximal. C'est la composition à 80 $\mu\Omega\text{ cm}$ donnant lieu à un angle de spin supérieur à 15% et de même signe que celui du Pt que nous utiliserons dans la suite de ce travail de thèse afin d'optimiser les courants de spin et couples de spin-torque dans nos structures.

6.2.4 Optimisation des structures

Dans une couche mince SOT, la réflexion du courant de spin sur l'interface inférieure a généralement pour effet d'atténuer le courant de spin injecté dans la couche supérieure comme montré récemment par l'université de Singapour [172] (voir figure 6.9a).



L'effet sera d'autant plus important si l'épaisseur de la couche du matériau SOT est faible par rapport à la longueur de diffusion de spin dans ce matériau. Pour le platine cette longueur est d'environ 3.5 nm. Cette observation explique que le spin-torque effectif ressenti par la couche ferromagnétique est plus faible si l'épaisseur du Pt demeure inférieure à une dizaine de nanomètres (voir figure 6.9b). Une autre solution envisagée est de déposer sous le platine une couche destinée à absorber le courant de spin minoritaire en évitant ainsi toute réflexion néfaste. Dans nos échantillons, nous avons utilisé de l'Au:W qui, en plus de l'absorption, amplifie le courant de spin étant lui-même un matériau SOT. Ces effets sont l'objet de l'étude décrite plus loin au niveau du développement du pont à spin-torque.

6.2.5 Spin-Hall magnetoresistance (SMR) sur des multicouches [Co,Ni]/Pt à faible AMR.

Une autre propriété extraordinaire de l'effet Hall de spin est sa faculté à pouvoir moduler la résistance longitudinale ρ_{xx} d'une bicouche FM/SOC (avec un ordre de grandeur de 0.1% ou inférieur) par réflexion différentielle dépendante du spin. Cet effet particulier du deuxième ordre selon l'angle de spin-Hall (θ_{SHE}^2) est le phénomène de spin-Hall magnétorésistance ou SMR [173, 174, 175]. Cet effet de SMR indépendant du courant est faible, de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-5} , mais toutefois mesurable. Cet effet a pu être mis en évidence dans les bicouches YIG/Pt [173], avant d'être observé dans les bicouches métalliques Co/Pt, ou NiFe/Pt [176] ou plus récemment CoCr/Pt [177]. La SMR se manifeste par une différence de

résistance entre une aimantation hors plan et une aimantation appliquée selon à la direction des spins injectés par SHE. L'absorption du courant de spin transverse dépend de l'orientation des spins SHE vis à vis de la direction de l'aimantation. La géométrie la plus évidente est de mesurer ρ_{xx} en fonction de la direction d'aimantation dans le plan (zx) c'est à dire en maintenant l'aimantation perpendiculaire au courant. L'autre configuration de mesure SMR est la configuration in-plane ou configuration AMR ou l'aimantation pivote dans le plan (xy). Toutefois cette configuration apparaît moins intéressante dans le sens où le signal SMR se confond avec le signal AMR.

Il apparaît important de quantifier la SMR du Pt sur la réponse angulaire du pont à spin-torque et de montrer que ces effets sont un ordre de grandeur inférieur au moins aux effets de couple recherchés. Nous avons choisi de mener l'étude sur des multicouches [Co/Ni] déposées sur Pt (6 nm) à faible AMR (AMR de [Co,Ni]<0.3%).

Les études se sont donc portées sur des multicouches $[Ni(0.6)/Co(0.2)]_N$ où N est le nombre de multicouches élaborés sur une couche mince Pt de 6 nm pour l'obtention d'une anisotropie magnétique perpendiculaire (PMA) [178]. Ces multicouches sont connues pour donner de faibles effets d'AMR de l'ordre de 0.1% bien inférieur à l'AMR du permalloy en couche épaisse (4.5%) et en couche fine (1-1.5%). Ces multicouches demeurent cependant le système idéal pour les mesures de SMR dont la contribution représente 10^{-3} , 10^{-5} . Les mesures de SMR sont représentées sur la figure 6.10 pour un nombre de multicouches N variant de 3 à 7.

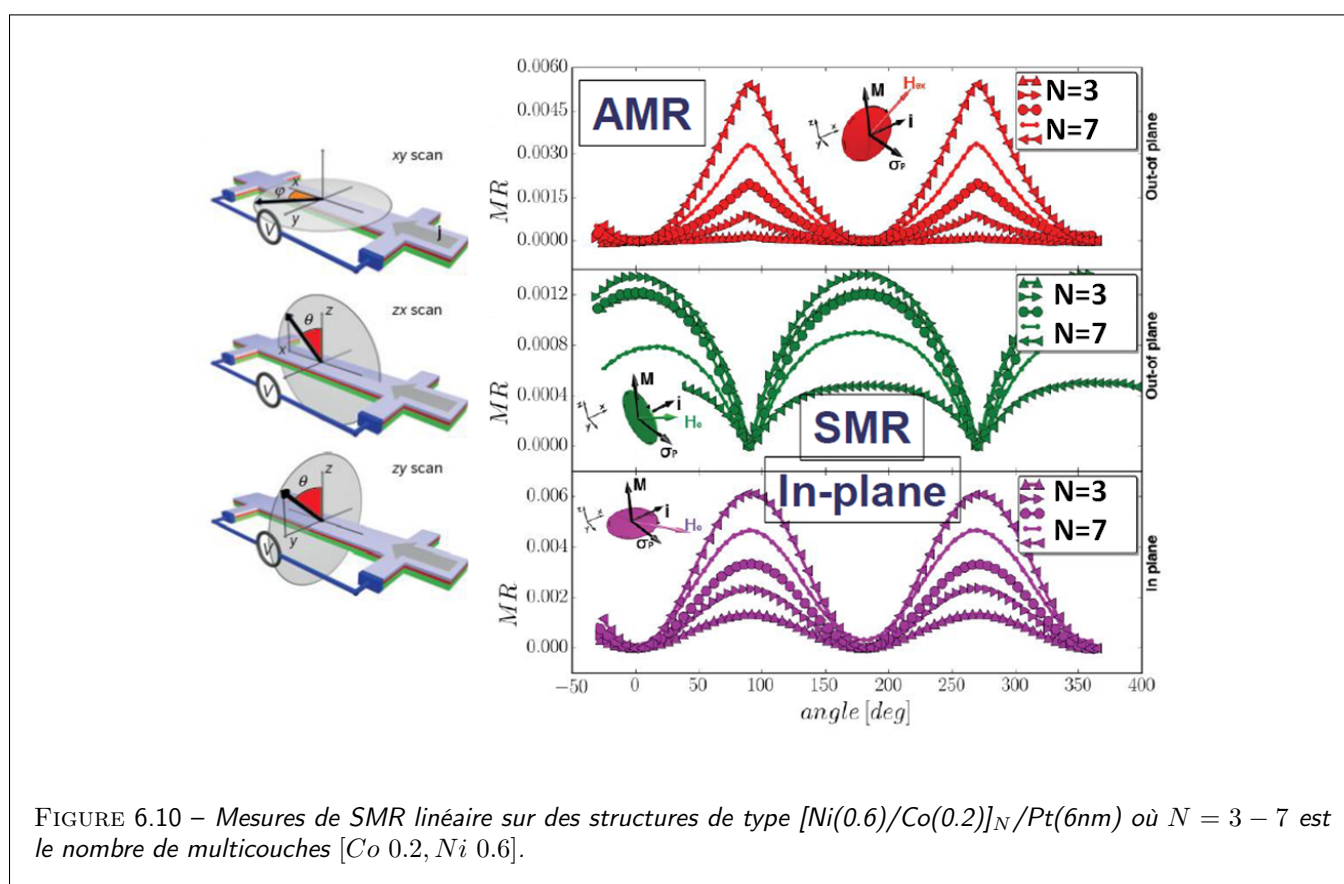


FIGURE 6.10 – Mesures de SMR linéaire sur des structures de type $[Ni(0.6)/Co(0.2)]_N/Pt(6nm)$ où $N = 3 - 7$ est le nombre de multicouches $[Co\ 0.2, Ni\ 0.6]$.

Nous observons un signal de SMR significatif pour la géométrie transverse de l'ordre de 0.1% maximal pour $N=3,4$ correspondant à un courant de shunt minimal dans les couches de Co/Ni. Le signal de SMR diminue pour $N=5,6,7$ correspondant à un shunt de courant significatif dans les couches magnétiques. L'ensemble des mesures obtenues selon les trois configurations de rotation d'aimantation a permis de discriminer chaque contribution au signal (AMR, SMR) sans pouvoir toutefois totalement négliger la contribution d'AMR d'interface anisotrope (AIMR) comme souligné par Kobs et al. [179]. Cette contribution d'AIMR d'interface trop souvent négligée représente une différence de signaux d'AMR correspondant à une anisotropie d'orbitale 3d entre celles pointant respectivement hors du plan et dans le plan des couches. L'AIMR possède en outre les mêmes symétries que la SMR et les mêmes variations en épaisseur. En l'occurrence, l'AIMR

ne peut donc pas être strictement éliminée comme étant celle à l'origine des effets observés.

A l'aide de notre formulation analytique décrite en annexe, la SMR peut s'écrire comme la différence de résistance vis à vis de la résistance mesurée aux épaisseurs infinies soit :

$$\frac{\Delta G_{SMR}^\perp}{G^\infty} = -\frac{\theta_{SHE}^2}{\delta_{SOC}} \tanh^2 \left(\frac{\delta_{SOC}}{2} \right) \frac{g^{\uparrow\downarrow} r_{SOC}}{1 + g^{\uparrow\downarrow} r_{SOC}^*} \quad s \perp m \quad (6.10)$$

pour un courant de spin perpendiculaire à l'aimantation du ferromagnétique et

$$\frac{\Delta G_{SMR}^\parallel}{G^\infty} = -\frac{\theta_{SHE}^2}{\delta_{soc}} \tanh^2 \left(\frac{\delta_{SOC}}{2} \right) \frac{r_{SOC} [r_{sI} \cosh(\delta) + r_F^* \sinh(\delta)]}{r_{sI} [r_F^* + r_{SOC}^*] \cosh(\delta) + [r_{sI}^2 + r_F^* r_{SOC}^*] \sinh(\delta)} \quad s \parallel m \quad (6.11)$$

pour une configuration parallèle.

Ici, δ_{SOC} est défini comme le rapport entre l'épaisseur du SOC t_{soc} et la longueur de diffusion de spin du SOC λ_{soc} avec $\delta_{soc} = 1.8$ dans le cas d'une couche de 6 nm de Pt. $r_{SOC} = 0.6 f\Omega m^2$, $r_F \approx 6.7 f\Omega m^2$ et $r_{sI} = 0.9 f\Omega m^2$ représentent respectivement la résistance de spin dans le matériau massif SOC, la résistance de spin dans le matériau massif ferromagnétique et la résistance de spin à l'interface. $r_{SOC}^* = r_{SOC} \times \coth(\delta_{soc})$, $r_F^* \times \coth(t_F/l_{sf}^F)$ représentent les résistances de spin dans les matériaux en couche mince. Il en résulte une différence de résistance selon les deux configurations magnétiques donnée par :

$$\frac{\Delta G_{SMR}^\perp - \Delta G_{SMR}^\parallel}{G^\infty}$$

de l'ordre de $\theta_{SHE}^2 \delta_{SOC}/4$, c'est à dire de l'ordre de 0.1% ou inférieur. Les mesures de SMR contribuent à la connaissance des mécanismes physique intervenant dans les matériaux composites de type SOC/FM. Très récemment, il est apparu qu'une magnétorésistance unidirectionnelle de type SMR (U-SMR or L-SMR) pouvait apparaître dans les dépendances angulaires de la résistance elle-même [180, 176, 177]. Cette magnétorésistance qui se manifeste par une résistance différente selon le signe du courant lorsque l'aimantation est transverse à la direction du flux du courant. Cet effet, mis en évidence sur des structures incluant une couche de Pt ou de Ta, est de l'ordre de $10^{-4} - 10^{-5}$ dans le cas des métaux et apparaît donc 2 ordres de grandeurs plus faible que l'AMR. Cete effet ne pourra pas être à l'origine des effets observés sur les ponts à 'spin-torque'.

6.3 Mesures des couples de transfert de spin par pont de Wheatstone : Théorie du 'spin-torque bridge'.

6.3.0 Du capteur AMR au pont à spin-torque.

La réalisation de capteurs de champ magnétique ultrasensibles, à forte détectivité et utilisant un pont de Wheatstone AMR permet dorénavant d'envisager l'utilisation de tels dispositifs pour une mesure directe des couples de transfert de spin (spin-orbit-torque) décrits précédemment. L'idée est d'utiliser un schéma ainsi qu'une circuiterie de pont particulier pour la mise en évidence du déséquilibre du pont, en régime quasi-statique, par action des couples de transfert de spin agissant différemment sur les deux bras opposés du pont. Il en sera donné une architecture plus précise plus loin permettant la mise en évidence respective :

- du couple 'field-like' agissant principalement comme un champ magnétique effectif quasi-statique parallèlement à la direction sensible du pont
- du couple de 'Slonczewski' agissant comme un cross-axe selon la direction d'anisotropie (ou direction de forme) des barrettes (voir partie 2.7.1)

Nous calculons ici l'ordre de grandeur des champs effectifs de torque à mesurer pour une densité de courant effective maximale de $j = 5.10^{11} A.m^{-2}$ dans la couche de Pt. Ceci correspond à un courant maximum de 60 mA circulant dans un barreau NiFe(10)/Pt(6) d'environ 10 μm de large comme étudié ici. Dans le modèle de dynamique Landau-Lifchitz-Gilbert LLG généralisé, nous obtenons :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \mu_0 \vec{H}_{tot.} \times \vec{M} + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} + \gamma \frac{P j_c \hbar}{e M_S t} \vec{M} \times (\vec{s} \times \vec{m}) \quad (6.12)$$

où $\vec{H}_{mag.}$ est le champ magnétique agissant sur l'aimantation, somme du champ magnétique extérieur, du champ magnétique d'anisotropie de forme, du champ magnétique de spin-torque de type 'field-like' et du champ magnétique d'Oersted. Le dernier terme décrit le couple de Slonczewski. Dans un modèle de champ effectif des couples de spin-torque, en régime quasi-statique comme il est nécessaire d'adopter dans le cas présent, nous pouvons écrire :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma\mu_0(\vec{H}_{mag.} + \vec{H}_S + \vec{H}_F) \times \vec{M} \quad (6.13)$$

avec

$$\vec{H}_S = \frac{Pj_c\hbar}{\mu_0eM_S t} \vec{m} \times (\vec{s} \times \vec{m}) \quad (6.14)$$

représentant le champ effectif de Slonczewski du couple de spin-torque correspondant. Nous pouvons calculer les champs effectifs de couple de transfert de spin agissant à l'interface NiFe/Pt en faisant intervenir la 'spin-mixing' conductance (ou conductance de spin à l'interface), $G_{\uparrow\downarrow} = G_{\uparrow\downarrow}^R + iG_{\uparrow\downarrow}^I$ séparée en sa partie réelle $G_{\uparrow\downarrow}^R$ (partie Slonczewski) et sa partie imaginaire $G_{\uparrow\downarrow}^I$ (partie 'field-like') [147, 181] avec en général ($G_{\uparrow\downarrow}^I \ll G_{\uparrow\downarrow}^R$) pour un interface métallique. Il en résulte que :

$$|H_S| = \frac{PhG_{\uparrow\downarrow}^R \frac{\Delta\mu}{e}}{\mu_0eM_S t} \quad (6.15)$$

Nous obtenons un ordre de grandeur de 3 mT pour le champ effectif de Slonczewski en ne considérant aucune perte de spin ou spin-memory loss (SML). Le champ de 'field-like' possède un ordre de grandeur plus petit donné par :

$$|H_F| = |H_S| \frac{|G_{\uparrow\downarrow}^I|}{G_{\uparrow\downarrow}^R} \quad (6.16)$$

soit environ une fraction de 1 mT dans notre système.

Le champ d'Oersted induit par le courant de charge dans la bicouche est en moyenne non-nul dans la couche de NiFe en raison de l'asymétrie de la bicouche NiFe/Pt : le courant circule principalement dans le Pt. Le champ d'Oersted possède un ordre de grandeur donné grossièrement par

$$|B_G| \simeq \frac{t}{2} \mu_0 j \quad (6.17)$$

de l'ordre de 2.5 mT pour une densité de courant $j = 5.10^{11} A.m^{-2}$.

6.3.1 Présentation du pont à spin-torque.

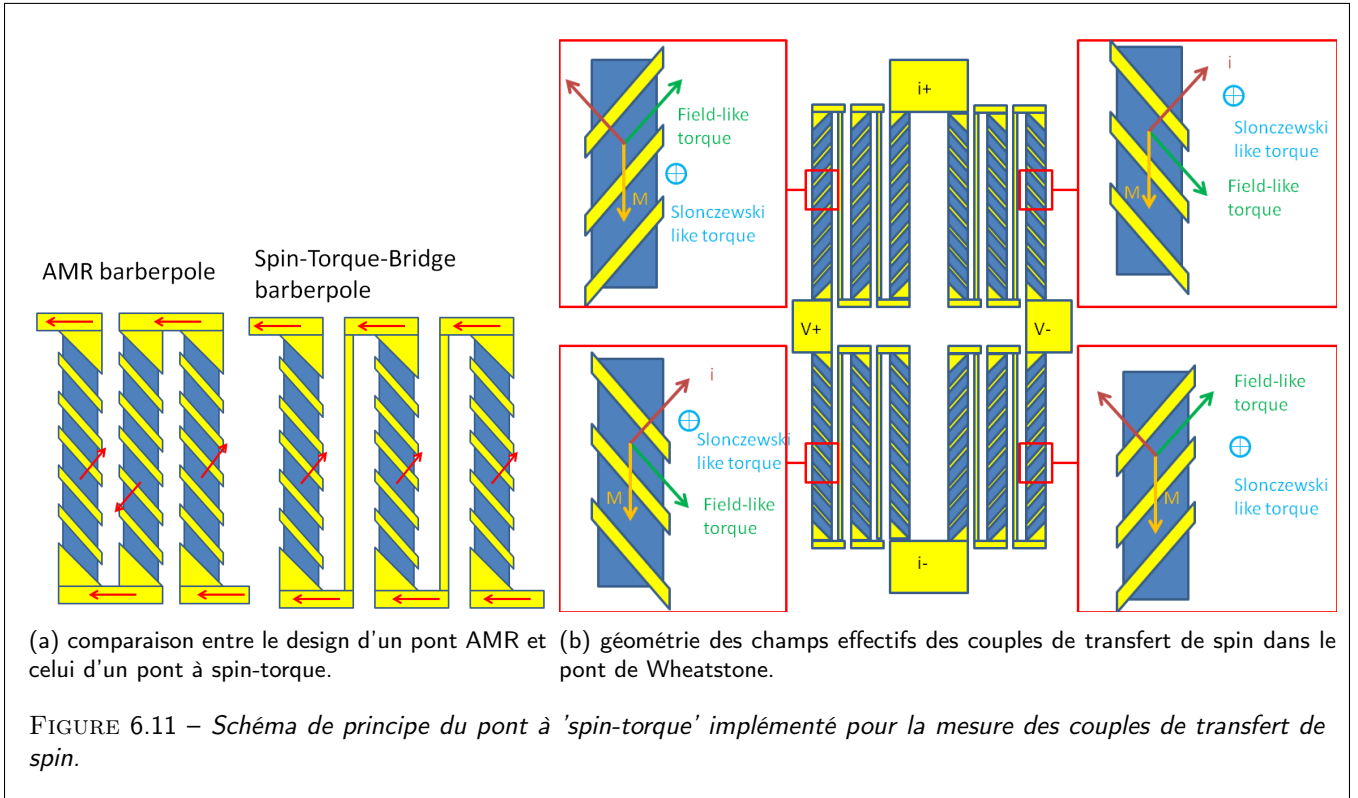
Le design du 'pont à spin-torque' est dérivé de celui d'un magnétomètre AMR à barberpole avec cependant des modifications dans le schéma des connexions des barrettes (résistances) afin de permettre une circulation du courant identique dans les barreaux (voir figure 6.11).

Les couples de transfert de spin sont générés ici par l'effet Hall de spin via les couches supérieures du Pt et de l'Au :W. Par sa structure et sa forte résistance, le pont à spin-torque permet d'obtenir une très grande sensibilité dans la mesure des torques magnétiques, ce qui correspondra *in fine* à des écarts angulaires de l'ordre de 0.1° maximum.

6.3.2 Protocole expérimental.

Nous décrivons ici le principe de mesure ainsi que le protocole expérimental adopté pour la mise en évidence des couples de transfert de spin. Afin de mesurer un couple magnétique de type antidamping ('Slonczewski-like'), nous devons nous placer dans une configuration d'aimantation possédant une composante hors-plan non-nulle et ceci afin d'obtenir un déséquilibre du pont non-nul. A cet effet, nous devons appliquer à l'échantillon un fort champ magnétique perpendiculaire selon une géométrie de mesure angulaire hors-plan à fort courant d'injection (pulses de courant de 30-60 mA, 10 μs). Pour un meilleur contrôle en température, l'échantillon est réfrigéré à 12 K. La figure 6.12 représente un barberpole type, l'aimantation du NiFe et les différents champs magnétiques effectifs (champ extérieur, champs effectifs de couples) qui lui sont appliqués.

Afin de mettre en évidence les deux composantes du SOT, nous proposons de tirer profit des différentes symétries des champs effectifs de SOT par rapport au courant et au champ magnétique appliqué ainsi que celles mêmes du pont de Wheatstone.



Exploitation des symétries des champs effectifs de SOT

Afin d'exploiter les symétries des couples de transfert de spin, nous effectuons 4 mesures différentes consistant en un balayage en champ magnétique tournant (géométrie in-plane/out-of-plane). Pour 2 séries de mesures consécutives, le courant j injecté est inversé en signe et pour 2 autres séries de mesures consécutives, le champ magnétique extérieur H est inversé en signe. On note ψ l'angle entre le champ magnétique et le plan de l'échantillon. Nous relevons les 4 séries de courbes $R(\psi)$: ($j+H+$, $j-H-$, $j+H-$ et $j-H+$) et comparons les mesures. On note que le champ magnétique extérieur, s'il est suffisamment fort, permet alors à l'aimantation d'acquérir une petite composante normale au plan. D'autre part, en l'absence de spin-torque, une inversion du champ extérieur entraîne une inversion de l'aimantation. Cependant, la magnétorésistance anisotrope étant symétrique par rapport à l'aimantation ($R(-\vec{M}) = R(\vec{M})$), la résistance des barreaux reste inchangée (en l'absence de couples de SOT). Les champs effectifs de SOT possèdent les symétries suivantes :

- Le **field-like torque** ainsi que le champ Oersted sont **antisymétriques** ($\vec{H}_F(-j) = -\vec{H}_F(j)$) par rapport au courant appliqué et **symétriques** par rapport à l'aimantation ($\vec{H}_F(-\vec{M}) = \vec{H}_F(\vec{M})$) : Il sera mis en valeur dans la différence des 2 séries de courbes ($j+H+$) et ($j-H+$) ou ($j+H-$) et ($j-H-$)
- Le **Slonczewski-like torque** est **antisymétrique** ($\vec{H}_S(-j) = -\vec{H}_S(j)$) par rapport au courant appliqué et **antisymétrique** par rapport à l'aimantation ($\vec{H}_S(-\vec{M}) = -\vec{H}_S(\vec{M})$) : Il sera mis en valeur dans la différence entre les courbes ($j+H+$) et ($j-H-$) ou entre ($j+H-$) et ($j-H+$)

Afin de permettre au lecteur de visualiser les différentes symétries de configuration de mesure, la figure 6.13 détaille la figure générique 6.12 selon les 4 configurations respectives ($j+H+$), ($j-H-$), ($j+H-$) et ($j-H+$). Les figures ($H-J+$) et ($H-J-$) correspondent à des vues de dessous afin de mieux visualiser l'aimantation et les champs effectifs (nous avons appliqué ici, à l'angle de vue, une rotation de 180° autour de l'axe y). **On remarque que les figures a) et b) sont symétriques en tout point excepté en ce qui concerne le champ effectif de Slonczewski : la magnétorésistance anisotrope étant symétrique par rapport à l'angle entre le courant et l'aimantation, la différence d'AMR mesurée dans ces deux configurations est due uniquement à la présence d'un champ effectif des couples de Slonczewski.**

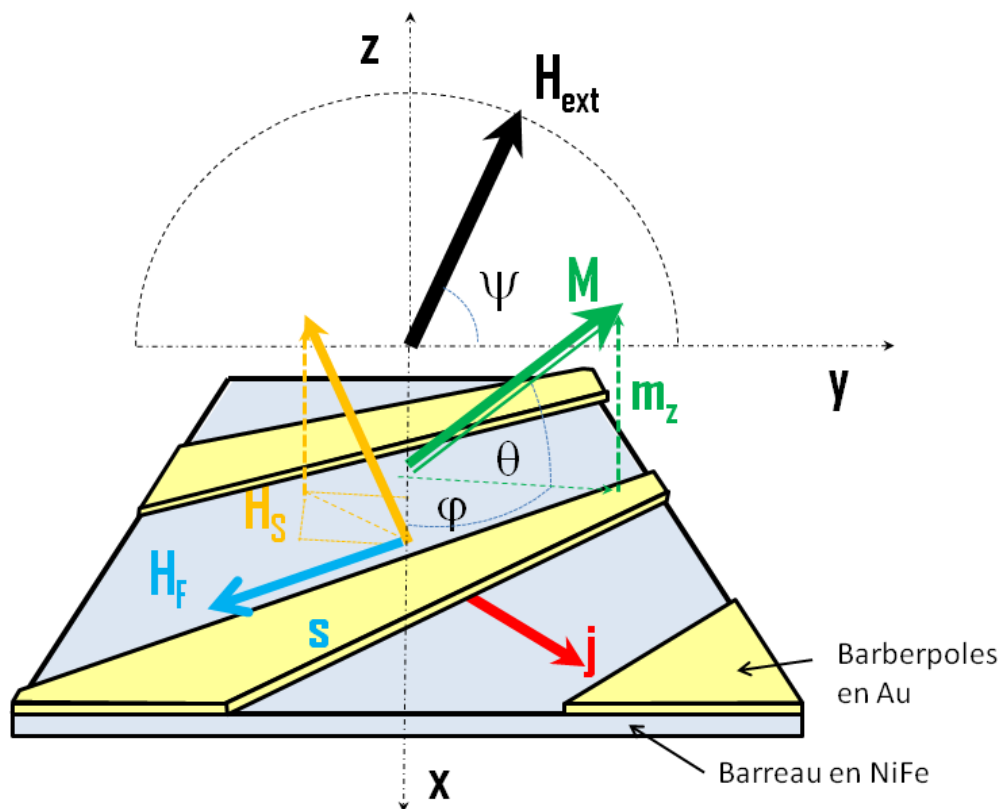
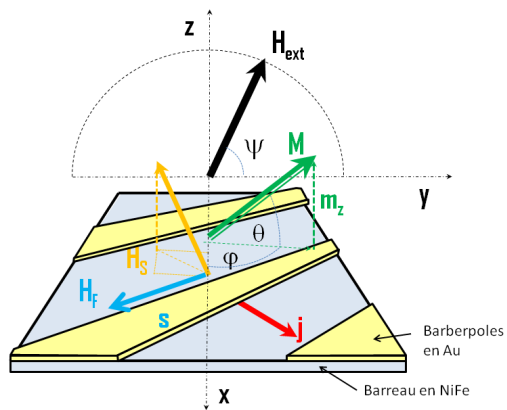
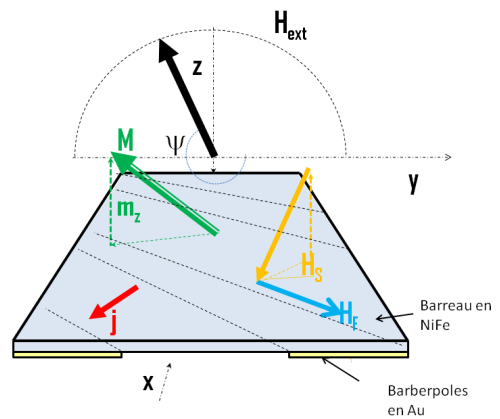


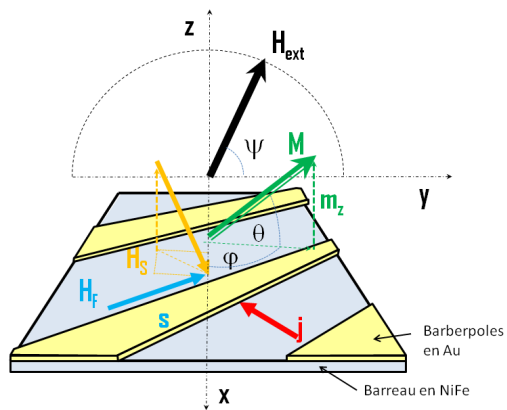
FIGURE 6.12 – Champs magnétiques effectifs appliqués à l'aimantation : vue en perspective 3D. Le rectangle bleu correspond au barreau de NiFe et les éléments jaunes correspondent aux barberpoles en Au. Le champ magnétique effectif agit dans la direction du pont, le champ de Slonczewski agit comme un champ de cross-axe, selon la direction d'anisotropie de l'aimantation, lorsque l'aimantation acquiert une légère composante hors-plan.



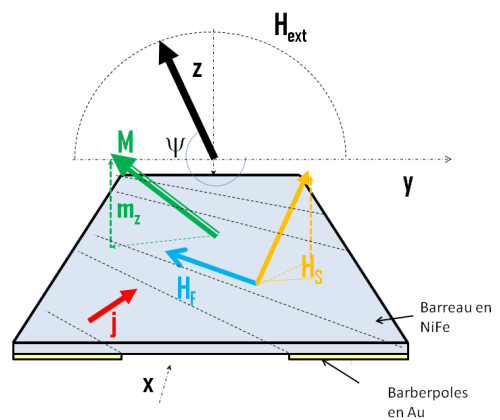
(a) H+ J+



(b) H- J-



(c) H+ J-



(d) H- J+

FIGURE 6.13 – Symétrie des champs effectifs dans les 4 configurations de mesure : pour les deux figures de droite on observe le dispositif après une rotation de 180° autour de l'axe y , on remarque que les configurations de gauche et de droite sont symétriques mis à part le champ effectif de Slonczewski.

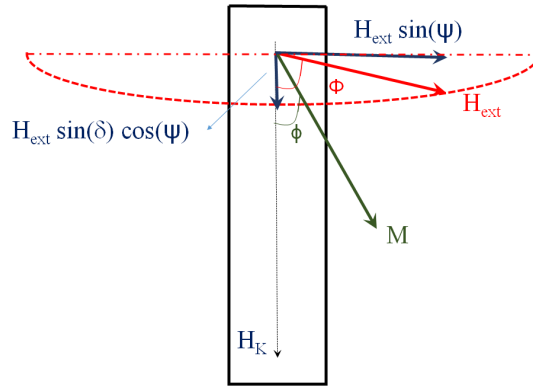


FIGURE 6.14 – Modèle de rotation out-of-plane sous l'effet du spin-torque. La rotation du champ magnétique s'opère du plan - hors du plan. ψ repère l'angle du champ magnétique. Φ est l'angle de la projection du champ magnétique dans le plan. ϕ repère l'angle de l'aimantation dans le plan par rapport à la direction des barrettes de forme.

Exploitation des symétries du pont de Wheatstone

On met à présent à profit les symétries de champs effectifs de couple sur les différentes branches du pont de Wheatstone présentées figure 6.11b et leur influence sur une mesure de résistance transverse du pont (effet AMR).

- Le couple 'field-like' étant équivalent en régime statique à un champ magnétique effectif, la mesure de sa composante dans la direction sensible du pont de Wheatstone donne directement sa valeur. Celle-ci s'exprime directement en configuration angulaire par un déplacement de la sensibilité $R(\psi)$ vis à vis d'une référence. La symétrie du système donne cette composante de 'field-like' comme un décalage angulaire des caractéristiques $R_{H,j}(\psi)$ vs. $R_{H,-j}(\psi)$ ou $R_{H,j}(\psi)$ vs $R_{-H,j}(\psi)$.
- Il faut toutefois noter que la comparaison des caractéristiques $R_{H,j}(\psi)$ et $R_{H,-j}(\psi)$ ne permet pas de mettre en évidence, à ce stade, la composante Slonczewski (ou anti-damping) de torque décrite précédemment. Le décalage en angle (ψ) indique la présence d'une composante field dans la direction de l'axe facile (x) d'aimantation de l'élément actif AMR (Fig. 6.12).
- Dans cette géométrie de pont, la détection de la composante de type Slonczewski-like nécessite de comparer les caractéristiques $R_{H,j}(\psi)$ et $R_{-H,-j}(\psi)$ ou $(R_{H,-j}(\psi)$ et $R_{-H,j}(\psi)$).

Cette composante de type Slonczewski se manifeste par une différence de champ effectif selon l'axe facile d'aimantation des barrettes. Ceci s'exprime, comme indiquera le résultat des simulations, par une différence d'anisotropie effective dans les deux branches du pont et donc à un effet cross-axe effectif.

6.3.3 Modèle de rotation out-of-plane en projection planaire.

Mise en équation en projection planaire.

Conformément à notre géométrie de mesure angulaire hors-plan, nous allons tout d'abord considérer ici, un modèle de rotation d'aimantation 2D projeté dans le plan du film, la composante hors-plan de l'aimantation étant a priori faible. Le modèle 3D général sera développé par la suite. **Nous rappelons, à cet effet, que le champ magnétique est repéré par l'angle ψ par rapport à la normale au plan des couches. L'angle Φ représente l'angle de la projection du champ magnétique dans le plan du film par rapport à la grande direction des barrettes (axe d'anisotropie ou de facile aimantation). La direction d'aimantation est, quant à elle, repérée par les angles d'Euler, ϕ représentant l'angle dans le plan du film et θ , l'angle de l'aimantation par rapport au plan du film. θ rentrera en jeu dans le modèle descriptif complet développé en 3-Dimension et donné plus loin.**

Nous développons ici mise en forme simple donnant l'expression de la variation angulaire de la résistance du pont à 'spin-torque' en géométrie du champ magnétique **dans le plan - hors du plan** (géométrie dite out-of-plane). A cet effet, nous allons introduire une légère désorientation angulaire δ entre la 'normale expérimentale au plan des couches et la

normale de l'échantillon du fait d'un alignement non parfait du cryostat (voir figure 6.14). Il en résulte que dans le plan de la couche, l'aimantation subit l'action de 3 champs effectifs :

- La composante du champ magnétique dans le plan, transverse à la direction de facile aimantation des barrettes. Cette composante s'écrit $H_{ext} \sin(\psi)$
- La composante du champ magnétique, dans le plan parallèle à la direction facile des barrettes et due à la légère désorientation de la normale : $H_{ext} \sin(\delta) \cos(\psi)$
- L'anisotropie magnétique uniaxiale de forme des barrettes et de norme $K_{anis.}$ et de forme $-K_{anis.} \cos^2(\phi)$.

L'angle ϕ d'équilibre de l'aimantation $\vec{M}$ correspond à un minimum de la fonctionnelle de l'énergie libre totale qui s'écrit dans ce cas :

$$E_{Mag.} = -\mu_0 H_{ext} M_s \sin(\psi) \sin(\phi) - \mu_0 H_{ext} M_s \sin(\delta) \cos(\psi) \cos(\phi) - K_{anis.} \cos^2(\phi) \quad (6.18)$$

avec pour dérivée par rapport à ϕ :

$$\frac{\partial E_{Mag.}}{\partial \phi} = -\mu_0 H_{ext} M_s \sin(\psi) \cos(\phi) + \mu_0 H_{ext} M_s \sin(\delta) \cos(\psi) \sin(\phi) + 2K_{anis.} \cos(\phi) \sin(\phi) = 0 \quad (6.19)$$

donnant l'angle ϕ avec tous les autres paramètres fixés. Nous souhaitons en déduire les variations angulaires de résistance sous la forme $R(\phi)$.

Cette équation ne peut se résoudre analytiquement de façon très simple. Toutefois, nous cherchons, dans la suite, la variation de l'angle ϕ autour d'une position d'équilibre $\phi_0 = \pm\pi/4$ proche d'un maximum/minimum en $R(\phi)$. De l'équation précédente, nous pouvons déduire alors une expression approchée pour $\tan(\phi)$:

$$\tan(\phi) \simeq \frac{\mu_0 H_{ext} M_s \sin(\psi)}{\mu_0 H_{ext} M_s \sin(\delta) \cos(\psi) + 2K_{anis.} \cos(\phi_0)} \quad (6.20)$$

D'autre part, la variation angulaire de la résistance du pont à spin-torque, selon sa géométrie différentielle, s'écrit de façon générale :

$$R(\phi) = \frac{\Delta R_{AMR}}{2} (\cos^2(\pi/4 - \phi) - \cos^2(\pi/4 + \phi)) \quad (6.21)$$

correspondant à des lignes de courants orientées respectivement à $\pm\pi/4$ de la direction des ellipses (axes faciles) selon les deux bras du pont de polarité différente. Comme discuté en introduction, nous négligeons ici les variations de résistance correspondant à l'existence d'une légère composante hors-plan de l'aimantation. Il en résulte :

$$R(\phi) = \Delta R_{AMR} \cos(\phi) \sin(\phi) \quad (6.22)$$

qui se caractérise par un maximum (minimum) pour $\phi = \pm\pi/4$. Il en résulte que la variation angulaire de la résistance s'écrit finalement :

$$R(\phi) = \Delta R_{AMR} \frac{\tan(\phi)}{1 + \tan^2(\phi)} \quad (6.23)$$

avec $\tan(\phi)$ donné par l'équation 6.20 soit $\tan(\phi) = \frac{\sin(\psi)}{\sin(\delta) \cos(\psi) + \frac{H_K}{\sqrt{2} H_{ext}}}$, avec de plus le champ appliqué H_{ext} est bien plus important que le champ d'anisotropie $H_K = \frac{2K_{anis.}}{\mu_0 M_s}$.

$R(\phi)$ est caractérisé par un maximum/minimum situé à $\phi = \pm\pi/4$ (Fig. 6.15) correspondant à

$$\pm \sin(\psi) \simeq \sin(\delta) + \frac{H_K \cos(\phi_0)}{H_{ext}} \quad (6.24)$$

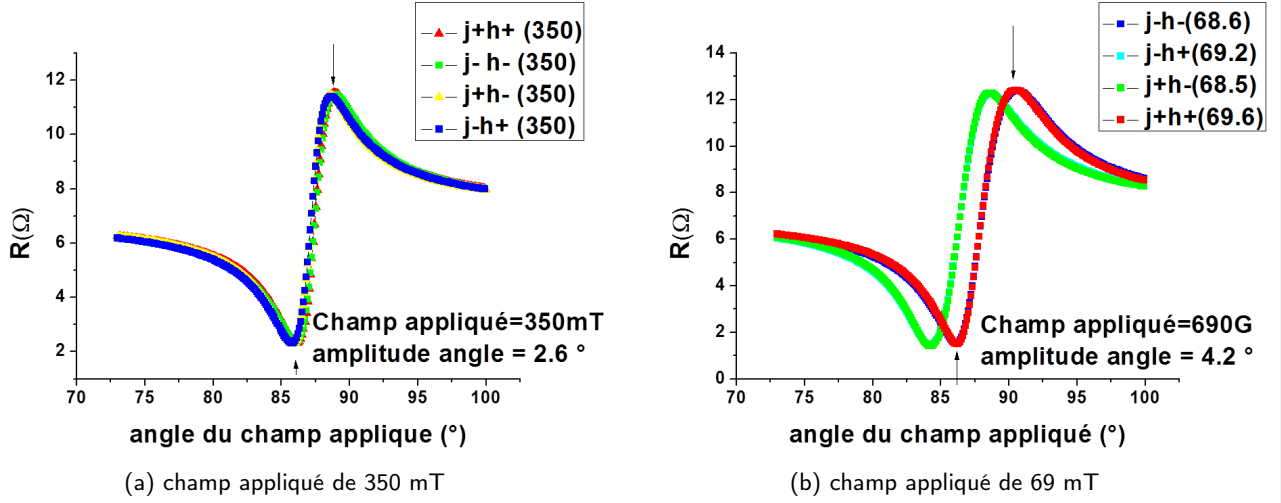


FIGURE 6.15 – Caractéristiques angulaires hors-plan de la résistance du pont pour deux amplitudes de champ magnétique : $H=69$ mT et $H=350$ mT. Pour $H=69$ mT, la largeur de la résonance est plus grande (désorientation de la normale estimée ici à $\delta = 1.2^\circ$). Au contraire, le décalage des courbes dû au couple 'field-like' est plus important pour des valeurs de champ faible ($H=69$ mT vs. $H=350$ mT). Le changement de pente dû au torque de Slonczewski est équivalent pour les deux champs appliqués : deux effets se compensent lorsque l'on réduit l'intensité du champ appliqué. 1) Les champs effectifs de SOT sont plus important par rapport au champ appliqué ce qui amplifie les décalages angulaires. 2) la composante hors-plan de l'aimantation est plus faible ce qui réduit la composante dans le plan du champ effectif de Slonczewski.

pour Ψ proche de zéro, soit un écart angulaire entre maximum et minimum égal à $\sin(\psi_{max}) - \sin(\psi_{in}) = 2 \left[\sin(\delta) + \frac{H_K}{\sqrt{2}H_{ext}} \right]$ avec $(\cos(\phi_0) = \cos(\pi/4))$.

Inversement, si l'on dispose de deux caractéristiques angulaires 'hors-plan' acquises sur le même échantillon et dans les mêmes conditions pour deux champs appliqués différents, H_1 et H_2 , et que l'on mesure des écarts angulaires entre maximum et minimum de résistance ($\sin \psi_1^{max} - \sin \psi_1^{min}$ et $\sin \psi_2^{max} - \sin \psi_2^{min}$), nous pouvons en déduire

— l'anisotropie magnétique effective des barrettes, elle-même possiblement modulée par les couples de transfert de spin (composante Slonczewski) ainsi que

— la désorientation de la normale δ donnée approximativement selon :

$$\sin \delta \simeq \frac{H_1 (\sin \psi_1^{max} - \sin \psi_1^{min}) - H_2 (\sin \psi_2^{max} - \sin \psi_2^{min})}{2(H_1 - H_2)} \quad (6.25)$$

qui a pour conséquence, d'agir grandement sur la forme de la résonance hors-plan.

Nous en déduisons donc que l'écart angulaire entre maximum et minimum consécutif sur une caractéristique angulaire hors du plan, outre la désorientation des normales $\sin(\delta)$, dépend du champ magnétique extérieur appliqué et de l'anisotropie effective de forme H_K des barrettes, et donc de la composante de Slonczewski agissant comme un cross-axe. Cet effet est montré sur la figure 6.15 montrant la résonance en angle et l'écart angulaire pour deux champs magnétiques appliqués.

Extraction des champs effectifs à partir des courbes angulaires de résistance.

La figure 6.16 présente les caractéristiques $R(\psi)$ du spin-torque bridge simulées par la méthode décrite dans le paragraphe précédent. Les courbes $R(H, j)$ vs $R(H, -j)$ présentent un décalage angulaire caractéristique d'une contribution de type champ effectif. Ce décalage est donné en approximation par :

$$\Delta\psi_F = \frac{\sqrt{2}H_F}{H_{ext}} \quad (6.26)$$

où H_{ext} est le champ magnétique extérieur appliqué. Cette expression se déduit en différentiant l'équation donnée précédemment, $\pm \sin(\psi) \simeq \sin(\delta) + \frac{H_K}{\sqrt{2}H_{ext}}$, par rapport à H_{ext} on considérant que $H_{ext} \rightarrow H_{ext} + \sqrt{2}H_F$ et en considérant que proche du maximum et du minimum, $H_{ext} = \frac{H_K}{\sqrt{2}}$.

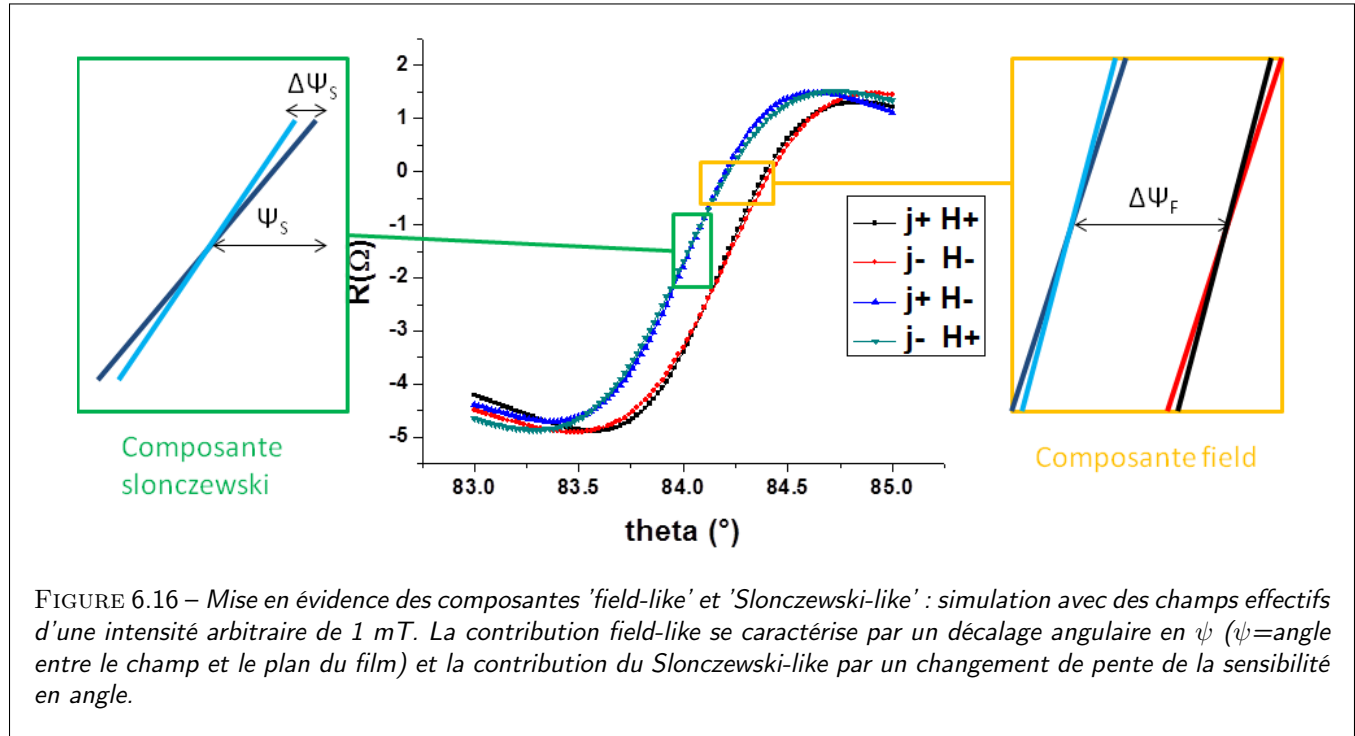


FIGURE 6.16 – Mise en évidence des composantes 'field-like' et 'Slonczewski-like' : simulation avec des champs effectifs d'une intensité arbitraire de 1 mT. La contribution field-like se caractérise par un décalage angulaire en ψ (ψ =angle entre le champ et le plan du film) et la contribution du Slonczewski-like par un changement de pente de la sensibilité en angle.

Les courbes $R(H, j)$ vs $R(-H, -j)$ présentent un changement de pente caractéristique d'une contribution de type 'cross-axe'. Le calcul du champ effectif de Slonczewski à partir de la différence de pente n'est pas immédiat en situation réelle de mesure en raison de l'erreur d'alignement du champ appliqué qui n'est pas parfaitement dans le plan ($\vec{y}\vec{z}$). **Néanmoins, nous pouvons considérer que le champ de Slonczewski conduit à une variation effective du champ d'anisotropie H_K (effet cross-axe).** A partir de la position du maximum/minimum de $R(\phi)$, la variation de pente est alors donnée, en première approximation, par :

$$\frac{\Delta\psi_S}{\psi} = \frac{\sqrt{2}H_S}{H_K + \delta H_{ext}} \quad (6.27)$$

où nous rappelons que δ est la désorientation angulaire d'application du champ. Il est alors possible de déterminer δ en comparant l'amplitude des caractéristiques angulaires obtenues avec différentes intensités du champ extérieur comme discuté précédemment. Un modèle 3D complet ainsi que la méthode de détermination des couples de transfert de spin sont présentés en détail dans le paragraphe suivant.

6.3.4 Simulations de la réponse sensible sous l'effet des torques en géométrie 3D.

Nous allons développer ci-dessous la mise en équation complète en 3 dimension (3D) des mesures de variations angulaires hors-plan de la résistance en pont de Wheatstone en considérant l'ensemble de couples mis en jeu dans le régime quasi-statique. La définition des angles est identique à celle donnée dans le paragraphe précédent correspondant au modèle projeté dans le plan. Toutefois, l'expression particulière du couple de Slonczewski rend caduque la résolution du problème par une approche purement énergétique. En effet, en raison du fait que

$$\vec{M} \cdot (\vec{s} \times \vec{M}) = 0 \quad (6.28)$$

où $\vec{M}$ est la direction d'aimantation (ici unitaire) et $\vec{s}$ la direction du courant de spin. L'idée est alors de chercher à aligner numériquement l'aimantation au champ magnétique effectif $\vec{H}_{eff}$ selon :

$$\vec{M} \times \vec{H}_{eff} = 0 \quad (6.29)$$

Le champ magnétique effectif total s'exprime alors comme la somme de toutes les contributions selon :

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_D + \vec{H}_F + \vec{H}_S \quad (6.30)$$

où $\vec{H}_{ext}$ est le champ magnétique extérieur, $\vec{H}_F$ est la composante 'field-like' du couple de transfert de spin donnée par :

$$\vec{H}_F = h_F \vec{j} \times \vec{z} \quad (6.31)$$

où $\vec{z}$ est le vecteur unitaire normal au plan, $\vec{j}$ est le vecteur courant perpendiculaire au barberpoles et différent dans les branches du pont et h_F est un scalaire ayant la dimension d'un champ magnétique. $\vec{H}_S$ est la composante Slonczewski donnée par :

$$\vec{H}_S = h_S (\vec{j} \times \vec{z}) \times \vec{M} \quad (6.32)$$

où h_S est un scalaire ayant la dimension d'un champ magnétique et donnant l'amplitude du couple.

$\vec{H}_D$ est le champ démagnétisant des barrettes selon :

$$\vec{H}_D = - \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & K_y & 0 \\ 0 & 0 & K_z \end{pmatrix} \vec{M} \quad (6.33)$$

où les facteurs démagnétisants sont donnés par les formules d'Osborn [27] et développés dans le chapitre 2. Le vecteur unitaire de l'aimantation s'écrit en coordonnées polaires comme :

$$\vec{M} = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi \\ \cos \theta \sin \phi \\ \sin \theta \end{pmatrix} \quad (6.34)$$

Le courant est injecté dans le plan des couches ce qui implique :

$$\vec{j} = \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6.35)$$

L'orientation de j est différente selon les branches du pont en fonction de l'orientation des barberpoles. Le champ magnétique extérieur est noté :

$$\vec{H}_{ext} = \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} \quad (6.36)$$

Nous utilisons alors un algorithme récursif pour la minimisation du produit vectoriel (6.29) afin de déterminer l'orientation de l'aimantation (angles θ et ϕ). Nous utilisons la composante sur $\vec{z}$ du produit vectoriel pour déterminer ϕ selon :

$$H_y \cos \theta \cos \phi - K_y \cos^2 \theta \cos \phi \sin \phi - H_F j_x \cos \theta \cos \phi - H_S j_y \cos \theta \sin \theta \cos \phi \\ - H_x \cos \theta \sin \phi - H_F j_y \cos \theta \sin \phi + H_S j_x \cos \theta \sin \theta \sin \phi = 0$$

On utilise ensuite la composante sur $\vec{y}$ du produit vectoriel pour déterminer l'angle θ selon :

$$H_x \sin \theta + H_F j_y \sin \theta - H_S j_x \sin^2 \theta - H_z \cos \theta \cos \phi \\ + K_z \cos \theta \sin \theta \cos \phi - H_S j_y \cos^2 \theta \cos \phi \sin \phi - H_S j_x \cos^2 \theta \cos^2 \phi = 0$$

On répète ensuite l'opération jusqu'à obtenir $|\vec{M} \times \vec{H}_{eff}| < \Delta |\vec{H}_{eff}|$ où Δ est ici la précision que l'on souhaite. Nous avons représenté sur la figure 6.16 le résultat de notre simulation sur les courbes angulaires hors-plan de la résistance du spin-torque bridge dans les configuration (H+,J+) et (H-,J-). La différence dans les largeurs à la 'résonance' angulaire est due au 'Slonczewski-like' torque avec un écart angulaire de l'ordre de 1° pour des champs effectifs de Slonczewski de l'ordre de 3 mT.

6.4 Mesures des couples de transfert de spin par pont de Wheatstone. Cas du NiFe (10 nm)/Pt à aimantation dans le plan.

Nous avons opéré des mesures sur 3 échantillons différents, dont une référence P9123 NiFe(10nm)/Ru(3nm) sur pont de Wheatstone AMR standard. Les deux échantillons à couple de transfert de spin étudiés sont :

- P9528 : NiFe(10)/Pt(6)/AuW(3)
- P9530 : NiFe(10)/Pt(3)/AuW(3)

6.4.1 Forte densité de courant d'injection.

Nous pouvons projeter des torques plus importants sur le P9528 en raison de la plus grande épaisseur de platine et d'une part plus importante du courant circulant dans le platine. Le courant injecté par pulses dans le pont est de 60 mA et le champ extérieur appliqué est de 0.3 T. Les figures 6.17 et 6.18 présentent les résultats sur ces deux échantillons. Les deux premières figures représentent les quatre courbes expérimentales (marqueurs) (j+,H+), (j-,H-), (j+,H-) et (j-,H+) pour les deux échantillons et le résultat des ajustements (fits) est donné en trait continu. Le centre de la courbe correspond au point où le champ magnétique extérieur est au plus proche de la verticale le long de l'axe d'anisotropie des barrettes constituant le pont. L'effet du field-like torque (ainsi que la contribution du champ d'Oersted) est très visible : il provoque un décalage latéral de la courbe dans un sens ou dans l'autre selon le sens du courant. Même si la différence entre les configurations (j+,H+) et (j-,H-) est faible en raison de la faiblesse de la composante hors-plan de l'aimantation, **l'effet du torque de Slonczewski est également ici clairement visible, et donnant un décalage angulaire de l'ordre de 0.3°.** Les deux figures centrales sont des agrandissements des figures précédentes permettant d'observer l'effet du champ de Slonczewski : celui-ci se traduit par une différence sur la largeur du résonance (effet cross-axis). Dans les deux dernières figures, on a soustrait à chacune des courbes la courbe moyenne de ces 4 courbes. Cela permet de mieux distinguer les courbes et de visualiser ainsi leur différence par effet du couple de Slonczewski, ainsi que la précision de nos ajustements numériques, très fidèles aux expériences.

Les sous-figures supérieures-droites des figures 6.17 et 6.18 présentent les décalages angulaires (ou différences angulaires) mesurés pour les 4 configurations de mesure. Ces courbes permettent de comparer plus aisément les rotations angulaires produits par les couples de spin-orbite à fort courant. Elles permettent de calculer rapidement une valeur approchée des champs effectifs en utilisant les formules développées plus haut, (6.26) et (6.27). La figure 6.15 présente les caractéristiques angulaires obtenues sur l'échantillon P9528 [NiFe(10nm)/Pt(6nm)/AuW(3nm)] pour deux valeurs du champ appliqué. Nous observons que la largeur du cycle diminue en fonction du champ appliqué en raison de la désorientation du champ appliqué comme prédit dans la partie 6.3.3. L'impact des différents champs effectifs sur les courbes expérimentales selon l'amplitude du champ magnétique appliqué est différent pour les deux couples. En effet :

- le décalage des courbes du au couple 'field-like' est plus important à faible champ magnétique extérieur par simple ratio (sensibilité).
- Le changement de pente dû au torque Slonczewski est équivalent pour les deux champs appliqués : deux effets antagonistes se compensent lorsque l'on réduit l'intensité du champ appliqué. 1) Les champs effectifs de SOT sont plus importants par rapport au champ appliqué lorsque ce dernier diminue ce qui amplifie les décalages angulaires. 2) Toutefois, la composante hors-plan de l'aimantation est plus faible ce qui réduit la composante dans le plan du champ effectif de Slonczewski.

Les paramètres que l'on cherche à déterminer par notre algorithme d'ajustement sont les champs équivalents des couples de spin-orbite, H_F et H_S , ainsi que les autres paramètres suivants :

- l'anisotropie de forme des barrettes (de l'ordre de 1.5 mT)
- La magnétorésistance (de l'ordre de 1% à 12K)
- La résistance du pont
- le déséquilibre de résistance du pont
- Les erreurs angulaires entre le capteurs et l'axe de rotation du système ($<1^\circ$)
- Les erreurs angulaires entre le champ appliqué et l'axe de rotation du système (de l'ordre de 10°)

Nous pouvons extraire, ici, les champs équivalents suivants :

- $H_F = 22Oe$ et $H_S = 11Oe$ pour l'échantillon P9528 NiFe(10)/Pt(6)/AuW(3)
- $H_F = 13Oe$ et $H_S = 8Oe$ pour l'échantillon P9530 NiFe(10)/Pt(3)/AuW(3)

NiFe (10nm)/Pt(6nm)/Au:W(3nm)

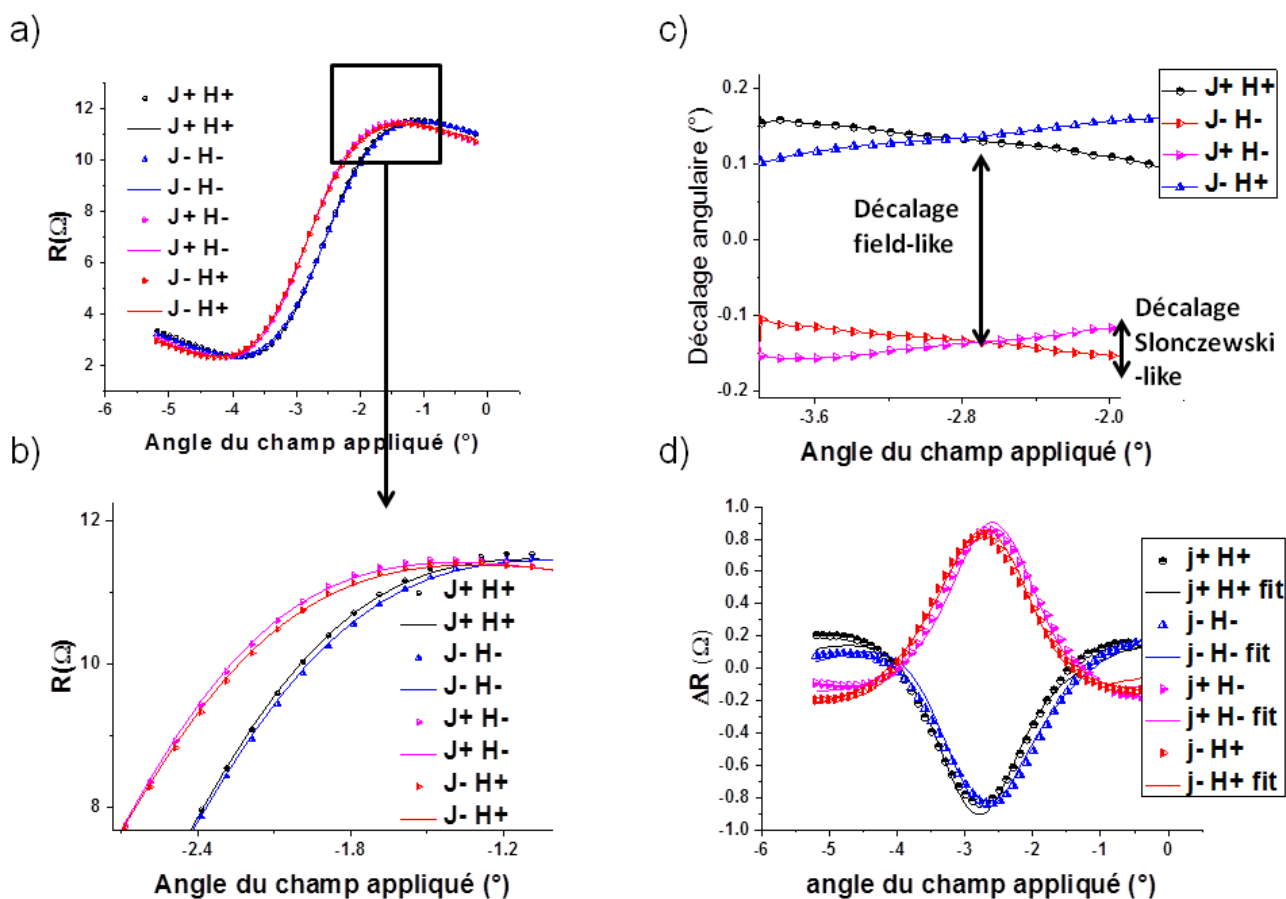


FIGURE 6.17 – Mesures et ajustements numériques des variations angulaires hors-plan de la résistance [selon les 4 protocoles : $(H+, j+)$, $(H-, j+)$, $(H-, j-)$, $(H+, j-)$] du pont mettant en évidence les couples de transfert de spin dans la structure P9528. Le champ magnétique appliqué est de $380 mT$, le courant injecté est de $60mA$, et la température est de $T=12K$. Nous faisons figurer ici les mesures expérimentales (symboles) et les ajustements numériques (traits continus) impliquant les couples de transfert de spin. La sous-figure a) représente la variation angulaire aux abords de la configuration champ perpendiculaire hors du plan. La sous-figure b) est un agrandissement de la sous-figure a) faisant apparaître les différences entre les 4 protocoles. La sous-figure c) représente les décalages angulaires mesurés (décalage en abscisse avec la courbe moyenne des 4 protocoles) et la sous-figure d) représente les décalages en résistance (décalage en ordonnée avec la courbe moyenne des 4 protocoles)

NiFe (10nm)/Pt(3nm)/Au:W(3nm)

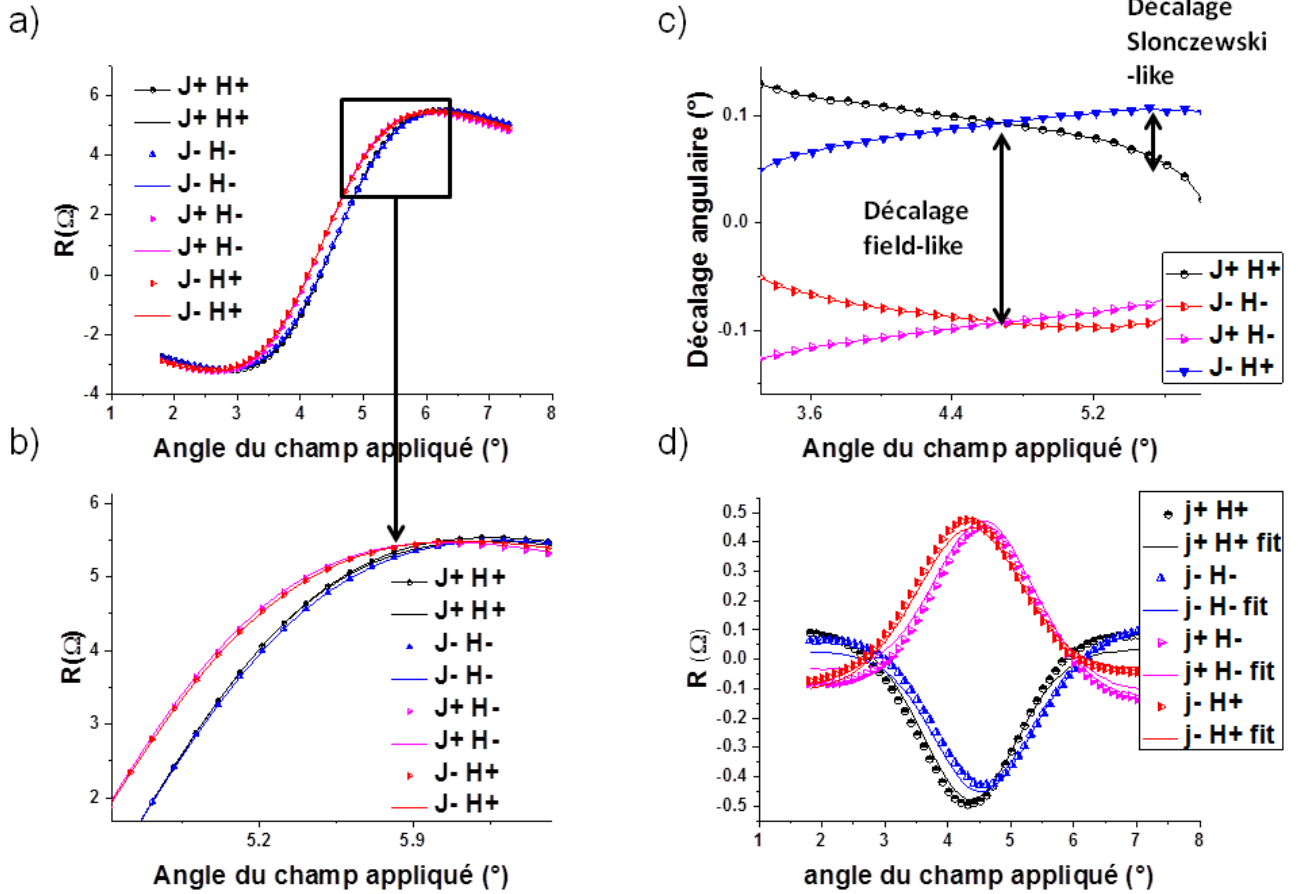
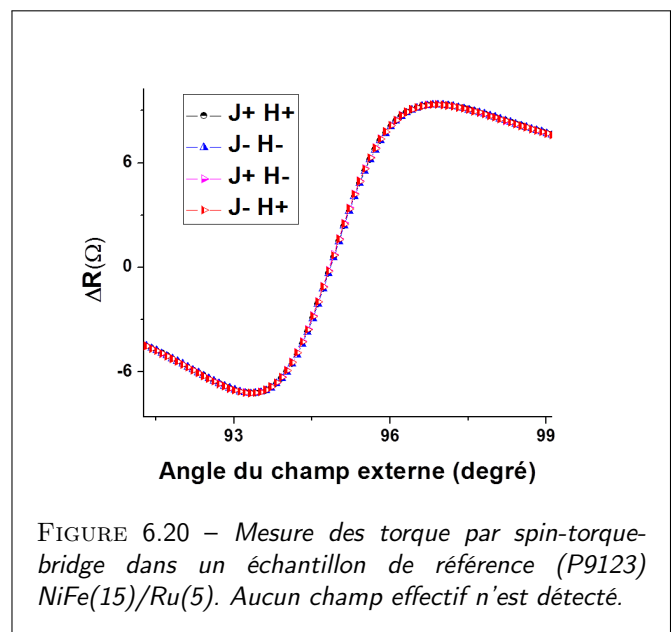
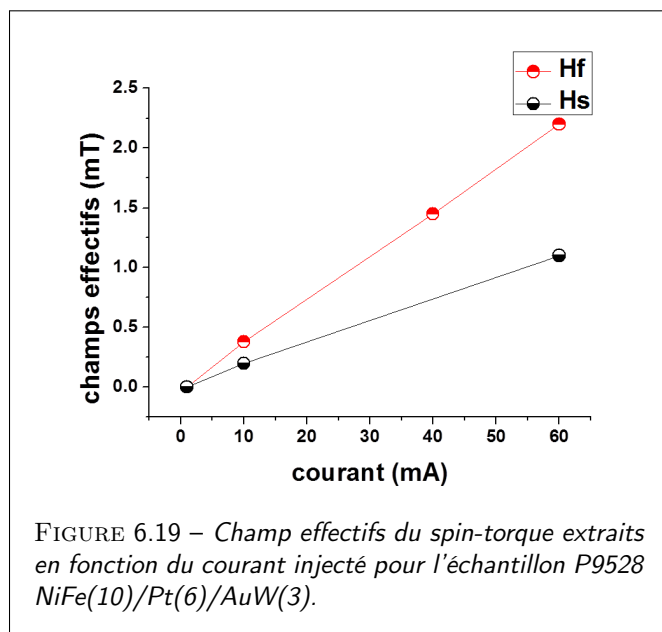


FIGURE 6.18 – Mesures et ajustements numériques des variations angulaires hors-plan de la résistance [selon les 4 protocoles : (H+,j+), (H-,j+), (H-,j-), (H-,j+)] du pont mettant en évidence les couples de transfert de spin dans la structure P9530. Le champ magnétique appliqué est de 380 mT, le courant injecté est de 60mA, et la température est de $T=12K$. Nous faisons figurer ici les mesures expérimentales (symboles) et les ajustements numériques (traits continus) impliquant les couples de transfert de spin. La sous-figure a) représente la variation angulaire aux abords de la configuration champ perpendiculaire hors du plan. La sous-figure b) est un agrandissement de la sous-figure a) faisant apparaître les différences entre les 4 protocoles. La sous-figure c) représente les décalages angulaires mesurés (décalage en abscisse avec la courbe moyenne des 4 protocoles) et la sous-figure d) représente les décalages en résistance (décalage en ordonnée avec la courbe moyenne des 4 protocoles)

Le champ équivalent $\vec{H}_F$ est la somme du champ équivalent du 'field-like' torque et du champ d'Oe induit par la circulation du courant dans le Pt, l'AuW et les barberpoles en Au. On préfère donc rester fidèle à la mesure de $\vec{H}_S$ pour évaluer le spin-transfer produit par l'effet Hall de spin par la multicouche Pt/AuW. Cette valeur est plus faible qu'attendue en raison de la perte de mémoire du spin (spin-memory-loss) [124] à l'interface Pt/NiFe.

6.4.2 Mesures vs. la densité de courant d'injection.

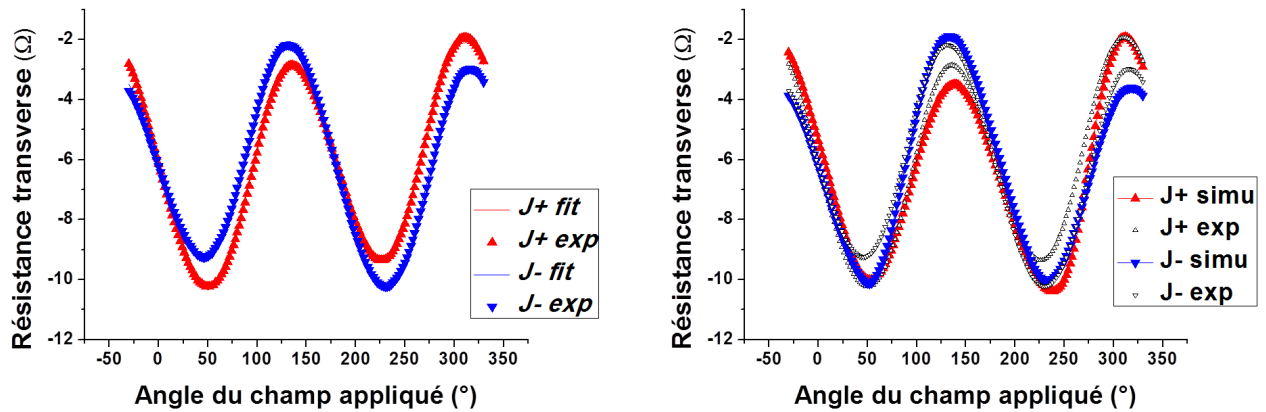
D'autre part, afin de mettre clairement en évidence l'origine des couples de spin-transfert (SOT) sur la variation de résistance des ponts de Wheatstone, nous avons effectué ces mêmes mesures en appliquant des densités de courants différentes. La figure 6.19 montre une dépendance linéaire des champs effectifs extraits en fonction du courant (densité de courant) injecté donnant une amplitude torque d'environ 20 mT/A pour le couple de Slonczewski soit $3 \times 10^{-8} \text{mT}/(\text{A.cm}^{-2})$. La Figure 6.20 montre les courbes obtenues avec un échantillon de référence P9123 sans spin-orbite, à forte injection de courant, avec des courbes (H+,J+), (H-,J-), (H+,J-) et (H-,J+) se superposant parfaitement (écart angulaire $< 0.05^\circ$).



6.4.3 Cas des couches ultrafines (2 nm) à anisotropie hors-plan (PMA).

Afin d'augmenter les effets du spin transfer par rapport aux effets du champ induit, on pouvons choisir en effet une couche de NiFe plus fine. Nous considérons ici l'effet du SOT sur une couche ultramince de NiFe d'épaisseur nominale 2 nm. En effet l'efficacité du spin transfert torque décroît avec l'épaisseur de la couche de NiFe alors que le champ Oersted demeure plus ou moins constant. On considère pour cela l'échantillon P9800 de structure NiFe(2)/Pt(6)/AuW(3). Toutefois, il est connu depuis peu que lorsque la couche magnétorésistive est très fine, de l'ordre de 2 nm ou moins, et déposée sur un oxyde particulier de type MgO ou SiO₂ comme ici, une anisotropie de surface forçant une aimantation hors-plan peut alors apparaître [132]. C'est le cas de l'échantillon P9800. Dans cette situation, nous ne pouvons plus utiliser le protocole expérimental actuel et correspondant à une rotation de l'aimantation dans le plan à hors du plan, mais un protocole différent, celui d'une rotation dans le plan. Nous pouvons appliquer alors un champ tournant dans le plan de l'échantillon pour compenser en partie l'anisotropie hors-plan. Nous inversons également le courant dans les branches afin d'amplifier la détection des champs de Slonczewski. Les courbes $j+$ et $j-$ sont présentées sur la figure 6.21.

Dans le cas d'une anisotropie hors du plan, l'écart à la sinusoïdale de référence s'explique par un décalage en angle dû majoritairement au 'field-like' torque ce qui apparait très clairement ici. L'écart en amplitude s'explique, quand à lui, par la présence de la composante normale au plan à laquelle l'anisotropie de surface s'ajoute ou se retranche au champ magnétique appliqué. Il résulte de cette asymétrie un angle moyen entre l'aimantation et le courant différent. Il est à noter dans ce cas spécifique d'une anisotropie hors-plan (obtenue pour les couches très fine d'aimantation $< 2 \text{ nm}$), une variation en amplitude des maxima et minima, qui est très largement mesurable selon les couples effectifs réels, entrant en jeu dans ce cas.



(a) Mesures $R(\Phi)$ dans le plan (*in-plane*) et ajustements numériques. On extrait les champs effectifs $|H_F|=1.7$ mT et figure de gauche mais en y ajoutant un champ effectif de Slonczewski $|H_S|=0.009$ mT. La faiblesse du champ de Slonczewski extraite de 0.5 mT. Nous observons une claire rupture de la symétrie sur le signal.
d'aimantation perpendiculaire.

FIGURE 6.21 – Mesures $R(\Phi)$ dans le plan (géométrie *in-plane*) à 12 K et ajustements numériques sur l'échantillon NiFe(2)/Pt(3)/AuW(3).

Le résultat des ajustements donne les valeurs suivantes, $H_F = 1.7$ mT et $H_S = 0.009$ mT pour un courant d'injection de 30 mA. La faiblesse des valeurs peut s'expliquer par la présence de domaines magnétiques dans les barrettes. La présence de domaines sera confirmée par mesure d'effet Hall extraordinaire au CEA Spintec (figure 6.22). Sur cette courbe la résistance de l'effet Hall extraordinaire proportionnelle à l'aimantation hors plan est mesurée en fonction du champ magnétique appliqué hors plan. De plus, nous remarquons qu'il est nécessaire d'appliquer un champ très fort pour saturer l'aimantation ce qui peut s'expliquer par la présence de domaines magnétiques.

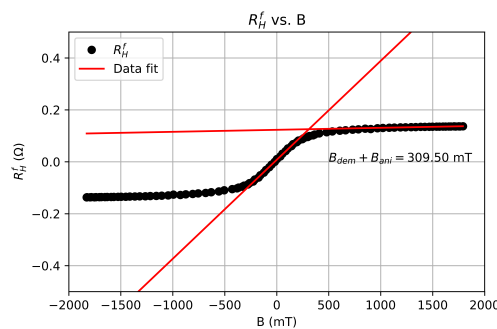


FIGURE 6.22 – Mesure de l'aimantation hors plan par effet Hall extraordinaire. La courbe fait apparaître le caractère multi-domaine du dispositif à champ magnétique nul.

6.5 Mesure des couples de transfert de spin par analyse harmonique ($f-2f$).

Une méthode plus classique pour la mesure du transfert de spin dans les multicouches alternant couche de métaux lourds et magnétorésistifs est par mesure de résistance par analyse harmonique $f/2f$ sur des croix de Hall [128]. On injecte dans la croix de Hall un courant alternatif de fréquence f et on mesure la différence de potentiel transverse. La déstabilisation de l'aimantation par transfert de spin ainsi que par le champ d'Oersted induit par le courant va créer une tension transverse à la fréquence $2f$ par effet Hall ou effet Hall plan. Afin de pouvoir identifier les différentes composantes du SOT, nous soumettons l'échantillon à un champ tournant dans le plan tout en effectuant la mesure de l'harmonique $2f$.

Dans un dispositif en croix de Hall, la différence de potentiel est la somme de la contribution de l'effet Hall plan de de l'effet Hall extraordinaire (Anomalous Hall Effect) :

$$V_H = R_{AHE} I \sin \theta + R_{PHE} \cos^2 \theta \cos \phi \sin \phi \quad (6.37)$$

L'effet Hall plan dépend de l'aimantation dans le plan et l'effet Hall extraordinaire de l'aimantation hors plan :

$$R_H^{2f} = (R_{AHE} - 2R_{PHE} \sin \theta \cos \phi \sin \phi) \frac{d \sin \theta}{dB_{ext}} \frac{B_\theta}{\sin(\theta_B - \theta)} + 2R_{PHE} \cos^2 \theta \cos 2\phi \frac{B_\phi}{B_{ext} \sin \theta_B} \quad (6.38)$$

où B_θ et B_ϕ représentent les composantes polaires et azimutales du champ effectif induit par le courant, θ_B et ϕ_B sont les angles polaires du champ extérieur B_{ext} (voir figure 6.23a). $d \cos \theta / dB_{ext}$ est dépendant de l'anisotropie hors plan que peut présenter l'échantillon. Nous utilisons ensuite une procédure récursive de fit afin d'identifier les composantes 'field-like' et 'Slonczewski-like' du SOT.

Résultats.

Nous avons utilisé cette méthode au CEA-Spintec à Grenoble sur l'échantillon P9801 NiFe(2)/Pt(6)/AuW(3) similaire au P9800 mais sur lequel nous avons lithographié des croix de Hall. Nous obtenons alors les courbes présentées sur la figure 6.23b. Les différentes couleurs correspondent à des champs magnétiques extérieurs d'amplitude différente. Les composantes Field-like et Slonczewski-like de la résistance R^{2f} sont ensuite isolées pour donner les courbes 6.23c et 6.23d.

A ce stade, nous ne pouvons cependant pas encore déterminer les couples de transfert de spin : en effet l'échantillon présente des domaines magnétiques. Tant que le champ magnétique extérieur n'est pas assez fort, l'aimantation n'est pas uniforme dans la croix de Hall et on ne peut déduire avec précision les torques des mesures la résistance. Pour cela on augmente progressivement le champ extérieur et on effectue une régression linéaire dans la gamme des champs forts (figure 6.24a et 6.24b).

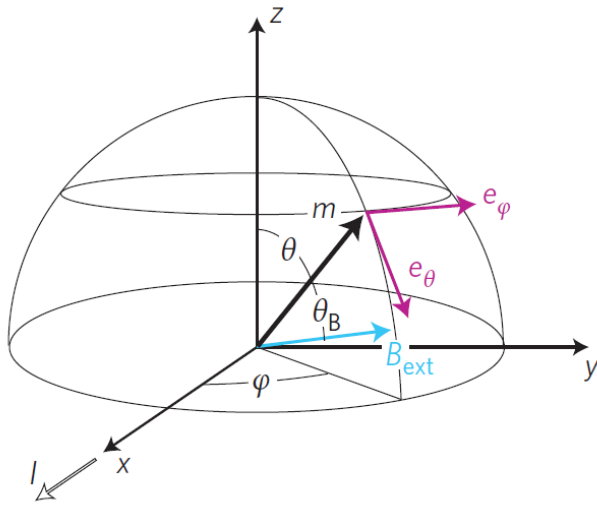
Nous obtenons finalement les champs suivants ;

- $B_F = 0.309 \text{ mT/mA}$
- $B_S = 2.29 \text{ mT/mA}$

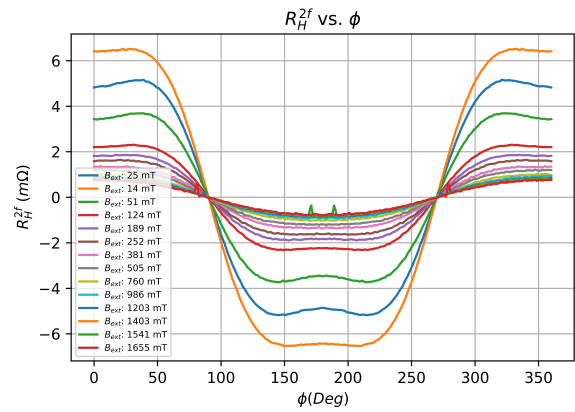
Nous remarquons que les champs équivalents sont plus élevés que ceux mesurés par pont de Wheatstone sur l'échantillon P9800 notamment le champ Slonczewski. La présence de domaines magnétiques dans les barreaux du spin-torque bridge ne nous a pas permis ici d'identifier le couple de transfert de spin dans les systèmes NiFe(2nm)/Pt.

échantillon	stack(nm)	$H_F + Oe$	H_S
p9528	NiFe(10)/Pt(6)/AuW(3)	0.036 mT/mA	0.018 mT/mA
p9530	NiFe(10)/Pt(3)/AuW(3)	0.021 mT/mA	0.013 mT/mA
p9800	NiFe(2)/Pt(6)/AuW(3)	0.17 mT/mA	
p9801	NiFe(2)/Pt(6)/AuW(3)	0.3 mT/mA	0.23 mT/mA

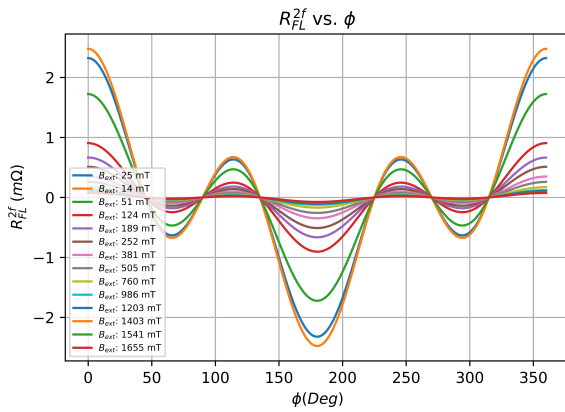
TABLE 6.1 – *Tableau récapitulatif des champs effectifs mesurés : la densité du courant injecté dans le SOC est d'environ 5.10^{10} A.cm^2 pour 1 mA.*



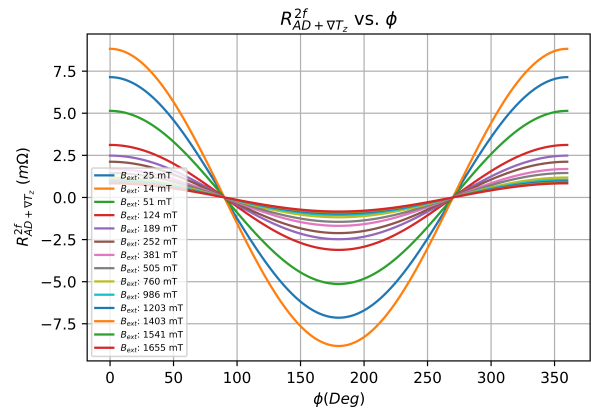
(a) définition des angles [182]



(b) R^{2f} en fonction de θ_B

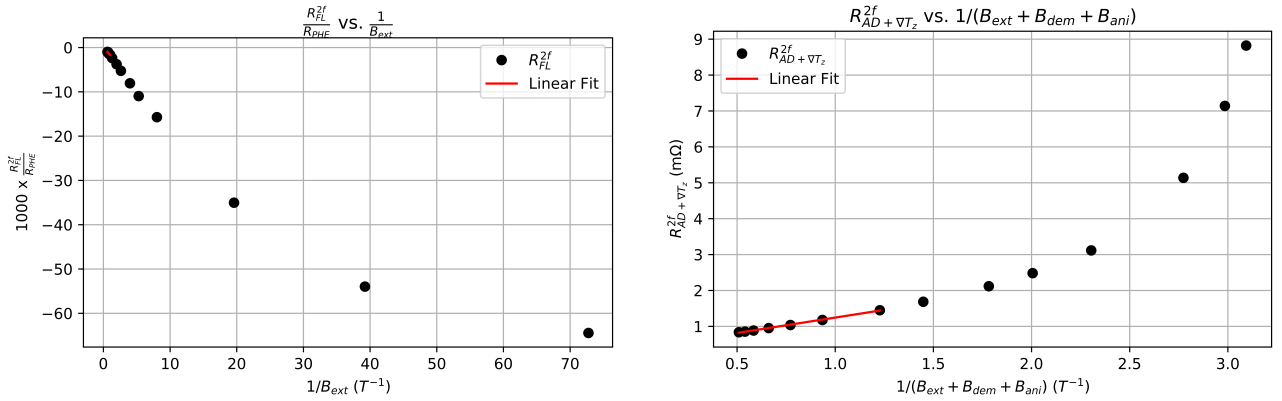


(c) composante de R^{2f} due a la composante Field-like



(d) composante de R^{2f} due a la composante Slonczewski-like

FIGURE 6.23 – Mesure de la résistance de Hall à l'harmonique $2f$ en champ tournant pour différentes intensités du champ magnétique extérieur (de 25mT à 1.6T). La résistance R^{2f} est ensuite décomposée en deux composantes correspondant aux contributions 'field-like' et 'Slonczewski-like'.



(a) R^{2f} field like en fonction de l'intensité du champ extérieur. (b) R^{2f} Slonczewski like en fonction de l'intensité du champ extérieur

FIGURE 6.24 – Extraction des champs effectifs par ajustement linéaire : on effectue les ajustements sur les champs de grande intensité pour s'affranchir des domaines magnétiques.

6.6 Conclusion

Dans cette dernière partie du travail de thèse, nous avons développé un dispositif expérimental ultrasensible pour la mesure des couples de transfert de spin par courant de spin-orbite utilisant un design en pont de Wheatstone et barberpoles inspiré des magétoètres AMR. Le pont à 'spin-torque' a permis de mesurer avec précision les torques de spin-orbite générés par effet Hall de spin dans des couches minces de Pt et d'Au :W. Plus précisément, nous avons pu mettre en évidence sur deux échantillons différents (P9528 et P9530), les deux composantes de couples de SOT : la composante de type field-like d'ordre de grandeur 0.4 mT pour une densité de courant de 10^{11}A.m^{-2} et de même symétrie que le champ d'Oersted ainsi que la composante Slonczewski. Le tableau 6.1 récapitule les champs effectifs mesurés sur les différents échantillons.

Nous allons à présent comparer les champs effectifs obtenus avec ceux de la littérature en particulier sur les multicouches Pd/Co/ AlO_x [183], Ta/Pt/Co [184] et AlO_x /Co/Pt [182]. Dans ces publications, l'épaisseur typique de la couche de détection est de l'ordre du nm ce qui est beaucoup plus fin que celles utilisées dans nos mesures, c'est pourquoi on utilisera pour la comparaison des champs effectifs normalisés à 10nm (on rappelle que les champs effectifs sont inversement proportionnels à l'épaisseur de la couche de détection).

- Dans la première publication ([183]), les champs effectifs maximaux sont de l'ordre de 1 mT pour une densité de courant injecté de 10^7A.cm^{-2} dans des stacks Ta(0.8 nm)/Pd(x nm)/Co(0.6 nm). Par extrapolation, cela correspond à des champs de 0.08 mT pour une épaisseur de 10 nm et un courant injecté de 10^{11}A.m^{-2}
- Dans la seconde publication ([184]), les champs effectifs maximaux sont de l'ordre de 3 mT pour une densité de courant injecté de 10^7A.cm^{-2} dans des stacks Ta(1 nm)/Pt(x nm)/Co(1 nm). Cela correspond à des champs d'environ 0.3 mT pour une épaisseur de 10 nm et un courant injecté de 10^{11}A.m^{-2}
- Dans la dernière publication ([182]), les champs effectifs sont de l'ordre de 5 mT pour 10^7A.cm^{-2} dans un stack $\text{AlO}_x(2 \text{ nm})/\text{Co}(0.6 \text{ nm})/\text{Pt}(3 \text{ nm})$. Cela correspond à des champs de 0.3 mT pour une épaisseur de 10 nm et une densité de courant injectée de 10^{11}A.m^{-2}

Dans nos mesure nous obtenons un champ effectif de Slonczewski de 1.1 mT pour $5 \cdot 10^{11} \text{A.m}^{-2}$ ce qui correspond à environ 0.2 mT pour 10^{11}A.m^{-2} .

La mesure de cette composante Slonczewski par méthode de déséquilibre du pont de Wheatstone se révèle être une première dans la communauté dans le sens où ce type de mesure n'a pas été démontré, par exemple, dans l'article traitant de la mesure de la composante 'field' [134]. Il est toutefois à noter que ces mesures de la composante slonczewski par déséquilibre de pont se situent dans les limites de résolution angulaire de notre système de détection (0.05° sur la platine de rotation).

A ce stade nous n'avons pas pu mettre en évidence les différences de spin-torque attendues lorsque l'on insère un

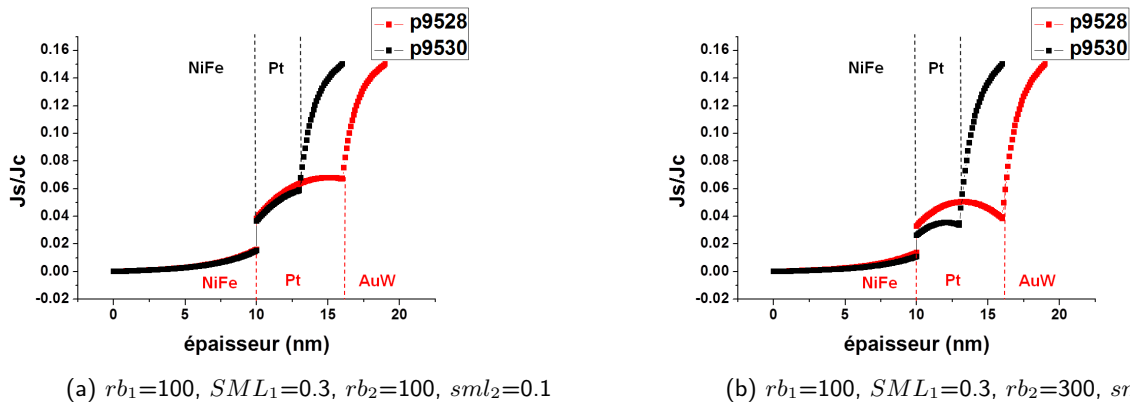


FIGURE 6.25 – Profils de courant de spin dans les multicouches p9528 (NiFe(10)/Pt(6)/AuW(3)) et p9530 (NiFe(10)/Pt(3)/AuW(3)) pour différents paramètres d'interface.

matériau à fort spin-sink comme absorber de spin. Nous nous attendions à un champ effectif de Slonczewski plus important dans l'échantillon P9530 que dans le P9528. Afin d'interpréter ces mesures, nous allons calculer les profils de courant de spin obtenus par approche analytique récursive (dans les multicouches), approche plus détaillée dans l'annexe au chapitre 6. Nous nous intéressons plus particulièrement à l'impact des résistances d'interface (NiFe/Pt : rb_1 et Pt/Au : rb_2) ainsi qu'à la perte de mémoire de spin aux interfaces (NiFe/Pt : $\delta_1 = SML_1$ et Pt/Au : $\delta_2 = SML_2$).

La figure 6.25 présente les profils de courants de spin pour les deux échantillons : P9528 (NiFe(10)/Pt(6)/AuW(3)) et P9530 (NiFe(10)/Pt(3)/AuW(3)) avec deux jeux différents pour les paramètres d'interface. Dans les deux simulations, les paramètres d'interface pour l'interface NiFe/Pt sont identiques et sont choisis pour correspondre à une perte d'environ 1/3 du courant de spin à l'interface ce qui est comparable aux valeurs mesurées dans la littérature récente [185]. Les paramètres de l'interface Pt/AuW sont les moins bien connus et seront différents dans les deux simulations : la résistance d'interface et la perte de mémoire de spin sont plus grands dans la deuxième simulation.

Dans la première simulation (6.25a) le courant de spin injecté dans le NiFe est équivalent pour les deux échantillons. Pour la deuxième simulation (6.25b), nous observons que l'injection de courant de spin par la couche de spin-sink est faible devant le courant de spin généré par l'effet Hall de spin intrinsèque du Pt en raison de la forte réflexion du courant de spin sur cette deuxième interface. Le courant de spin dans le Pt ainsi que le courant de spin injecté dans le NiFe est par conséquent plus important dans l'échantillon Pt épais. La deuxième simulation est donc celle qui rend le mieux compte des différences de champs effectifs mesurées par le couple de transfert de spin. Nous pouvons alors donner comme interprétation possible des mesures de SOT sur les multicouches NiFe/Pt/AuW une perte de courant de spin à l'interface Pt/AuW qui compromet le fonctionnement idéal du spin-sink.

Cette particularité physique d'augmenter les courants de spin et donc l'efficacité de spin-torque par absorption de spin pourra être mesurée dans le futur au laboratoire par des expériences combinées de spin-pumping FMR-ISHE sur les mêmes échantillons. Ces résultats expérimentaux couplés à un travail de modélisation des comportements électromagnétiques dans les structures composites alliant matériaux magnétiques et matériaux à fort couplage spin-orbite sont d'un grand intérêt pour la communauté scientifique de la spintronique.

Annexe au chapitre 6 : courants de spin dans une multi-couche SOC FM

Nous rappelons ici que la spintronique couvre aujourd'hui un champ de phénomènes physiques importants et divers comme le transfert de spin (ou spin-torque), le spin-orbit torque, la spin-torque FMR (STT FMR), la spin-Hall magnétorésistance (ou SMR)[186, 187], les phénomènes d'effet Hall de spin (direct et inverse) [188, 189, 190, 191] ainsi que les phénomènes de spin-pumping [192, 193, 121, 124, 194, 195, 196, 197]. L'ensemble de ces processus utilisent les courants de spin longitudinaux et transverses et leur absorption aux interfaces pour stimuler ou contrôler l'aimantation. Un des intérêts du transfert de spin (et spin orbit torque) se situe par exemple dans le pouvoir de commuter ou de stimuler un élément magnétique en utilisant les propriétés d' interfaces spinorbitroniques actives de type Co/Pt (ou NiFe/Pt comme nous étudions ici), CoFeB/Pt, Co/W ou CoFeB/W. Plusieurs travaux récents ont mis en évidence une perte d'efficacité d'injection de spin à ces interfaces par processus de spin-memory loss (ou SML). Ces processus pourraient être attribués à la précession locale des spins franchissant l'interface en présence d'interaction spin-orbite d'interface (de type Rashba)[185, 198, 121, 120, 199]. A cet effet, les derniers développements consistent à augmenter le courant de spins injecté par une ingénierie d'interface appropriée. Dans ce contexte, il devient alors fortement nécessaire de pouvoir décrire précisément le profil des courants de spin pour leur optimisation.

Ce chapitre décrit notre méthode d'approche analytique ,satisfaisant à une description précise des courants de spins, Nous nous intéressons plus particulièrement au profil des courant de spin longitudinaux et transverse dans les multicouches, dans une approche semi-phénoménologique (Valet-Fert [44]) et donnons un cadre et formalisme général par matrice de transfert.

En considérant le cas particulier de tricouches $Co/Pt/Au : W$ soumis à l'étude, nous considérons ici le système générique $F1/F2/F3$ (F =film) dans lesquelles chaque couche F_n peut servir de source de courant SHE [200]. C'est le cas en particulier du Pt et de l' $Au : W$ et nous cherchons à optimiser le profil des courants de spin dans de telles structures. La géométrie est une géométrie CPP (current-perpendicular to the layer) et les conditions aux limites choisies ici correspondent à un courant de spin nul aux interfaces (spin-flip nul aux 2 interfaces supérieure et inférieure). Toutefois, nous pouvons remarquer, que pour des épaisseurs de couche supérieure à la longueur de diffusion de spin (SDL), le profil du courant reste insensible (indépendant) aux conditions aux limites choisies.

Equations gouvernant la propagation de l'information de spin dans les milieux hétérogènes et les multicouches.

Nous rappelons ici quelques règles importantes permettant de décrire le profil de courant de spin dans les multicouches [201]. A cet effet, notons $r_{s,n}^* = \rho_n \times l_{sf,n}$, la résistance de spin du matériau n massif, produit de sa résistivité ρ_n par sa longueur de diffusion de spin $l_{sf,n}$. Cette résistance de spin est égale à la résistance de spin de la couche considérée (n) lorsque son épaisseur est infinie. Nous désignons par N le système de multicouches partiel comprenant les N premières couches. Nous désignons par t_n l'épaisseur de la couche en unité de sa longueur de diffusion de spin, $l_{sf,n}$. Les équations gouvernant la propagation de l'information de spin dans un milieu magnétique ou non, dans un régime diffusif, en géométrie CPP (current-perpendicular to plane), sont données par les équations de Valet-Fert (VF 1993) selon :

(A) l'équation de diffusion des porteurs :

$$\delta J_s(z) = -\frac{l_{sf}}{r_s^*} \frac{\partial \delta \bar{\mu}(z)}{\partial z}$$

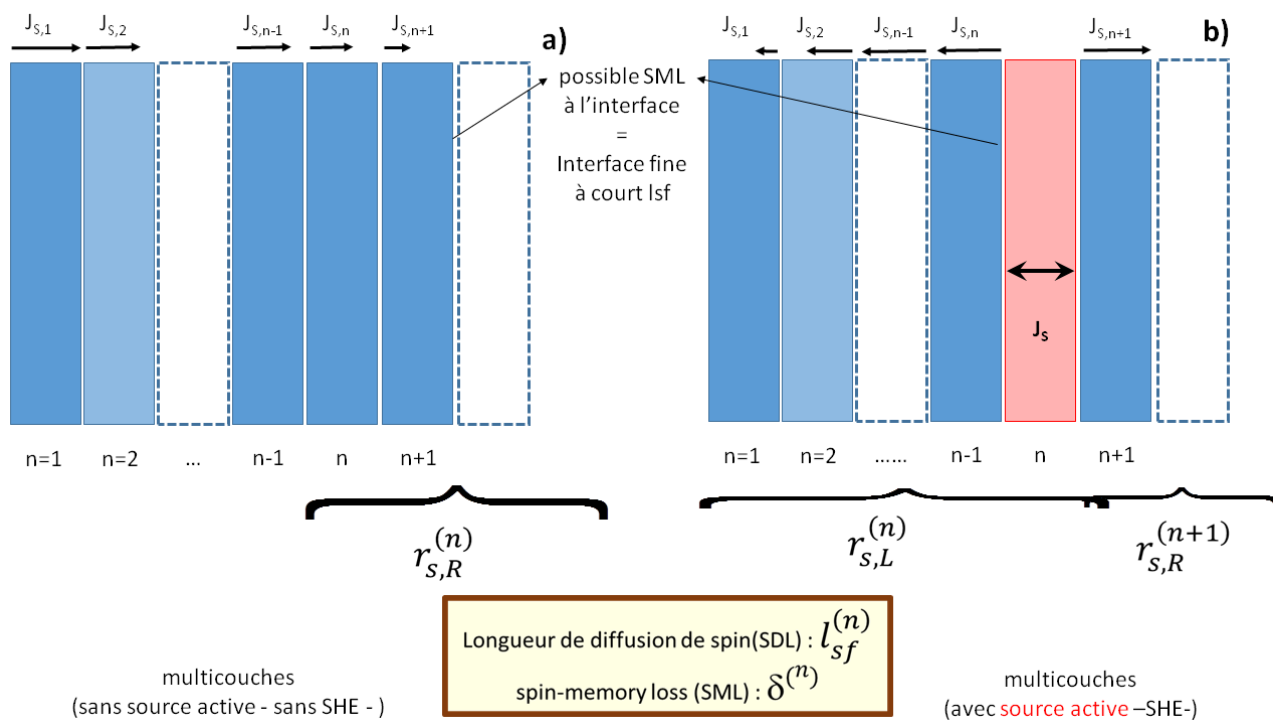


FIGURE 6.26 – a) Schéma de multicouches exprimant le profil des courants de spin $J_{s,n}$ dans les multicouches connaissant le courant de spin à l'entrée $J_{s,1}$ en l'absence de toute source SHE. La méthode de résolution que nous proposons pour trouver le courant de spin dans la multicouche $(n+1)$ en fonction du courant injecté dans le milieu (n) utilise un formalisme récursif.

b) Schéma de multicouches exprimant le profil des courants de spin $J_{s,n}$ dans les multicouches connaissant le courant de spin SHE dans un milieu actif (source SHE). La méthode de résolution que nous proposons permet de trouver le courant de spin injecté de part et d'autre du milieu actif à l'interface. Cette source représente une source de courant générée à l'interface d'une multicouche décrite par a)

où δJ_s est la variation du profil de courant de spin et $\delta \bar{\mu}$ l'accumulation de spin, z étant la direction de transport ainsi que :

(B) l'équation de relaxation de spin :

$$\frac{\partial \delta J_s(z)}{\partial z} = -\frac{1}{r_s^*} \frac{\delta \bar{\mu}(z)}{l_{sf}}$$

où l_{sf} est la longueur de diffusion de spin caractéristique. Cette dernière équation traduit la conservation de charge par mécanisme de spin-flip. Il en résulte une expression du profil de l'accumulation de spin et de courant de spin selon $\delta \bar{\mu}(z) = \delta \bar{\mu}^{(+)} \exp\left(+\frac{z}{l_{sf}}\right) + \delta \bar{\mu}^{(-)} \exp\left(-\frac{z}{l_{sf}}\right)$ et $\delta J_s(z) = -\frac{\delta \bar{\mu}^{(+)}}{r_s} \exp\left(+\frac{z}{l_{sf}}\right) + \frac{\delta \bar{\mu}^{(-)}}{r_s} \exp\left(-\frac{z}{l_{sf}}\right)$. $\delta \bar{\mu}^{(+)}$ et $\delta \bar{\mu}^{(-)}$ sont 2 paramètres à déterminer selon les conditions aux limites adoptées aux interfaces, conditions qui sont : continuité de l'accumulation et du courant de spin aux interfaces avec une valeur nulle à l'infini. Les profils de J_s et de $\delta \bar{\mu}$ sont donc guidés par les résistances de spin des différents matériaux.

Nous développons, plus bas, une approche récursive permettant de tracer le profil des courants de spin dans les multicouches à source *SHE*.

Formule récursive générale des résistances de spin et du courant de spin par source SHE.

1) L'approche générale adoptée ici est de calculer la résistance de spin d'un système multicouche constituée de la concaténation d'un système (N-1), dont la résistance de spin est connue ($r_{s,N-1}$), et d'une couche mince (1) à sa gauche. Nous pouvons montrer que la résistance de spin effective, $r_{s,N}$ du système dans son ensemble s'écrit :

$$r_{s,N} = r_{s,1}^* \frac{r_{s,N-1} \cosh(t_1) + r_{s,1}^* \sinh(t_1)}{r_{s,N-1} \sinh(t_1) + r_{s,1}^* \cosh(t_1)}$$

Nous pouvons remarquer que nous retrouvons bien les expressions correctes pour les résistance de spin dans la limite d'une épaisseur nulle et infinie du milieu (1). Une telle approche récursive pour le calcul des résistances de spin permet de généraliser au cas de la présence d'une dépolarisation de spin par SML (spin-memory loss) aux interfaces comme nous allons le voir plus bas. Nous utiliserons cette expression de façon intensive dans la suite.

Par de simples arguments de symétrie, nous pouvons calculer une résistance de spin effective d'un système concaténé par la droite lorsque la source de spin (SHE) se situera à droite du milieu considéré.

2) A partir du courant de spin source, $J_{s,N}$ calculé précédemment en 3) au niveau de l'interface N-1/N, nous pouvons calculer par une méthode récursive identique, le courant de spin $J_{s,N+1}$ à l'interface (N/N+1) selon la formule générique :

$$J_{s,N+1} = J_{s,N} \frac{r_n^*}{r_n^* \cosh(t_n) + r_{s,N+1} \sinh(t_n)}$$

3) Nous décrivons ici le courant de spin injecté depuis un film n d'épaisseur finie (nous rappelons que t_n est son épaisseur en unité de son l_{sf}) jouant le rôle de source *SHE* (comme le *Pt* ou l'*Au* : *W*) à ses deux interfaces respectives avec un milieu effectif ($N-1$) à sa gauche et un milieu effectif ($N+1$) à sa droite (voir figure 6.26 partie gauche). Par un simple argumentaire, le courant de spin $J_{s,N-1}$ et $J_{s,N+1}$ injecté à ces 2 interfaces lorsque les 2 résistances de spin sont nulles de part et d'autre du milieu *SHE* ($r_{s,N-1} = 0$ et $r_{s,N+1} = 0$) est simplement égal à $\theta_n J_C$ ($= J_{s,N-1} = J_{s,N+1}$) où θ_n représente l'angle Hall de spin et J_C le courant de charge dans le plan (que nous prenons dorénavant égal à l'unité).

4) A partir de ces considérations, nous pouvons calculer le profil du courant de spin selon une loi de renormalisation faisant intervenir les résistances de spin respectives. Le courant de spin injecté à l'interface de droite, $J_{s,R}$ avec le milieu $N+1$ lorsque la résistance de spin effective à droite, $r_{s,N+1}$, n'est plus nulle, s'écrit :

$$J_{s,R} = \theta_n \frac{r_{s,n}^* \tanh(t_2)}{r_{s,n}^* \tanh(t_2) + r_{s,N+1}}$$

où $r_{sL,N}$ représente la résistance de spin à gauche ($L=\text{left}$) incluant la source SHE et dont la valeur est $r_{sL,N} = r_s \tanh(t)$ lorsque les conditions aux limites à gauche correspondent à un pur spin-sink ($r_{s,N-1} = 0$).

De même, avec une géométrie identique, le courant de spin à l'interface de gauche en contact avec le milieu de résistance de spin nulle s'écrit :

$$J_{s,R} = \theta_n \frac{r_{s,N+1} (\cos(t_2) - 1) r_{s,n}^* \sinh(t_2)}{r_{s,n}^* \sinh(t_2) + r_{s,N+1} \cosh(t_2)}$$

5) De l'expression précédente, il advient que le courant de spin injecté à l'interface d'une couche d'un matériau SHE délimité par le vide à gauche (condition=courant de spin nul à cette interface) et d'un milieu hétérogène à droite (multicouche) s'écrit :

$$J_{s,N} = J_{s,N} \frac{r_n^*}{r_n^* \cosh(t_n) + r_{s,N+1} \sinh(t_n)}$$

6) Pour les expériences de spin-transfer pour la commutation magnétique ainsi que pour les expériences de spin-transfer - *ISHE*, pour lesquelles on s'intéresse essentiellement à la composante transverse du courant de spin, vis à vis de la direction de l'aimantation locale, nous pouvons adopter les mêmes règles (1-4) que celles décrites précédemment excepté du remplacement de la résistance de spin, $r_{s,N+1}$, du milieu en contact (N+1) par $1/G^{\uparrow\downarrow}$ où $G^{\uparrow\downarrow}$ est la spin-mixing conductance à l'interface (N/N+1)(voir figure 6.26 partie droite).

7) Par ce formalisme, nous pouvons décrire d'autres phénomènes faisant intervenir l'accumulation de spin tels que la spin-Hall magnétorésistance (SMR).

Définition des résistances de spin avec et sans SML

Pour ce système de 3 couches, les résistances de spin sans SML, $r_{s,n}$ s'écrivent :

$$\begin{aligned} r_{s,1} &= \rho_{s,1}^* \coth(t_1) \\ r_{s,2} &= r_{s,2}^* \\ r_{s,3} &= \rho_{s,3}^* \coth(t_3) \end{aligned}$$

où les formes en $\coth$ expriment les effets d'épaisseur finie (t_1 , et t_3 en rapport de leur longueur de diffusion de spin respectif) des 2 couches externes.

De même, nous pouvons exprimer les résistance de spin, $r_{m,n}$ incluant possiblement un SML d'interface entre (1) et (2) ($\text{sml1}=\delta_1$) et (2) et (3) ($\text{sml2}=\delta_2$) selon :

$$\begin{aligned} r_{m,1} &= \frac{r_{b,1} r_{s,1} \cosh(\delta_1) + \frac{r_{b,1}}{\delta_1} \sinh(\delta_1)}{\delta_1 r_{s,1} \sinh(\delta_1) + \frac{r_{b,1}}{\delta_1} \cosh(\delta_1)} \\ r_{m,2} &= \frac{r_{b,2} r_{s,2} \cosh(\delta_2) + \frac{r_{b,2}}{\delta_2} \sinh(\delta_2)}{\delta_2 r_{s,2} \sinh(\delta_2) + \frac{r_{b,2}}{\delta_2} \cosh(\delta_2)} \\ r_{m,3} &= \frac{r_{b,2} r_{s,2} \cosh(\delta_2) + \frac{r_{b,2}}{\delta_2} \sinh(\delta_2)}{\delta_2 r_{s,2} \sinh(\delta_2) + \frac{r_{b,2}}{\delta_2} \cosh(\delta_2)} \end{aligned}$$

où $r_{b,n}$ sont les résistances d'interface correspondantes. De ces expressions et de la relation récursive générale décrite plus haut donnant les résistances d'un système concaténé, nous pouvons définir les résistances de spin constitutives du milieu effectif (1)+(2) incluant possiblement un spin-memory loss (SML) selon :

$$r_{21} = r_{s,2} \frac{r_{m,1} \cosh(t_2) + r_{s,2} \sinh(t_2)}{r_{s,2} \cosh(t_2) + r_{m,1} \sinh(t_2)}$$

$$r_{23} = r_{s,2} \frac{r_{m,3} \cosh(t_2) + r_{s,2} \sinh(t_2)}{r_{s,2} \cosh(t_2) + r_{m,3} \sinh(t_2)}$$

par lesquels le SML est inclu entre les milieux (2) et (1) ainsi que les milieux (2) et (3) mais non pas (1) et (2) et (3).

De même, les résistance de spin des milieux effectifs (2)+(1) et (2)+(3) avec SML inclu à toutes les interfaces (1)/(2) et l'interface (2)/(3), s'écrivent respectivement :

$$r_{21r} = \frac{r_{b,2}}{\delta_2} \frac{r_{21} \cosh(\delta_2) + \frac{r_{b,2}}{\delta_2} \sinh(\delta_2)}{r_{21} \sinh(\delta_2) + \frac{r_{b,2}}{\delta_2} \cosh(\delta_2)}$$

$$r_{23l} = \frac{r_{b,1}}{\delta_1} \frac{r_{23} \cosh(\delta_1) + \frac{r_{b,1}}{\delta_1} \sinh(\delta_1)}{r_{23} \sinh(\delta_1) + \frac{r_{b,1}}{\delta_1} \cosh(\delta_1)}$$

La connaissance de toutes ces grandeurs est nécessaire pour calculer le profil du courant de spin dans la multicouche à partir des sources de courant de spin *SHE*.

Calcul des courants de spin SHE dans les multicouches par principe de superposition linéaire

Avec l'ensemble de ces règles et des arguments exposés, il devient donc possible de calculer le profil des courants de spin dans n'importe quel type de multicouches présentant plusieurs sources SHE en son intérieur. C'est le cas des systèmes NiFe/Pt/Au :W pour lesquels les couches de Pt (N=2) et d'Au :W (N=3) jouent le rôle de matériaux SHE avec des angles Hall de spin différents voire pouvant être opposés. Nous donnons ici le traitement général d'une tricolore incluant potentiellement 3 matériaux SHE caractérisés par 3 angles Hall de spin différents.

Les différentes couches (1)-(2)-(3) vont générer un courant de spin au niveau de chaque interface selon les règles décrites plus haut, calculés de façon récursive (en cascade) selon :

Effet hall de spin de la couche (1)

$$J_{10}^{(1)} = \theta_1 \tanh\left(\frac{t_2}{2}\right) \tanh(t_2)$$

$$J_{1,r}^{(1)} = J_{10}^1 \frac{r_{s,1}}{r_{s,1} + r_{23l}}$$

$$J_{2l}^{(1)} = J_{1,r}^1 \frac{r_{b,1}}{\delta_1} \frac{1}{\frac{r_{b,1}}{\delta_1} \cosh(\delta_1) + r_{23} \sinh(\delta_1)}$$

$$J_{2r}^{(1)} = J_{2l}^1 \frac{r_{s,2}^*}{r_{s,2}^* \cosh(t_2) + r_{m,3} \sinh(t_2)}$$

$$J_{3l}^{(1)} = J_{2r}^1 \frac{r_{b,2}}{\delta_2} \frac{1}{\frac{r_{b,2}}{\delta_2} \cosh(\delta_2) + r_{s,3} \sinh(\delta_2)}$$

où $J_{nl,r}^m$ représente les courants de spin générés par la couche SHE (m) dans la couche (n) à l'interface gauche (l) ou droite (r) des couches voisines.

Effet hall de spin de la couche (3)

Par symétrie, nous pouvons donner des expressions identiques pour les courants de spin-Hall générés par la couche (3) selon :

$$\begin{aligned}
J_{30}^{(3)} &= \theta_3 \tanh\left(\frac{t_3}{2}\right) \tanh(t_3) \\
J_{3r}^{(3)} &= J_{30}^3 \frac{r_{s,3}}{r_{s,3} + r_{21r}} \\
J_{2r}^{(3)} &= J_{3r}^3 \frac{r_{b,2}}{\delta_2} \frac{1}{\frac{r_{b,2}}{\delta_2} \cosh(\delta_2) + r_{21} \sinh(\delta_2)} \\
J_{2l}^{(3)} &= J_{2r}^3 \frac{r_{s,2}^*}{r_{s,2}^* \cosh(t_2) + r_{m,1} \sinh(t_2)} \\
J_{1r}^{(3)} &= J_{2l}^3 \frac{r_{b,1}}{\delta_1} \frac{1}{\frac{r_{b,1}}{\delta_1} \cosh(\delta_1) + r_{s,1} \sinh(\delta_1)}
\end{aligned}$$

Effet hall de spin de la couche (2)

Le calcul de l'effet Hall de spin dans la couche (2) implique un calcul légèrement différent mais toujours selon les mêmes règles générales selon :

$$\begin{aligned}
J_{20r}^{(2)} &= \theta_2 \frac{r_{m,1} (\cosh(t_2) - 1) + r_{s,2}^* \sinh(t_2)}{r_{m,1} \cosh(t_2) + r_{s,2}^* \sinh(t_2)} \\
J_{2r}^{(2)} &= J_{20r}^2 \frac{r_{21}}{r_{21} + r_{m,3}} \\
J_{3l}^{(2)} &= J_{2r}^2 \frac{r_{b,2}}{\delta_2} \frac{1}{\frac{r_{b,2}}{\delta_2} \cosh(\delta_2) + r_{s,3} \sinh(\delta_2)}
\end{aligned}$$

et de même :

$$\begin{aligned}
J_{20l}^{(2)} &= \theta_2 \frac{r_{m,3} (\cosh(t_2) - 1) + r_{s,2}^* \sinh(t_2)}{r_{m,3} \cosh(t_2) + r_{s,2}^* \sinh(t_2)} \\
J_{2l}^{(2)} &= J_{20l}^2 \frac{r_{23}}{r_{23} + r_{m,1}} \\
J_{1r}^{(2)} &= J_{2l}^2 \frac{r_{b,1}}{\delta_1} \frac{1}{\frac{r_{b,1}}{\delta_1} \cosh(\delta_1) + r_{s,1} \sinh(\delta_1)}
\end{aligned}$$

Courant de spin total à chaque interface.

Le courant de spin à chaque interface s'écrit comme la somme des contributions de chaque générateurs Hall, par principe de superposition linéaire, selon :

$$J_{1r} = J_{1r}^{(1)} + J_{1r}^{(2)} + J_{1r}^{(3)} \quad (6.39)$$

$$J_{2l} = J_{2l}^{(1)} + J_{2l}^{(2)} + J_{2l}^{(3)} \quad (6.40)$$

$$J_{2r} = J_{2r}^{(1)} + J_{2r}^{(2)} + J_{2r}^{(3)} \quad (6.41)$$

$$J_{3l} = J_{3l}^{(1)} + J_{3l}^{(2)} + J_{3l}^{(3)} \quad (6.42)$$

Profil du courant de spin.

A partir des formulations précédentes des courants de spin à chaque interface, nous pouvons dresser le profil du courant de spin dans la multicouche selon le profil couche-par-couche (n est l'identité de la couche) suivant l'expression donnée ci-dessous :

$$J_{sn} = \theta_n + (J_{nr} - \theta_n) \frac{\sinh(z)}{\sinh(t_2)} + (J_{nl} - \theta_n) \frac{\sinh(t_2 - z)}{\sinh(t_2)} \quad (6.43)$$

Conclusion générale

Nous rappelons avant tout, dans cette conclusion, le contexte et la mise en œuvre de ce projet de thèse. Ce projet et le travail fourni ont été construits autour d'une collaboration faisant intervenir 4 partenaires (SYSNAV, CNRS-Thales, CNRS-LPP, Thales) autour du développement et la mise en œuvre d'un capteur magnétorésistif AMR à pont de Wheatstone pour des applications de type navigation (SYNAV). Dans ce cadre, la technologie AMR a été choisie/désignée comme la technologie pertinente pour la gamme de champ magnétique (μT) et de son gradient à détecter. De plus, les capteurs AMR disponibles sur le marché permettent d'entrevoir des performances intéressantes au niveau des détectivités magnétique dans la gamme du $\text{nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ [SYSNAV+LPP-X]. A partir de ces idées, nous avons construit et fait le design d'un magnétomètre (pont de Wheatstone) à base de NiFe qui ont permis d'entrevoir des performances assez idéales, proches de celles que l'on peut trouver dans le commerce en terme de mesure de bruit et de sensibilité en champ magnétique.

Afin de tester, les performances « ultimes » des magnétomètres ainsi réalisés, nous avons réalisé l'ingénierie d'un pont de Wheatstone AMR particulier capables de mesurer les couples de transfert de spin dans les systèmes NiFe/Pt sous fort courant. Le principe de mesure comme nous le rappellerons plus loin, consiste à la mesure de la « composante champ » du torque comme celle venant d'un champ magnétique extérieur (de façon assez évidente), mais également de la mesure de la composante de type Slonczewski (antidamping-like) par déséquilibre en pont du terme d'anisotropie. Les mesures expérimentales réalisées avec une très grande précision angulaire permettent de quantifier ainsi l'amplitude des 2 couples, linéaires en courant, et quantifiées assez fidèlement aux modèles attendus.

Nous rappelons ci-dessous, les principales étapes de ce travail réalisé sur 4 ans et sur 4 sites différents du développement des algorithmes de correction d'erreur pour la navigation, du design et de l'implémentation des ponts de Wheatstone comme magnétomètres ou comme dispositifs de mesures des couples magnétiques ainsi que sur la modélisation poussée des phénomènes physiques mis en jeu (AMR, profils des courants de spin et des couples).

Ainsi, dans un premier temps, nous avons développé un algorithme innovant permettant de corriger les perturbations magnétiques dans un compas magnétique en utilisant la mesure des gradients du champ magnétique. Cet algorithme a été mis en œuvre grâce à un réseau de magnétomètres Honeywell 1021/1022 et permet de corriger la perturbation sous certaines conditions : l'objet à la source doit être entre 20 et 50 cm du compas et les perturbations magnétiques complexes générées par certains objets sont mal reconstruites par l'algorithme. Les performances de l'algorithme sont très dépendantes de la qualité des magnétomètres et la plage de distance sur laquelle il est efficace peut être largement augmentée en améliorant la sensibilité du dispositif de mesure. Cette partie est développée dans le chapitre 1 du manuscrit.

Nous avons fait un revue non-exhaustive de l'état de l'art des différentes technologies de capteurs magnétiques, et des magnétomètres afin de déterminer celle la plus adaptée à la navigation magnéto-inertielle. Notre choix, à partir de critère de sensibilité, détectivité et de niveau de bruit s'est porté vers les magnétomètres spintroniques et en particulier celles des AMR et des GMR, bien maîtrisées à l'unité mixte de Physique CNRS-Thales.

Nous avons également développés des modèles physiques et numériques nécessaires à la compréhension des effets observés sur les AMR et les GMR. Les AMRS se distinguent en effet, en particulier, par une perte d'amplitude à faible épaisseur (de 50 nm à 2nm) que nous attribuons à une perte de polarisation de spin aux interfaces. Afin de simuler les courants de spin dans les couches magnétiques, ces modèles prennent en compte les différents types de diffusion aux interfaces tels que la diffusion dépendante du spin et la perte de mémoire de spin (spin-memory loss). Ils permettent ainsi, pour la première fois, de quantifier précisément ces effets et le comportement des structures multicouches utiles dans les magnétomètres de type AMR et GMR.

Nous avons fabriqué au laboratoire des capteurs GMR-CIP à base de trisouches Co/Cu/NiFe. Le principal défi était

de produire des capteurs linéaires à champ nul ce qui a été rendu possibles grâce à un travail d'optimisation des design qui comprend des simulations de tous les couplages magnétiques intervenant dans les multicouches et une campagne de mesure sur des échantillons utilisant les différents design. Les mesures de bruit effectuées révèlent un bruit basse fréquence qui provient vraisemblablement de la présence de domaines aux coudes des méandres révélées au MFM ainsi que de l'interface avec la couche antiferromagnétique. Des pistes pour la réduction de ce bruit sont présentées dans le manuscrit.

Concernant le cœur du travail, nous avons fait le design et fabriqué des magnétomètres AMR à barberpole à base d'un film de permalloy (NiFe) fin, de 50 nm à 2 nm, incluant un dispositif de Set/Reset pour une remise à zéro électronique du dispositif magnétique. Nous avons testé les capteurs fabriqués comportant des couches de différents matériaux pour la couche de couverture et également buffer, de différentes épaisseurs en terme de sensibilité bruit et dérive thermique. Les capteurs fabriqués dans notre laboratoire possèdent des performances proches de ceux du commerce (Honeywell, Sensitec) en terme de sensibilité et de détectivité. Une réflexion et un travail sur l'optimisation de l'encapsulation de l'élément actif (NiFe) est actuellement en cours à l'unité mixte CNRS-Thales pour une optimisation du signal (pour la diminution du bruit basse fréquence notamment). Sur la base du travail acquis, nous proposons également un design de gradiomètre AMR de type pont de Wheatstone qui devra permettre, en une seule mesure, de déterminer le gradient du champ magnétique local.

Nous avons ensuite réalisé une étude particulière sur le gain magnétique obtenu par l'ajout de concentrateurs de flux sur de tels capteurs magnétorésistifs AMR à pont de Wheatstone. Notre étude s'est tout d'abord penchée sur la simulation en trois dimensions des concentrateurs prédisant, in fine, un gain en sensibilité de 500% (facteur 5) pour un capteur AMR standard' doté de concentrateurs de flux en CoZrNb de $1\mu\text{m}$ d'épaisseur. Les concentrateurs de flux épais ($1\mu\text{m}$) ont ensuite été déposés par pulvérisation cathodique sur des capteurs AMR, les mesures montrant un gain équivalent à celui prédit par les simulations. D'autre part ce gain magnétique s'accompagne également d'une faible hystérésis d'environ, 0.5G, extrait de nos mesures électriques. Des pistes sont proposées pour améliorer le gain notamment en augmentant l'épaisseur du dépôt et pour réduire l'hystérésis en optimisant la méthode de dépôt. Nous proposons également un design innovant de concentrateur pour gradiomètres

Pour l'ensemble du travail, une compréhension poussée des mécanismes physiques et des fondamentaux intervenants au niveau des capteurs magnétorésistifs et de leur fonctionnement a été acquise à partir de mesures expérimentales poussées. Cette expertise sera utile par la suite, au sein de la société SYSNAV, à la mise en œuvre et une exploitation optimale de l'utilisation de magnétomètres magnétorésistifs pour la navigation magnéto-inertielle.

Enfin, nous avons développé un dispositif de mesure particulier ultrasensible pour la mesure des couples de transfert de spin par courant de spin-orbite (SOT) utilisant un pont de Wheatstone ainsi que des barberpoles. Le spin-torque-bridge a permis de mesurer avec précision les champs effectifs des torques de spin-orbite produites par effet Hall de spin dans des couches minces dans les bicouches de type NiFe/Pt ou les éléments lourds sont joués par le Pt et par l'AuW. Ces résultats expérimentaux couplés à un travail de modélisation des comportements électromagnétiques dans les structures composites alliant matériaux magnétiques et matériaux à fort couplage spin-orbite sont d'un grand intérêt pour la communauté scientifique de la spintronique.

Bibliographie

- [1] M. Schuler. Die störung von pendel und kreiselapparaten durch die beschleunigung des fahrzeuges. *Physikalische Zeitschrift*, 24(16) :344–350, 1923.
- [2] D. Vissiere, A. P. Martin, and N. Petit. Using magnetic disturbance to improve imu-based position estimation. In *9th European control conf.*, 2007.
- [3] R. E. Kalman. On the general theory of control systems. *IRE Transactions on Automatic Control*, 4(3) :110–110, 1959.
- [4] Eric Dorveaux. *Navigation Magnéto-inertielle, principes et application à un système podométrique indoor*. PhD thesis, l'École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2011.
- [5] M. H. Afzal. *Use of Earth's magnetic field for pedestrian navigation*. PhD thesis, University of calgary, 2011.
- [6] P. J. Bristeau and N. Petit. Navigation system for ground vehicles using temporally interconnected observers. In *American Control Conference (ACC), 2011*, pages 1260–1267. IEEE, 2011.
- [7] M.J. Caruso. Applications of magnetic sensors for low cost compass systems. In *Position Location and Navigation Symposium, IEEE 2000*, pages 177–184. IEEE, 2000.
- [8] Quentin Ladetto, Vincent Gabaglio, and Bertrand Merminod. Combining gyroscopes, magnetic compass and gps for pedestrian navigation. In *Proceedings of the international symposium on kinematic systems in geodesy, geomatics, and navigation*, pages 205–213, 2001.
- [9] Q. Ladetto, J. Van Seeters, S. Sokolowski, Z. Sagan, and B. Merminod. Digital magnetic compass and gyroscope for dismounted soldier position and navigation. In *NATO-RTO meetings*, 2002.
- [10] L. S. Withanawasam M. J. Caruso. Vehicle detection and compass applications using amr magnetic sensors. In *Sensors Expo Proceedings*, volume 477, page 39, 1999.
- [11] John Mattern and Earnest R Harrison. Semi-automatic compass calibrator apparatus for a vehicle mounted flux gate compass system to cancel out effect of local magnetic disturbances, November 9 1976. US Patent 3,991,361.
- [12] M. Moulin, J.C. Goudon, J.M. Marsy, B. Legendarme, R. Presset, and L. Dedreuil-Monnet. Process for compensating the magnetic disturbances in the determination of a magnetic heading, and devices for carrying out this process, November 15 1983. US Patent 4,414,753.
- [13] A.C. Setter and D.J. Kesselring. Magnetic compass compensation system, May 4 1982. US Patent 4,327,498.
- [14] Gérard Lachapelle Valérie Renaudin, Muhammad Haris Afzal. Magnetic perturbations detection and heading estimation using magnetometers. *Journal of Location Based Services*, 6(3) :161–185, 2012.
- [15] C. T. M. Baten P. H. Veltink D. Roetenberg, H. J. Luinge. Compensation of magnetic disturbances improves inertial and magnetic sensing of human body segment orientation. *IEEE Transactions on neural systems and rehabilitation engineering*, 13(3) :395–405, 2005.
- [16] C. Finlay et al. International geomagnetic reference field : the eleventh generation. *Geophysical Journal International*, 183(3) :1216–1230, 2010.
- [17] N. Tsyganenko. A model of the near magnetosphere with a dawn dusk asymmetry. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 107(A8), 2002.
- [18] J.E. Castillo, J.M. Hyman, M. Shashkov, and S. Steinberg. Fourth-and sixth-order conservative finite difference approximations of the divergence and gradient. *Applied Numerical Mathematics*, 37(1-2) :171 – 187, 2001.
- [19] D. Vissiere. P. Martin E. Dorveaux and N. Petit. iterative calibration method for inertial and magnetic sensors. In *48th IEEE conf. on decision and control*, 2009.
- [20] E Dorveaux. On-the field calibration of an array of sensors. In *American control conference*, 2010.

- [21] M. D. Coey. *Magnetism and Magnetic Materials*. 2010.
- [22] J. Kubler. *Theory of Itinerant Electron Magnetism*. Oxford University Press, 2000.
- [23] Etienne du Tremolet de Lacheisserie. *Magnetisme*. EDP Sciences, 1999.
- [24] D. Jiles. *Introduction to magnetism and magnetic materials*. CRC Press, 2013.
- [25] S. Blundell. *Magnetism in condensed matter*. Oxford university press, 2001.
- [26] E. M. Lifshitz L. D. Landau. *Quantum mechanics*, chapter 3. pergamon, 1958.
- [27] J. A. Osborn. Demagnetization factors of the general ellipsoid. *Physical Review B*, 67(11-12) :351, 1945.
- [28] P. Bruno. Tight-binding approach to the orbital magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy of transition-metal monolayers. *Physical Review B*, 39(1) :865, 1989.
- [29] C. D. Graham S. Chikazumi. *Physics of Ferromagnetism 2e*. Oxfors Science Publications, 1994.
- [30] Roger Wood. Exact solution for a stoner–wohlfarth particle in an applied field and a new approximation for the energy barrier. *IEEE Transactions on Magnetics*, 45(1) :100–103, 2009.
- [31] B. Kaplan and G.A. Gehring. The domain structure in ultrathin magnetic films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 128(1-2) :111–116, 1993.
- [32] A. Srinivasan P. Alagarsamy. National programme on technology enhanced learning. physics of magnetic recording and recording media. web.
- [33] Serhat Metin Stuart S. P. Parkin Virgil S. Speriosu Bernard Dieny, Bruce A. Gurney. Magnetoresistive sensor based on the spin valve effect, 1992.
- [34] Miguel Kiwi. Exchange bias theory. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 234(3) :584–595, 2001.
- [35] C.P. Bean W.P. Meiklejohn. New magnetic anisotropy. *Physical review*, 102(5) :1413, 1956.
- [36] L. Néel. Ferro-antiferromagnetic coupling in thin layers, 1967.
- [37] A. P. Malozemoff. Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces. *Physical Review B*, 35(7) :3679, 1986.
- [38] P. S. Bagus D. Mauri, H. C. Siegmann and E. Kay. Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate. *Journal of Applied Physics*, 62(7) :3047–3049, 1987.
- [39] N. C. Koon. Calculations of exchange bias in thin films with ferromagnetic/antiferromagnetic interfaces. *Physical Review Letters*, 78(25) :4865, 1997.
- [40] W.H. Butler T.C. Schulthess. Consequences of spin-flop coupling in exchange biased films. *Physical review letters*, 81(20) :4516, 1998.
- [41] G.C. Hadjipanayis J.W. Cai C.L. Chien J. S. Zhang, D. Dimitrov. Coercivity induced by random field at ferromagnetic and antiferromagnetic interfaces. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 198 :468–470, 1999.
- [42] Kyusik SinNingjia ZhuYingjian Chen. Spin valve sensors having synthetic antiferromagnet for longitudinal bias, 2001.
- [43] A. Fert F. Nguyen Van Dau F. Petroff P. Etienne G. Creuzet A. Friederich M. N. Baibich, J. M. Broto and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices. *Physical Review Letters*, 61(21) :2472, 1988.
- [44] A. Fert T. Valet. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. *Physical Review B*, 48(10) :7099, 1993.
- [45] P. Bruno and C. Chappert. Ruderman-kittel theory of oscillatory interlayer exchange coupling. *Physical Review B*, 46(1) :261, 1991.
- [46] P. Bruno and C. Chappert. Oscillatory coupling between ferromagnetic layers separated by a nonmagnetic metal spacer. *Physical Review Letters*, 67(12) :1602, 1991.
- [47] Grünberg Binasch, Peter Grünberg, F Saurenbach, and W Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Physical review B*, 39(7) :4828, 1989.
- [48] S Zhang, PM Levy, and A Fert. Conductivity and magnetoresistance of magnetic multilayered structures. *Physical Review B*, 45(15) :8689, 1992.
- [49] X-G Zhang and WH Butler. Conductivity of metallic films and multilayers. *Physical Review B*, 51(15) :10085, 1995.
- [50] WH Butler, X-G Zhang, DMC Nicholson, and JM MacLaren. First-principles calculations of electrical conductivity and giant magnetoresistance of co/cu/co spin valves. *Physical Review B*, 52(18) :13399, 1995.

- [51] R. E. Camley P. Grunberg J. Barnas, A. Fuss and W. Zinn. Novel magnetoresistance effect in layered magnetic structures : Theory and experiment. *Physical Review B*, 42(13) :8110, 1990.
- [52] RG Chambers. The physics of metals. *Electrons*, ed. JM Ziman (Camb. Univ. Press, 1969) Chap, 4, 1969.
- [53] Alfred Brian Pippard. The dynamics of conduction electrons. 1965.
- [54] Horacio E Camblong and Peter M Levy. Novel results for quasiclassical linear transport in metallic multilayers. *Physical review letters*, 69(19) :2835, 1992.
- [55] X. G. Zhang V. F. Los D. A. Stewart, W. A. Butler. Interfacial scattering in magnetic multilayers and spin valves. *Physical Review B*, 68(1) :014433, 2003.
- [56] Jaroslav Hamrle Ondrej Stejskal, Andre Thiaville. Modelling the current distribution of a multilayer sample using fuchs-sondheimer model.
- [57] D. R. Penn and M. D. Stiles. Solution of the boltzmann equation without the relaxation-time approximation. *Physical Review B*, 59(20) :13338, 1999.
- [58] M. D. Stiles and D. R. Penn. Calculation of spin-dependent interface resistance. *Physical Review B*, 61(5) :3200, 2000.
- [59] K. Fuchs. The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals. In *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, volume 34, pages 100–108. Cambridge University Press, 1937.
- [60] J. Sinova H.-W. Lee M. D. Stiles K.-W. Kim, K.-J. Lee. Spin-orbit torques from interfacial spin-orbit coupling for various interfaces. *Physical Review B*, 96(10) :104438, 2017.
- [61] X. G. Zhang-V. F. Los D. A. Stewart, W. H. Butler. Interfacial scattering in magnetic multilayers and spin valves. *Physical Review B*, 68(1) :014433, 2003.
- [62] K. Inomata E. Hirota, H. Sakakima. *Giant Magneto-Resistance Devices*. Number 55. Springer, 2002.
- [63] Hartmann. *Magnetic Multilayer and Giant Magneto-resistance*. Springer, 2000.
- [64] O. Jaoul A. Fert. Left-right asymetry in the scattering of electrons by magnetic impurities, and a hall effect. *Physical Review Letters*, 28(303), octobre 1972.
- [65] K. Harigaya A. Sakuma S. Kokado, M. Tsunoda. Anisotropic magnetoresistance effect in fe, co, ni, fe₄n, and half-metallic ferromagnets : A systematic analysis. *Journal of the Physical Society of Japan*, 81(2) :024705, 2011.
- [66] Satoshi Kokado and Masakiyo Tsunoda. Twofold and fourfold symmetric anisotropic magnetoresistance effect in a model with crystal field. *Journal of the Physical Society of Japan*, 84(9) :094710, 2015.
- [67] N. F. Mott. The electrical conductivity of transition metals. In *Proceedings of the Royal Society A*, volume 153, pages 699–717, 1936.
- [68] J. Smit. Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures. *Physica*, 17(6) :612–627, juin 1951.
- [69] T. R. McGuire and R. I. Potter. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys. *IEEE Transactions on Magnetism*, 11(4) :1018–1038, 1975.
- [70] A Fert I A Campbell and O Jaoul. The spontaneous resistivity anisotropy in ni-based alloys. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 3(15) :595, 1970.
- [71] A. P. Malozemoff. Anisotropic magnetoresistance of amorphous and concentrated polycrystalline iron alloys. *Physical Review B*, 32(9) :6080, 1985.
- [72] D. H. Skiller-K. H. Lee F. Okkels A. D. Henriksen, B. T. Dalslet and M. F. Hansen. Planar hall effect bridge magnetic field sensors. *Applied Physics Letters*, 97(013507), juin 2010.
- [73] Frederic Nguyen Van Dau Armando Encinas Francois Montaigne, Alain Schuhl. Development of magnetoresistive sensors based on planar hall effect for applications to microcompass. *Sensors and Actuators A : Physical*, 81(1-3) :324–327, 2000.
- [74] A. K. Menon H. A. Ferreira D. L. Graham P. P. Freitas L. Ejasing, M. F. Hansen. Planar hall effect sensor for magnetic micro- and nanobead detection. *Applied Physics Letters*, 84(23) :4729–4731, 2004.
- [75] T.A. Tan G.S. Chong V. Ng T.S. Low A.O. Adeyeye, M.T. Win. Planar hall effect and magnetoresistance in co/cu multilayer films. *Sensors and Actuators A : Physical*, 116(1) :95–102, 2004.
- [76] Do Thi Huong Giang Tran Mau Danh Bui Dinh Tu, Le Viet Cuong and Nguyen Huu Duc. Optimization of planar hall effect sensor for magnetic bead detection using spin-valve nife/cu/nife/irmn structures. *Journal of Physics : Conference Series*, 187(1) :012056, 2009.

- [77] O. Sinwani A. Grosz E. Paperno et al. V. Mor, M. Schultz. Planar hall effect sensors with shape-induced effective single domain behavior. *Journal of Applied Physics*, 111(7) :07E519, 2012.
- [78] L. Sun Y. F. Liu, J. W. Cai. Large enhancement of anisotropic magnetoresistance and thermal stability in ta/nife/ta trilayers with interfacial pt addition. *Applied Physics Letters*, 96(9) :092509, 2010.
- [79] Q. Zhan C. Feng M. Li L. Wang G. Yu S. Wang L. Ding, J. Teng. Enhancement of the magnetic field sensitivity in al2o3 encapsulated nife films with anisotropic magnetoresistance. *Applied Physics Letters*, 94(16) :162506, 2009.
- [80] L. Minghua Y. Guanghua S. Shu, L. Wei. Investigation on interface of ninife/nife/ta films with high magnetic field sensitivity. *Rare Metals (Beijing, China)*, 31(1) :22–26, 2011.
- [81] J. M. Zinman. *EElectron and phonons*, chapter 7 Formal transport theory. Oxford University Press, 2007.
- [82] A Fert. Two-current conduction in ferromagnetic metals and spin wave-electron collisions. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 2(10) :1784, 1969.
- [83] John M Ziman. Electrons in metals : A short guide to the fermi surface. *Contemporary Physics*, 4(2) :81–99, 1962.
- [84] O Jaoul, IA Campbell, and A Fert. Spontaneous resistivity anisotropy in ni alloys. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 5(1) :23–34, 1977.
- [85] Claire Baraduc, Bernard Dieny, Christophe Thirion, and Nicolas De Mestier Du Bourg. Spin transfer oscillator, 2014.
- [86] T. M. Wong R. Mesurvey J. S. Moodera, L. R. Kinder. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Physical Review Letters*, 74(16) :3273, 1995.
- [87] M. Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters A*, 54(3) :225–226, 1975.
- [88] Greg Szulcowski. *Spin Polarized Electron Tunneling and Magnetoresistance in Molecular Junctions*, volume 312, pages 275–302. Springer Berlin Heidelberg, 2012.
- [89] John C Slonczewski. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Physical Review B*, 39(10) :6995, 1989.
- [90] F. Nguyen Van Dau J. Briatico F. Petroff A. Vaurès H. Jaffrès, D. Lacour. Angular dependence of the tunnel magnetoresistance in transition-metal-based junctions. *Physical Review B*, 64(6) :064427, 2001.
- [91] T. C. Schulthess J. M. MacLaren W. H. Butler, X-G. Zhang. Spin-dependant tunnel conductance of fe/mgo/fe sandwiches. *Phys. Rev. B*, 63, 2001.
- [92] A. fukushima Y. Suzuki K. Ando S. Yuasa, T. Nagahama. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal fe/mgo/fe magnetic tunnel junctions. *Nature Materials*, 3(12) :868, 2004.
- [93] A. Panchula P. M. Rice B. Hughes M. Samant S. H. Yang S. S. Parkin, C. Kaiser. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with mgo (100) tunnel barriers. *Nature Materials*, 3(12) :862, 2004.
- [94] M. Van de Voorde C. Fermont. *Nanomagnetism Applications and Perspectives*, chapter Spin Electronics and Magnetic Sensing Applications. WILEY-VCH, 2017.
- [95] Kaveh Mohamadabadi. *Anisotropic Magnetoresistance Magnetometer for inertial navigation systems*. PhD thesis, Ecole Doctorale de l'Ecole Polytechnique, 2013.
- [96] Sebastien Saez Arthur Yelon David Menard Christophe Dolabdjian, Basile Dufay. Is low frequency excess noise of gmi induced by magnetization fluctuations? In *International Conference on Materials and Applications for Sensors and Transducers (ICMAST)*, 2013.
- [97] Member IEEE José Manuel Barandiaran Member IEEE Andrey V. Svalov Galina V. Kurlyandskaya Eduardo Fernandez, Alfredo Garcia-Arribas and Christophe P. Dolabdjian. Equivalent magnetic noise of micro-patterned multilayer thin films based gmi microsensor. *IEEE Sensors Journal*, 15(11) :6707–6714, 2015.
- [98] N. Biziere M. Pannetier-Lecoeur, C. Fermon. Rf response of superconducting-gmr mixed sensors, application to nqr. *IEEE transactions on applied superconductivity*, 17(2) :598–601, 2007.
- [99] F. N. Hooge. 1/f noise sources. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 41(11) :1926–1935, 1994.
- [100] M. B. Salamon H. T. Hardner, M. B. Weissman and S. S. P. Parkin. Fluctuation-dissipation relation for giant magnetoresistive 1/f noise. *Physical Review B*, 48(21) :16156, 1993.
- [101] Joao Valadeiro Jose Amaral Paulo P. Freitas Ana V. Silva, Diana C. Leitao and Susana Cardoso. Linearization strategies for high sensitivity magnetoresistive sensors. *The European Physical Journal Applied Physics*, 72(1) :10601, 2015.
- [102] *1 and 2 axis magetic sensors : HMC 1021 user manual*.

- [103] A Patil V Fure, V Pertucha. Construction of an amr magnetometer for car detection experiments. In *IOP Conf. Series : Materials Science and Engineering* 1, 2016.
- [104] Maria J. Almeida Patrick Matthes Mathias Müller Ramona Ecke Robert Rückriem Jörg Schuster Horst Exner Olaf Ueberschär, Maria J. Almeida and Stefan E. Schulz. Optimized monolithic 2-d spin-valve sensor for high-sensitivity compass applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, 51(1) :1–4, 2015.
- [105] B. B. Pant. Effect of interstrip gap on the sensitivity of high sensitivity magnetoresistive transducers. *Journal of Applied Physics*, 79(8) :6123–6125, 1996.
- [106] P. Bruno. Theory of interlayer magnetic coupling. *Physical Review B*, 52(1) :411, 1995.
- [107] Patrick Bruno. Dipolar magnetic surface anisotropy in ferromagnetic thin films with interfacial roughness. *Journal of Applied Physics*, 64(6) :3153–3156, 1988.
- [108] Denys Makarov Olaf Ueberschär Ramona Ecke Stefan E. Schulz Nicolás Pérez, Michael Melzer and Oliver G. Schmidt. High-performance giant magnetoresistive sensorics on flexible si membranes. *Applied Physics Letters*, 106(15) :153501, 2015.
- [109] P. Ripka. *Magnetic sensors and Magnetometers*. 2000.
- [110] Dardo Tomasi PhD Elisabeth de C. Caparelli, PhD and PhD Horacio Panepucci. Shielded biplanar gradient coil design. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, 9(5) :725–731, 1999.
- [111] R. Ludwig R. A. Lemdiasov. A stream function method for gradient coil design. *Concepts in Magnetic Resonance Part B Magnetic Resonance Engineering*, 26(1) :67–80, 2005.
- [112] R. Bowtell and P. Robyr. Multilayer gradient coil design. *Journal of Magnetic Resonance*, 131(2) :286–294, 1998.
- [113] R. Turner. Gradient coil design : A review of methods. *Magnetic Resonance Imaging*, 11(7) :903–920, 1993.
- [114] Hubert Blanchard. *Hall sensors with integrated magnetic flux concentrators*. PhD thesis, ecole polytechnique federale de Lausanne, 1999.
- [115] Pierre-Andre Besse Radivoje S. Popovic Pedrag M. Drljaca, Franck Vincent. Design of planar magnetic concentrators for high sensitivity hall devices. *Sensors and Actuators A : Physical*, 97 :10–14, 2001.
- [116] Alain Roux-Gerard Chanteur Paul Leroy, Christophe Coillot. Optimization of the shape of magnetic field concentrators to improve the sensitivity of hall sensors. *Technisches Messen*, 73(6/2006) :339–349, 2006.
- [117] R. Chaves-R. Ferreira L. V. Melo et al. Z. Marinho, S. Cardoso. Three dimensional magnetic flux concentrators with improved efficiency for magnetoresistive sensors. *Journal of Applied Physics*, 109(7) :07E521, 2011.
- [118] Zita Marinho. 3d magnetic flux concentrators with improved efficiency for magnetoresistive sensors. Master's thesis, Instituto superior tecnica, 2010.
- [119] S. Cheema-F. Hellman. T. Kato S. Iwata S. Salahuddin N. Roschewsky, T. Matsumura. Spin-orbit torques in ferrimagnetic gdfeco alloys. *Applied Physics Letters*, 109(11) :112403, 2016.
- [120] S. Auffret B. Rodmacq A. Schuhl I. M. Miron, G. Gaudin. Current-driven spin torque induced by the rashba effect in a ferromagnetic metal layer. *Nature Materials*, 9(3) :230–234, 2010.
- [121] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba. Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers. *Journal of physics C : Solid state physics*, 17(33) :6039, 1984.
- [122] T. Jungwirth J. Sinova J. Zeleny A. Thiaville K. Garello P. Gambardella A. Manchon, I. M. Miron. Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems. *Cornell University Library*, janvier 2018.
- [123] V.M.Edelstein. Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems. *Solid State Communications*, 73(3) :233–235, 1990.
- [124] P. Laczowski W. Savero J. C. Rojas, N. Reyren. Spin pumping and inverse spin hall effect in platinum : the essential role of spin-memory loss at metallic interfaces. *Physical review letters*, 112(10) :106602, 2014.
- [125] W. Savero-Torres H. Jaffrès N. Reyren C. Deranlot L. Notin C. Beigné A. Marty J.-P. Attané L. Vila J.-M. George P. Laczowski, J.-C. Rojas-Sánchez and A. Fert. Experimental evidences of a large extrinsic spin hall effect in auw alloy. *Applied Physics Letter*, 104(14) :142403, 2014.
- [126] W. Savero-Torres J.-C. Rojas-Sanchez Y. Fu N. Reyren C. Deranlot L. Notin C. Beigne J.-P. Attane L. Vila J.-M. George A. Marty P. Laczowski, H. Jaffres. Evaluation of spin diffusion length of auw alloys using spin absorption experiments in the limit of large spin-orbit interactions. *Physical Review B*, 92(21) :214405, 2015.

- [127] H. Yang-J.-C. Rojas-Sánchez-P. Noel V.T. Pham G. Zahnd C. Deranlot S. Collin C. Bouard-P. Warin V. Maurel M. Chshiev A. Marty J.-P. Attané A. Fert H. Jaffrès L. Vila J.-M. George P. Laczkowski, Y. Fu. Large enhancement of the spin hall effect in au by scattering with side-jump on ta impurities. *Physical Review B*, 96(14) :140405, 2017.
- [128] M. Miron C. O. Avci F. Freimuth-Y. Mokrousov S. Blugel S. Auffret O. Boulle G Gaudin P. Gambardella K. Garello, I. Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures. *Nature Nanotechnology*, 8(8) :587–593, 2013.
- [129] D. de Souza Chavez J. Vogel-P. Perna R. Guerrero A. Gudín J. Camarero S. Pizzini F. Ajejas, V. Krizakova. Tuning domain wall velocity with dzyaloshinskii-moriya interaction. *Applied Physics Letters*, 111(20) :202402, 2017.
- [130] S. Parkin S. H. Yang, K. S. Ryu. Domain-wall velocities of up to 750 m s⁻¹ driven by exchange-coupling torque in synthetic antiferromagnets. *Nature Nanotechnology*, 10(3) :221, 2015.
- [131] L Frangou, G Forestier, S Auffret, S Gambarelli, and V Baltz. Relaxation mechanism in nife thin films driven by spin angular momentum absorption throughout the antiferromagnetic phase transition in native surface oxides. *Physical Review B*, 95(5) :054416, 2017.
- [132] V. Lauer Pirro B. Heinz-M. Gellen A. V. Chumak A. Conca B. Leven B. Hillebrands A. Ruiz-Calaforra, T. Bracher. The role of the non-magnetic material in spin pumping and magnetization dynamics in nife and cofeb multilayer systems. *Journal of Applied Physics*, 117(163901), 2015.
- [133] Mihai S Gabor, Coriolan Tiusan, and Traian Petrisor. The influence of the capping layer on the perpendicular magnetic anisotropy in permalloy thin films. *IEEE Transactions on Magnetics*, 50(11) :1–4, 2014.
- [134] H. Xie B. Xu Y. Wu Y. Yang, Y. Xu. Semitransparent anisotropic ans spin hall magnetoresistance sensor enabled pay spin-orbit torque biasing. *Applied Physics Letters*, 111(3) :032402, 2018.
- [135] Ziyang Luo, Yanjun Xu, Yumeng Yang, and Yihong Wu. Magnetic angular position sensor enabled by spin-orbit torque. *arXiv preprint arXiv :1806.06482*, 2018.
- [136] P. L. Trouilloud. Wall nucleation propagation for racetrack memory, 2010.
- [137] H. Ohno A. Brataas, A. D. Kent. Current-induced torques in magnetic materials. *Nature Materials volume*, 11 :372–381, 2012.
- [138] U. Ebels C. Baraduc, M. Chshiev. Introduction to spin transfer torque. In *Nanomagnetism And Spintronics : Fabrication, Materials, Characterization and Applications*, pages 173–192. World Scientific, 2011.
- [139] J.C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1-2) :L1–L7, 1996.
- [140] J. Bass W. C. Chiang M. Seck V. Tsoi P. Wyder M. Tsoi, A. G. M. Jansen. Excitation of a magnetic multilayer by an electric current. *Physical review letters*, 80(19) :4281, 1998.
- [141] J. A. Katine R. N. Louie R. A. Buhrman E. B. Myers, D. C. Ralph. Current-induced switching of ddomain in magnetic multilayer devices. *Science*, 285(5429) :867–870, 1999.
- [142] J. Z. Sun. Current-driven magnetic switching in manganite trilayer junctions. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 202(1) :157–162, 1999.
- [143] R. A. Buhrman E. B. myers D. C. Ralph J. A. Katine, F. J. Albert. Current-driven magnetization reversal and spin-wave eexcitation in co/cu/co pillars. *Physical Review letters*, 84(14) :3149, 2000.
- [144] J. Bass W. C. Chiang V. Tsoi P. Wyder M. Tsoi, A. G. M. Jansen. Generation and current of phase-coherent current-driven magnons in magnetic multilayers. *Nature*, 409(6791) :46–48, 2000.
- [145] Kyung-Jin Lee Aurélien Manchon Paul M. Haney, Hyun-Woo Lee and M. D. Stiles. Current induced torques and interfacial spin-orbit coupling : Semiclassical modeling. *Physical Review B*, 87(17) :174411, 2013.
- [146] H. Ohno A. Brataas, A D. Kent. Current-induced torques in magnetic materials. *Nature materials*, 11 :372–381, 2012.
- [147] Mark D Stiles and A Zangwill. Anatomy of spin-transfer torque. *Physical Review B*, 66(1) :014407, 2002.
- [148] K. Ykushiji T. Nagahama S. Yuasa K. Ando H. Maehara Y Nagamine K. Tsunekawa D. Djayaprawira N. Watanabe-Y. Suzuki H. Kubota, A. Fukushima. Quantitative measurement of voltage dependence of spin-transfer torque in mgo-based magnetic tunnel junctions. *Nature Physics*, 4(1) :37, 2008.
- [149] Jack C Sankey, Yong-Tao Cui, Jonathan Z Sun, John C Slonczewski, Robert A Buhrman, and Daniel C Ralph. Measurement of the spin-transfer-torque vector in magnetic tunnel junctions. *Nature Physics*, 4(1) :67, 2008.

- [150] Ioannis Theodonis, Nicholas Kioussis, Alan Kalitsov, Mairbek Chshiev, and WH Butler. Anomalous bias dependence of spin torque in magnetic tunnel junctions. *Physical review letters*, 97(23) :237205, 2006.
- [151] Ioannis Theodonis, Alan Kalitsov, and Nicholas Kioussis. Enhancing spin-transfer torque through the proximity of quantum well states. *Physical Review B*, 76(22) :224406, 2007.
- [152] M Chshiev, I Theodonis, A Kalitsov, Nicholas Kioussis, and WH Butler. Voltage dependence of spin transfer torque in magnetic tunnel junctions. *IEEE Transactions on Magnetics*, 44(11) :2543–2546, 2008.
- [153] Tomohiro Taniguchi, Satoshi Yakata, Hiroshi Imamura, and Yasuo Ando. Determination of penetration depth of transverse spin current in ferromagnetic metals by spin pumping. *Applied physics express*, 1(3) :031302, 2008.
- [154] Tomohiro Taniguchi, Satoshi Yakata, Hiroshi Imamura, and Yasuo Ando. Penetration depth of transverse spin current in ferromagnetic metals. *IEEE Transactions on Magnetics*, 44(11) :2636–2639, 2008.
- [155] A. Richardella J. L. Grab P. J. Mintun M. H. Fisher A. Vaezi A. Manchon E. A. Kim N. Samarth D. C. Ralph A.R. Mellnik, J. S. Lee. Spin-transfer torque generated by a topological insulator. *Nature*, 511(7510) :449, 2014.
- [156] H. T. Nembach A. D. Karenowska M. Weiler T. J. Silva A. J. Berger, E. R. J. Edwards. Inductive detection of fieldlike and damping-like ac inverse spin-orbit torques in ferromagnet/normal-metal bilayers. *Physical Review B*, 97(094407), mars 2018.
- [157] Kyung-Jin Lee Aurélien Manchon Paul M. Haney, Hyun-Woo Lee and M. D. Stiles. Current induced torques and interfacial spin-orbit coupling : Semiclassical modeling. *Physical Review B*, 87(17) :174411, 2013.
- [158] Aurélien Manchon-Paul M. Haney M. D. Stiles Hyun-Woo Lee Ki-Seung Lee, Dongwook Go and Kyung-Jin Lee1. Angular dependence of spin-orbit spin-transfer torques. *Physical Review B*, 91(14) :144401, 2015.
- [159] Daniel B. Gopman Andrew L. Balk Daniel T. Pierce-Mark D. Stiles Ian Gilbert, P. J. Chen and John Unguris. Nanoscale imaging of magnetization reversal driven by spin-orbit torque. *Physical Review B*, 94(9) :094429, 2016.
- [160] M. D. Stiles D. C. Ralph. Spin transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7) :1190–1216, 2009.
- [161] A. Crépieux and P. Bruno. Theory of the anomalous hall effect from the kubo formula and the dirac equation. *Physical Review B*, 64(1) :014416, 2001.
- [162] T. W. Chen N. Nagoasa G. Y. Guo, S. Murakami. Intrinsic spin hall effect in platinum : first-principles calculations. *Physical review letters*, 100(9) :096401, 2008.
- [163] M. Naito D. S. Hirashima K. Yamada J. Inoue T. Tanaka, H. Kontani. Intrinsic spin hall effect and orbital hall effect in 4d and 5d transition metals. *Physical Review B*, 77(16) :165117, 2008.
- [164] J. Wunderlich C. H. Back T. Jungwirth J. Sinova, S. O. Valenzuela. Spin hall effects. *Review of Modern Physics*, 87(4) :1213, 2015.
- [165] M. Isasa M. Gradhand L. E. Hueso Y. Niimi Y. Otani F. Casanova E. Sagasta, Y. Omori. Tuning the spin hall effect of pt from the moderately dirty to the superclean regime. *Physical Review B*, 94(6) :060412, 2016.
- [166] G. Y. Guo. An initio calculation of intrinsic spin hall conductivity of pd and au. *Journal of Applied Physics*, 105(7) :07C701, 2009.
- [167] A. Fert P. M. Levy, S. Zhang. Electrical conductivity of magnetic mumultilayer structures. *Physical Review Letters*, 65(1643) :1643–1646, 1990.
- [168] D. H. Wei C. Deranlot H. X. Yang M. Chshiev T. Valet A. Fert Y. Otani Y. Niimi, Y. Kawanishi. giant spin hall effect induced by skew scatterin from bismuth impurities inside thin film cubi alloys. *Physical Review Letters*, 109(15) :156602, 2012.
- [169] L. Berger. Side-jump mechanism for the hall effect of ferromagnets. *Physical Review B*, 2(11) :45–59, 1970.
- [170] R. J. H. Wesselink A. A. Starikov P. J. Kelly Y. Liu, Z. Yuan. Interface enhancement of gilbert damping from first principles. *Physical Review Letters*, 113(20) :207202, 2014.
- [171] Y. Liu Z.Yuan K. Xia P. J. Kelly L. Wang, R. J. H. Wesselink. Giant room temperature interface spin hall and inverse spin hall effects. *Physical Review Letters*, 116(19) :196602, 2016.
- [172] X Qiu et. al. enhanced spin-orbit torque via modulation of spin-current absorption. *Physical Review Letters*, 117(217206), 2016.
- [173] Y. T. Chen K. Uchida Y. Kajiwara D. Kikushi T. Ohtani S. Geprags M. Opels S. Takahashi R. Gross G. E. W. Bauer S. T. B. Goennenwein-E. Saitoh H. Nakayama, M. Althammer. Spin hall magnetoresistance induced by a nonequilibrium proximity effect. *Physical Review Letters*, 110(20) :206601, 2013.

- [174] H. Nakayama M. Althammer S. T. B. Goennenwein E. Saitoh G. E. W. Bauer Y. T. Chen, S. Takahashi. Theory of spin hall magnetoresistance. *Physical Review B*, 87(14) :144411, 2013.
- [175] G. Vignale S. S. L. Zhang. Nonlocal anomalous hall effect. *Physical Review Letters*, 116(13) :136601, 2016.
- [176] A. Ghosh M Gabureac S. F. Alvarado P. Gambardella C. O. Avci, K. Garello. Unidireceffect spin hall magnetoresistance in ferromagnet/normal metal bilayers. *Nature Physics*, 11(7) :570, 2015.
- [177] Can Onur Avci, Johannes Mendil, Geoffrey SD Beach, and Pietro Gambardella. Origins of the unidirectional spin hall magnetoresistance in metallic bilayers. *arXiv preprint arXiv :1806.05305*, 2018.
- [178] A. Marty C. Vergnaud S. Gambarelli L. Villa M. Jamet Y. Ohtsubo A. Taleb-Ibrahimi P. Le Fevre F. Bertran N. Reyren J-M George-A. Fert J-C Rojas-Sanchez, S. Oyarzun. Spin to charge conversion at room temperature by spin pumping into a new type of topological insulator : alpha-sn films. *Physical Review Letters*, 116(9) :096602, 2016.
- [179] H. P. Oepen A. Kobs. disentangling interface and bulk contributions to the anisotropic magnetoresistance in pt/ni-fe/pt sandwiches. *Physical Review B*, 93(014426), janvier 2016.
- [180] K Olejník, V Novák, J Wunderlich, and T Jungwirth. Electrical detection of magnetization reversal without auxiliary magnets. *Physical Review B*, 91(18) :180402, 2015.
- [181] Yaroslav Tserkovnyak, Hans Joakim Skadsem, Arne Brataas, and Gerrit EW Bauer. Current-induced magnetization dynamics in disordered itinerant ferromagnets. *Physical Review B*, 74(14) :144405, 2006.
- [182] Can Onur Avci Frank Freimuth Yuriy Mokrousov Stefan Blugel Stephane Auffret Olivier Boulle Gilles Gaudin Kevin Garello, Ioan Mihai Miron and Pietro Gambardella. Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures. *Nature Nanotechnology*, 8(8) :587–593, 2013.
- [183] Abhijit Ghosh, Kevin Garello, Can Onur Avci, Mihai Gabureac, and Pietro Gambardella. Interface-enhanced spin-orbit torques and current-induced magnetization switching of pd/co/alo x layers. *Physical Review Applied*, 7(1) :014004, 2017.
- [184] D. C. Ralph Minh-Hai Nguyen and R. A. Buhrman. Spin torque study of the spin hall conductivity and spin diffusion length in platinum thin films with varying resistivity. *Physical review letters*, 116(12) :126601, 2016.
- [185] Hans T. Nembach Alexy D. Karenowska Mathias Weiler Andrew J. Berger, Eric R. J. Edwards and Thomas J. Silva. Inductive detection of fieldlike and dampinglike ac inverse spin-orbit torques in ferromagnet/normal-metal bilayers. *Physical Review B*, 97(9) :094407, 2018.
- [186] R. Yoshimi K. S. Takahashi M. Kawasaki Y. Tokura K. Yasuda, A. Tsukazaki. Large unidirectional magnetoresistance in a magnetic topological insulator. *Physical review letters*, 117(12) :127202, 2016.
- [187] K. Yu. Chernoglazov V. V. Rylkov, S. N. Nikolaev. Tunneling anomalous hall effect in nanogranular co-fe-b-al-o films near the metal-insulator transition. *Physical Review B*, 95(14) :144202, 2017.
- [188] S. O. Valenzuela and M. Tinkham. Direct electronic measurement of the spin hall effect. *Nature*, 442(7099) :176, 2006.
- [189] J. Sinova T. Jungwirth J. Wunderlich, B. Kaestner. Experimental observation of the spin-hall effect in a two-dimensional spin-orbit coupled semiconductor system. *Physical review letters*, 94(4) :047204, 2005.
- [190] A. C. Gossard D. D. Awschalom Y. K. Kato, R. C. Myers. Observation of the spin hall effect in semiconductors. *Science*, 306(5703) :1910–1913, 2004.
- [191] Q. Niu N. A. Sinitsyn T. Jungwirth A. H. MacDonald J. Sinova, D. Culcer. Universal intrinsic spin hall effect. *Physical review letters*, 92(12) :126603, 2004.
- [192] J. Wunderlich T. Jungwirth K. Olejnik, V. Novak. Current-induced torques in structures with ultrathin irmn anti-ferromagnets. *Physical Review B*, 92(16) :165424, 2015.
- [193] G. Desfonds S. Gambarelli J. C. Rojas Sánchez, L. Vila. Spin-to-charge conversion using rashba coupling at the interface between non-magnetic materials. *Nature communications*, 4 :2944, 2013.
- [194] T. L. Hoai Nguyen H.-J. Drouhin T. Huong Dang, H. Jaffrès. Giant forward-scattering asymmetry and anomalous tunnel hall effect at spin-orbit-split and exchange-split interfaces. *Physical Review B*, 92(6) :060403, 2015.
- [195] T. Devillers V. Poydenot M. Jamet, A. Barski. High-curie-temperature ferromagnetism in self-organized ge(1-x)mn(x) nanocolumns. *Nature materials*, 5(8) :653, 2006.
- [196] M. I. Dyakonov and Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz V.I. Perel. Optical modulation of electron beam by inverse cerenkov effect. *Physics Letters A*, 35(4) :277–278, 1971.

- [197] M. I. Dyakonov and V. I. Perel. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. *Physics Letters A*, 35(6) :459–460, 1971.
- [198] Hans T. Nembach-Olof Karis Mathias Weiler T. J. Silva Andrew J. Berger, Eric R. J. Edwards. Determination of spin hall effect and spin diffusion length of pt from self-consistent fitting of damping enhancement and inverse spin-orbit torque measurements. *Cornell University Library*, 2017.
- [199] J. Fabian A. Matos-Abiague. Magnetoanisotropic andreev reflection in ferromagnet-superconductor junctions. *Physical review letters*, 115(116601), septembre 2015.
- [200] Young-Wan Oh-Gyungchoon Go Seung-Jae Lee Geun-Hee Lee Kab-Jin Kim M. D. Stiles Byong-Guk Park Kyung-Jin Lee Seung-heon C. Baek, Vivek P. Amin. Spin currents and spin-orbit torques in ferromagnetic trilayers. *Nature materials*, 17(6) :509, 2018.
- [201] J. Schliemann S. D. Ganichev, M. Trushin. *Handbook of spin-transport & magnetism*, chapter Spin-polarization by current. 2016.

Annexes

Preprint : Compensation Method of Small Magnetic Perturbation in Heading by Gradient Measurement in a Magnetic Compass

Compensation Method of Small Magnetic Perturbation in Heading by Gradient Measurement in a Magnetic Compass

Augustin Jouy

Laboratoire de Physique des Plasmas
Ecole Polytechnique
Route de Saclay, 91128
Palaiseau, France
Email: augustin.jouy@sysnav.fr

Jean-Philippe Dugard

Sysnav
57 Rue de Montigny
27200, Vernon, France
Email: jean-philippe.dugard@sysnav.fr

Malik Mansour

Laboratoire de Physique des Plasmas
Ecole Polytechnique
Route de Saclay, 91128
Palaiseau, France
Email: malik.mansour@lpp.polytechnique.fr

Abstract—The heading measurement of a magnetic compass can be biased by perturbations of the earth magnetic field. In such cases the non uniformity of the local magnetic field can be measured by an array of magnetometers to detect the perturbation. A method is presented to identify the perturbation from measurements of the field gradients. An algorithm is proposed to correct the heading measurement. The method is proved analytically and by simulation. Limits of the method implementation are brought out and way of improvement is proposed.

I. INTRODUCTION

The use of magnetic measurement with MEMS sensors for heading is widely spread in the navigation technologies [1]. Examples include personal GPS, smart-phones, smart pedometers. The main advantage of this technology being its small cost, space, weight, and consumption, its drawback are the low accuracy and mostly the lack of reliability. The demand of a better accuracy is however growing in the industry. Traditionally the reliability issues are solved by coupling the magnetic compass with another device such as a gyrocompass, a gyroscope or a GPS-compass [2], [3]. However these solutions are expensive and way more space demanding than the MEMS magnetic compass. Furthermore none of them allows to fix the error due to magnetic perturbations which are the main source of error in a heading measurement.

The heading is often determined by the measurement of the local magnetic field by strap down magnetometers and accelerometers [4], [5]. The horizontal component of the earth field giving the direction of the magnetic north is usually used as a reference. When the earth field is perturbed by some magnetic materials being near (phone, car keys, vehicle etc.), the heading is modified. Process have been invented to compensate those disturbances in the case where the source is strapped down to the compass, for instance, if this last is mounted on a vehicle. An appropriate calibration of the compass together with the hosting platform will compensate such perturbations. [6], [7], [8], [9], However in a pedestrian application the source and the compass are often independent. Solutions have been

proposed to detect a perturbation based on parameters such as the magnitude and inclination of the measured field [10] but does not provide any correction. Other work propose to integrate an estimation of the perturbations in a dynamic Kalman filter [11] but the process is not effective if neither the perturbation sources nor the observer are moving. The use of magnetic gradients has successfully been implemented to compute the velocity of a strap down system [12]. In this work, we used a similar approach and present an innovative method to improve the heading reliability by identifying and compensating field perturbations in a heading measurement. Based on gradient measurements, this method, makes possible the identification of small magnetic disturbances in the earth's field thanks to its negligible gradient with respect to that generated by interference objects. Disturbances can be identified allowing thereafter to correct the measured field and thus the heading measurement.

II. PROBLEM MODELING

In this section, we present the mathematical model used to describe the magnetic perturbation and the non uniformity of the local magnetic field.

A. Heading measurement error

Considering the earth gravity vector g took unitary, the magnetic field M measured in the body fixed frame of reference and the horizontal part of the earth magnetic field headed to the magnetic North pole, we define the magnetic heading as the angle ψ between the North vector and the heading vector e_x projected in the horizontal plan (1).

$$\psi = \text{atan} \left(\frac{M \wedge e_x \cdot g}{M \cdot e_x - M \cdot g e_x \cdot g} \right) \quad (1)$$

The heading is the magnetic heading corrected with the magnetic declination [13], [14].

In a disrupted environment, the measured magnetic field M is expressed as:

$$M = B + N \quad (2)$$

with B the perturbation and N is the earth field, considered uniform. In a quasi static approximation, the disturbing field B verifies equations (3) and (4) [15], [16].

$$\nabla \cdot B = 0, \quad (3)$$

$$\nabla \wedge B = 0. \quad (4)$$

In the case of a small perturbation (compared to the earth field), the error Δ_ψ in the heading is then given by :

$$\Delta_\psi = \frac{(M \cdot e_x - M \cdot g e_x \cdot g)(B \wedge e_x \cdot g) - (B \cdot e_x - B \cdot g e_x \cdot g)(M \wedge e_x \cdot g)}{(M \wedge e_x \cdot g)^2 + (M \cdot e_x - M \cdot g e_x \cdot g)^2} \quad (5)$$

B. Disturbance modeling

We suppose the disturbance of the earth magnetic field N to be caused by a single source that assimilates with a magnetic dipole associated to the magnetic field B .

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(3 \frac{r(m \cdot r)}{r^5} - \frac{m}{r^3} \right), \quad (6)$$

with m the magnetic moment and r the position of the dipole.

C. Identification of the disruptive field

The identification of the disruptive field is based on the assumption that the Earth field is uniform enough to consider any local variation of the magnetic field caused only by a magnetic perturbation. Then by measuring the gradient of the ambient field one can retrieve the signature of the magnetic perturbation with enough precision to be able to correct the heading measurement.

1) *First order gradient:* We first propose a method based on the first order gradient magnetic field measurement. The gradients matrix is symmetric and can thus be diagonalized in an orthogonal frame of reference in which the 9 components are given by:

$$G_{ij} = \frac{\partial B_i}{\partial j} = \frac{1}{r^5} \left(3(m_i r_j + m_j r_i + (m \cdot r) \delta_{ij}) - 15 m \cdot r \frac{r_i r_j}{r^2} \right) \quad (7)$$

The diagonal terms of the gradient matrix (7) allow to get the expression of $m_i r_i$,

$$m_i r_i = \frac{1}{6} \left(r^5 G_{ii} - 3 m \cdot r \left(1 - 5 \frac{r_i^2}{r^2} \right) \right) \quad (8)$$

Thus a new expression of the gradient matrix (10) is obtained by replacing them in eq (7) using the notation (9).

$$s = \frac{m \cdot r}{r^5} \quad (9)$$

$$G_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{r_j}{r_i} (G_{ii} - 3s) + \frac{r_i}{r_j} (G_{jj} - 3s) \right) = 0 \quad (10)$$

From now, we reason by contradiction: lets assume $r_x, r_y, r_z \neq 0$. In the diagonalisation base, the non diagonal terms are nuls thus

$$\frac{r_i}{r_j} (G_{ii} - 3s) = -\frac{r_j}{r_i} (G_{jj} - 3s) \quad (11)$$

by multiplying this equations for the 3 lower non-diagonal terms we obtain the following contradiction:

$$\Pi(G_{ii} - 3s) = -\Pi(G_{ii} - 3s) \quad (12)$$

There is i such as $r_i = 0$, moreover a frame of reference (x, y, z) exists in which the gradient matrix is diagonalized and $r_x = 0$. In this frame of reference, the non diagonal terms now lead to the following equations:

$$\begin{cases} r_y^2 (G_{zz} - 3s) + r_z^2 (G_{yy} - 3s) = 0 \\ \frac{r_y^2}{r^2} + \frac{r_z^2}{r^2} = 1 \end{cases} \quad (13)$$

The G_{xx} term gives $G_{xx} = 3s$ therefore the resolution of the system of equation (13) gives the following components of the radius:

$$\frac{r_x}{r} = 0 \quad (14)$$

$$\frac{r_y}{r} = \pm \sqrt{\frac{G_{yy} - G_{xx}}{G_{yy} - G_{zz}}} \quad (15)$$

$$\frac{r_z}{r} = \pm \sqrt{\frac{G_{zz} - G_{xx}}{G_{zz} - G_{yy}}} \quad (16)$$

r_y^2 and r_z^2 are positive which leads to:

$$G_{yy} \leq G_{xx} \leq G_{zz} \quad (17)$$

$$\text{or} \quad (18)$$

$$G_{zz} \leq G_{xx} \leq G_{yy} \quad (19)$$

The frame of reference (x, y, z) can therefore be constructed by diagonalizing the gradient matrix, sorting the eigenvalues and finally ensure the eigen value along the axis x is the medium one. In such a case the medium eigenvalue of the gradient matrix is then equal to $3s$ and the diagonal terms give the components of the magnetic moment:

$$\frac{m_x}{r^4} = 0 \quad (20)$$

$$\frac{m_y}{r^4} = \frac{1}{6} \frac{r}{r_y} \left(G_{yy} - G_{xx} \left(1 - 5 \frac{r_y^2}{r^2} \right) \right) \quad (21)$$

$$\frac{m_z}{r^4} = \frac{1}{6} \frac{r}{r_z} \left(G_{zz} - G_{xx} \left(1 - 5 \frac{r_z^2}{r^2} \right) \right) \quad (22)$$

$$\frac{B_x}{r} = 0 \quad (23)$$

$$\frac{B_y}{r} = 3G_{xx} \frac{r_y}{r} - \frac{m_y}{r^4} \quad (24)$$

$$\frac{B_z}{r} = 3G_{xx} \frac{r_z}{r} - \frac{m_z}{r^4} \quad (25)$$

From equations (20) to (25) and considering the gradient G_{ij} with the eigenvalues $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$ and the associated eigen vectors v_1, v_2, v_3 , the following propositions can be verified:

$$\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m \cdot r}{r^5} = \frac{\lambda_2}{3}, \quad (26)$$

$$\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{|m|}{r^4} = \frac{1}{6} \sqrt{(\lambda_3 - \lambda_1)^2 - 5\lambda_2^2}, \quad (27)$$

$$\frac{r}{|r|} = \pm \sqrt{\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_3}} v_1 \pm \sqrt{\frac{\lambda_3 - \lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_1}} v_3 \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \frac{\mu_0 m}{4\pi r^4} = & \pm \frac{1}{6} \sqrt{\frac{\lambda_1 - \lambda_3}{\lambda_1 - \lambda_2}} \left(\lambda_1 - \lambda_2 \left(1 - 5 \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_3} \right) \right) v_1 \\ & \pm \frac{1}{6} \sqrt{\frac{\lambda_3 - \lambda_1}{\lambda_3 - \lambda_2}} \left(\lambda_3 - \lambda_2 \left(1 - 5 \frac{\lambda_3 - \lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_1} \right) \right) v_3 \end{aligned} \quad (29)$$

Equations (26) to (30) highlight equivalences between the gradient eigen values (and associated eigen vectors) and the dipole characteristics. In particular regarding the quantity $B/\|r\|$ for which the following relations can be obtain:

$$\frac{B}{\|r\|} = 3 \left(\frac{\mu_0 m \cdot r}{4\pi r^5} \right) \cdot \left(\frac{r}{|r|} \right) - \left(\frac{\mu_0 m}{4\pi |r^4|} \right) \quad (30)$$

$$\frac{B}{\|r\|} = 3 \cdot eq(26) \cdot eq(28)[i] - eq(29)[i] \quad (31)$$

$$\frac{B}{\|r\|} = \pm \frac{1}{2} \lambda_1 \sqrt{\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_3}} v_1 \pm \frac{1}{2} \lambda_3 \sqrt{\frac{\lambda_3 - \lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_1}} v_3 \quad (32)$$

Equation (32) does not provide a unique solution which means the same gradient measurement can be caused by sources from different locations making impossible the identification of the perturbation parameters. An additional measurement is then needed.

2) *Second order gradient*: To avoid ambiguity of the equation (32) we propose to take benefit from the property of the second order derivative G_{ijk}^2 of the magnetic dipole expressed as:

$$\begin{aligned} G_{ijk}^2 = \frac{\partial^2 B_i}{\partial j \partial k} = & \frac{3}{r^5} (m_i \delta_{jk} + m_j \delta_{ik} + m_k \delta_{ij}) \\ & - \frac{15}{r^7} m_i r_j r_k + m_j r_i r_k + m_k r_i r_j + m \cdot r (r_i \delta_{jk} + r_j \delta_{ik} \\ & + r_k \delta_{ij} + \frac{105}{r^9} m \cdot r (r_i r_j r_k) \end{aligned} \quad (33)$$

Equation (33) can be reformulated (34) and expressed as a function G_{ij} components (and of the dipole characteristics):

$$G_{jk}^2 = \frac{1}{\|r\|} f \left(\frac{m}{\|r\|^4}, \frac{r}{\|r\|} \right) = \frac{1}{r} f(eq4, eq3, eq1) \quad (34)$$

By measuring a set E of G_{jk}^2 components with an array of magnetometers (the device used for the experiments Figure3 allows to compute two second order gradients), the identification of the terms corresponding to the magnetic perturbation can be carried out using a least square method, (minimizing the difference between measured and calculated second order gradient) implemented as follow.

$$r = \frac{\sum_{(j,k) \in E} G_{jk}^2 f_{j,k}}{\sum_{(j,k) \in E} (G_{jk}^2)^2} \quad (35)$$

$$\Delta(r) = \sum_{(j,k) \in E} \left(r G_{jk}^2 - f_{j,k} \left(\frac{m}{r^4}, \frac{r}{\|r\|} \right) \right)^2 \quad (36)$$

Values of r and $\Delta(r)$ ((35) and (36)) are computed for each solution of (28). The two solutions for which r is negative are eliminated. Finally only the solution with the smallest Δ_{min} (37) is retained.

$$\Delta_{min} = 4 \frac{\left(\sum (G_{jk}^2)^2 \right) \left(\sum (f_{j,k})^2 \right) - \left(\sum (G_{jk}^2 f_{j,k}) \right)^2}{\sum (G_{jk}^2)^2} \quad (37)$$

III. NUMERICAL IMPLEMENTATION AND ACCURACY

In this section, we present a numerical implementation of the disturbing field identification method presented previously. Its reliability with respect to the magnetic field measurement as well as the computation accuracy is then discussed.

A. Solving algorithms

We assume a measuring device consisting of $n > 3$ tri axis magnetometers placed at a coordinate h , from h_0 being the center of the measurement device.

- First, both first order and second order gradients are computed by a finite differences method on an array of magnetometers [17]. The field measured at a coordinate h is given by:

$$B^i(h_0 + h) = B^i(h_0) + \sum \frac{\partial B^i}{\partial j} h_j + \sum \frac{\partial^2 B^i}{\partial j^2} \frac{h_j^2}{2} + o(\|h\|^2) \quad (38)$$

- Secondly the gradient matrix is diagonalized and each of the four solutions of eq(26) are computed.
- Thirdly the least square method described in II-C2 is used to discriminate the solutions of (26) as well as to compute the parameter r .
- The disturbing field being fully reconstructed, this last is subtracted to the total field measured in the center of the measurement device.
- Finally the formula (1) is used to compute the undisturbed heading.

B. Method accuracy

The accuracy of the method is studied taking into account the error coming from three different sources.

- The gradient computation accuracy
- The magnetic measurement
- The fitness of the dipole model

1) *Impact of gradient computation accuracy*: In order to measure the gradients, an array of magnetic sensors with a specific layout is simulated. Two factors influence the quality of the estimation; the number of sensors and the distance in between. Since B is inversely proportional to $\|r\|^3$, its first, second and third derivatives are inversely proportional to $\|r\|^4$, $\|r\|^5$, and $\|r\|^6$ respectively. The neglected terms

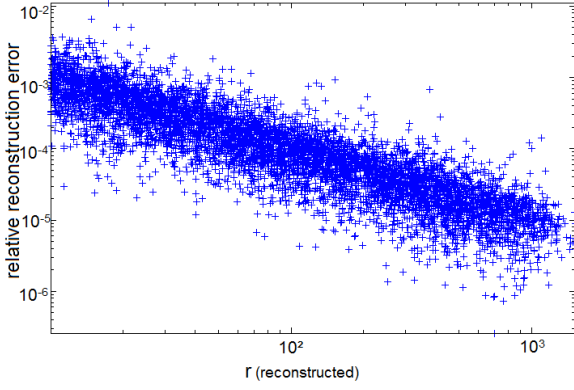


Fig. 1. Simulated errors of the finite difference method, the error is as expected inversely proportionnal to the distance

in the finite difference model should be smaller than the second order bigger terms by a factor h/r if $h/r \ll 1$. The precision of the algorithm is proportional to the precision of the gradients therefore the relative error induced by the finite difference method is proportional to h/r if $h/r \ll 1$. The method is invalid if not. Simulations have been conducted with magnetic dipole being generated with random magnetic moments and position blues. The magnetic field is measured at nine points uniformly distributed on a 1cm edge cube. The gradients are calculated using finite difference method and the reconstruction algorithm is used. The results are presented figure 1, the linear dependance to h/r is visible.

The results are presented figure (1) representing the reconstruction error with respect to the distance in logarithmic scale. The linear dependence to h/r is visible.

2) *Impact of magnetic measurement accuracy:* Magnetic sensors are not perfect and provide a measurement of the magnetic field with residual errors even after calibration. With the notation ϵ_M as the error on the magnetic field measurement the error on the gradient calculations can be expressed as follows:

$$M(X_0 + h) - M(X_0) = hG_x + \frac{h^2}{2}\partial^2 M + \epsilon_M \quad (39)$$

The sensor is supposed to be far enough from the perturbation so that the error comes from the calculation of the second order gradients. If the latter are measured in a sufficient number of directions the following approximation can be made :

$$\sum \left(\frac{\partial^2 B}{\partial_j \partial_k} \right)^2 = O \left(\frac{|B|}{r^2} \right) \quad (40)$$

The error on the reconstructed field is then :

$$|e_B| = O \left(|\epsilon_M| \frac{r^2}{h^2} \right) \quad (41)$$

The perturbation estimation accuracy relies on device performances. The magnetometers intrinsic biases induce a loss of precision of the algorithm which increases with the distance

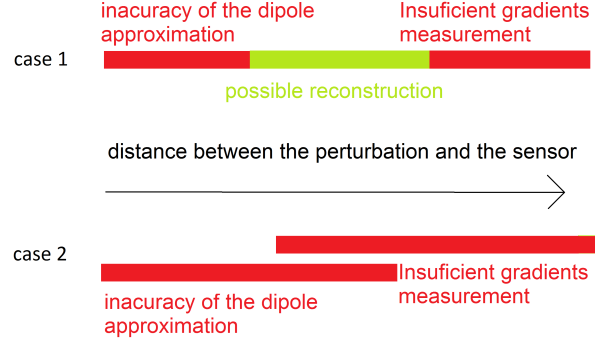


Fig. 2. Impact of distance on the precision: two scenario can occur depending on the disturbing object. Case 1: the method is inaccurate for too long and too short distances and Case 2 the domain of inaccuracy overlap and the method is never accurate

from the perturbation and decreases with the sensor array lattice.

3) *Impact of the dipole fitness:* The last source of error relies on the magnetic dipole model. This model is only relevant if the object size is negligible compared to the distance between the source and the observer. This means the model will no longer be accurate if the sensors are too close to the disturbing source. In addition the minimum distance for the model to be accurate is very depending on the shape and size of the perturbation and can therefore only be determined by experiment. The first two sources of error decrease the precision of the method in opposite ways. Depending on the quality of sensors and the shape of the perturbation,

- The impact of the dipole fitness decrease the precision if the source is too close
- The Impact of magnetic measurement accuracy and gradient computation accuracy decrease the precision if the source is too far

Two cases can occur as described in figure (2) :

- Case 1: The sensors are precise and the perturbation fits well the magnetic dipole model. The algorithm is then precise in a range of distance shown as the green zone.
- Case 2: The two zones of errors overlap and the algorithm is never precise.

IV. EXPERIMENTS VALIDATION AND RESULTS

To evaluate the method accuracy, series of experiments have been led. Magnetic fields measured around different objects is first compared to the dipole model and then used as inputs for the reconstruction method. The colors in the figures 4 to 12 correspond to the different objects tested as perturbation source. They are chosen to be different in size and shape: from small metallic office objects to laptop computer to a car parked a few meters from the device.

A. Experimental setup

The device used for the experiments as seen in Figure3 consists of a 7 cm side square board with five tri-axis Honeywell AMR-1021 magnetometers [18] and a IMU (Inertial

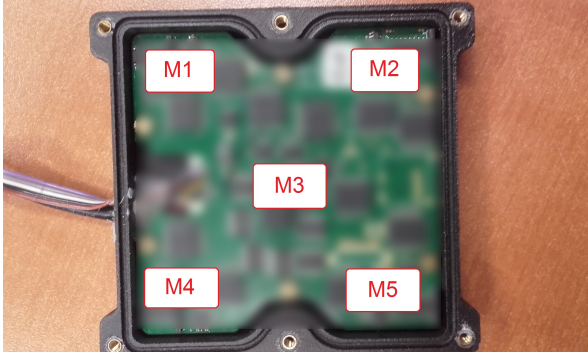


Fig. 3. Experimental device including 5 3-axis magnetometers (M1 to M5)

Measurement Unit). The magnetometers offer a precision of $300 \mu\text{G}$ after calibration using the iterative calibration method detailed in [19], [20].

B. Magnetic dipole

Figures (4) to (6) represent the magnetic field and its spatial derivatives for different objects obtained experimentally. We can notice that experimental points tend to form two rays: one horizontal and one matching roughly the expected linear behavior. Knowing that the uncertainty of the measured field is 300mG , the one of the derivatives are 10 mG.m^{-1} for ∇B and 0.3 G.m^{-1} for $\nabla^2 B$. The horizontal part corresponds to the points where the field is lower than the uncertainty of the measurement. From figures (7) to (9) all points where the signal to noise ratio was too low have been removed. We can notice strong differences between the objects besides some of them do not match the dipole model even for long distance. From this series of experiments two conclusions are obtained. First the accuracy is lost both, at short and long distance. Secondly the dipole model for the disturbance does not fit all types of objects but preferably small objects (red curve).

C. Reconstruction method

The reconstruction method is now applied to experimental measurements. Both the perturbation field and the distance are also measured experimentally. To avoid any confusion, the quantities obtained by the algorithm will be referred to reconstructed values whereas the quantities measured will mean those obtained experimentally. Figures 10 compare measured and reconstructed values. For long distance perturbations, the reconstruction of the heading is not satisfying. However for perturbations located in a distance between 10 cm and 50 cm a heading reconstruction with 20% precision can be obtained.

D. Deviation error

To evaluate the deviation error the reconstructed field is subtracted to the measured one to get the earth field. The heading is then computed thanks to eq (1). Residual errors in the heading are presented figure (11) on which the red zone correspond to a bad heading correction whereas the green one correspond to the zone where the reconstruction was

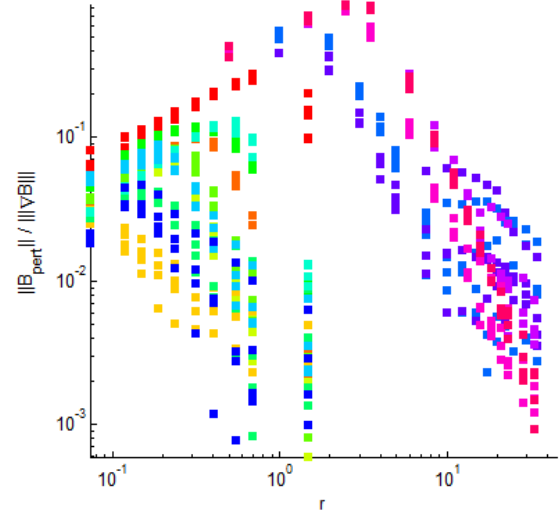


Fig. 4. $B/\nabla B$ depending on r for different disturbance sources: for certain sources (red, green), the expected linear behaviour is observed for the sub-meter distance range

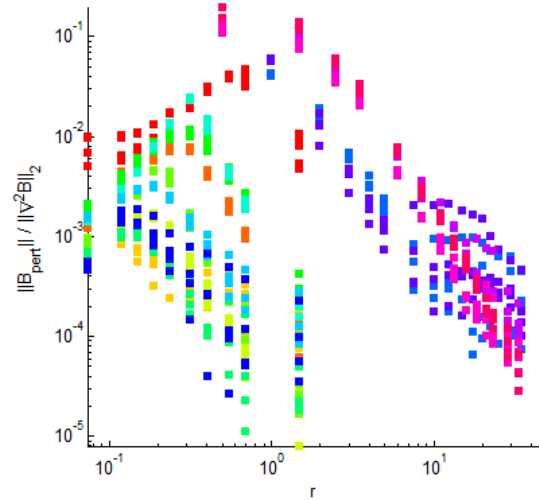


Fig. 5. $B/\nabla^2 B$ depending on r

beneficial. As we zoom on the part between 1 and 70mrad (fig (12)), it appears that the algorithm managed to reduce errors in headings significantly (from 60mrad to 8mrad) for a few objects (green, orange, yellow). Nevertheless, a non-negligible amount of objects are little or not affected by the operation.

V. CONCLUSION AND DISCUSSION

We proposed a compensation method of small magnetic perturbation in heading measurement. The perturbation reconstruction from the local magnetic gradient based on multi magnetometers measurement as well as a numerical solution for the disturbance compensation are presented. The accuracy of the method is theoretically discussed. Results have high-

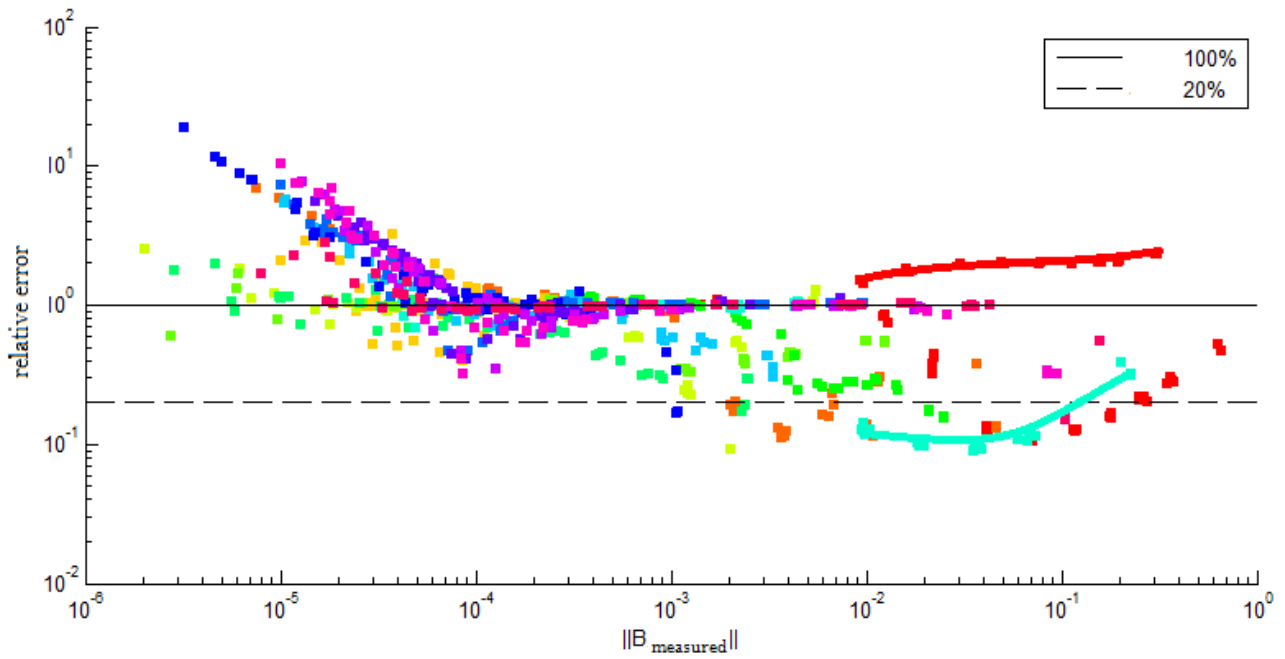


Fig. 10. Relative error in the reconstruction of the field (% of the disturbing field)

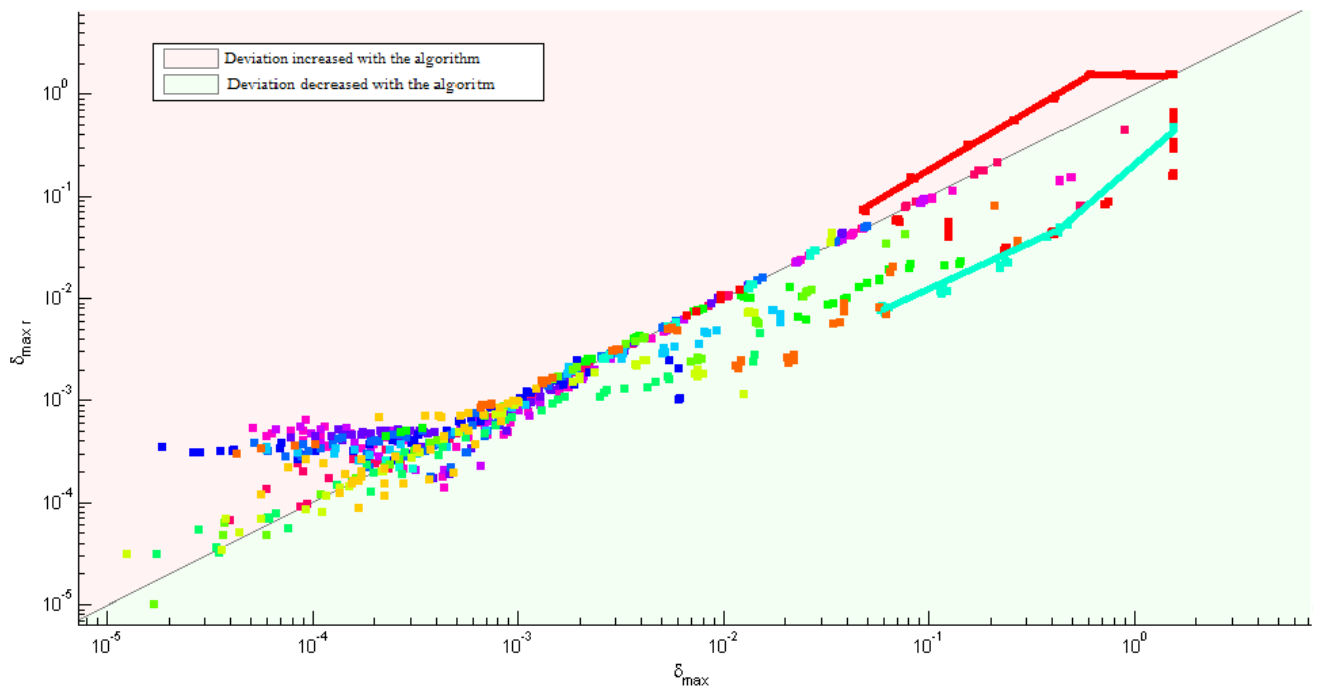


Fig. 11. Deviation before (y axis) and after (z axis) the reconstruction and elimination

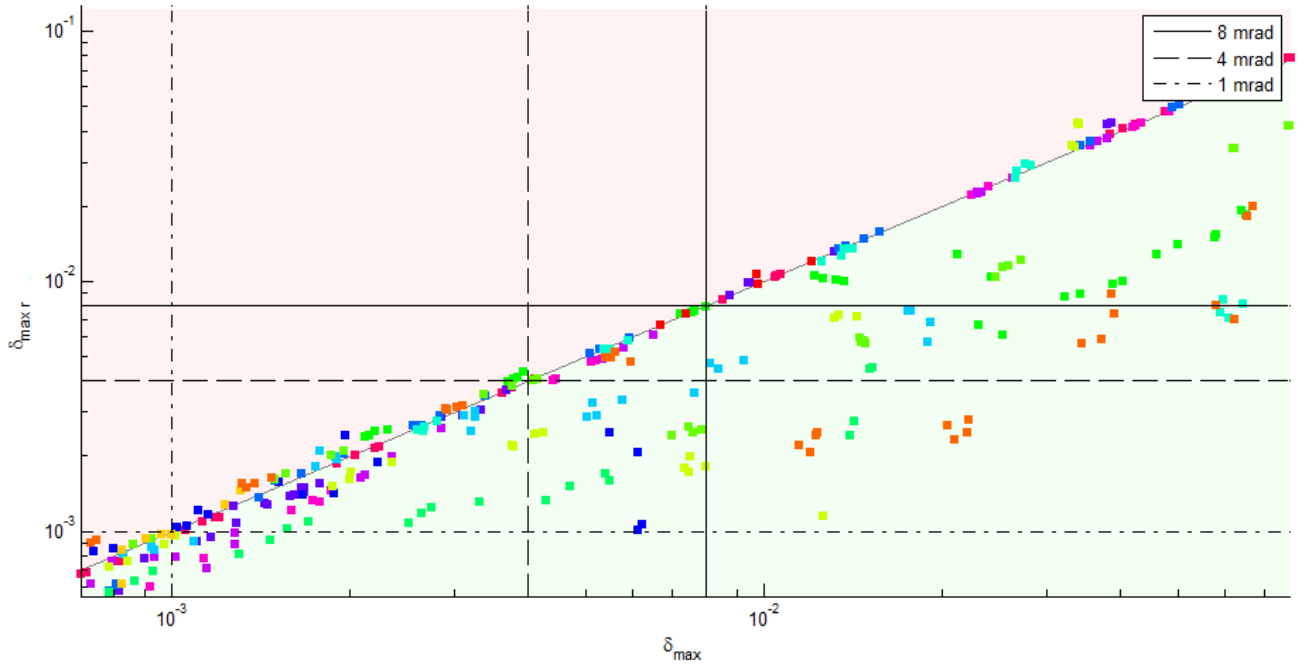


Fig. 12. Deviation before/after the reconstruction and elimination zoomed in the range where the reconstruction is good for certain objects

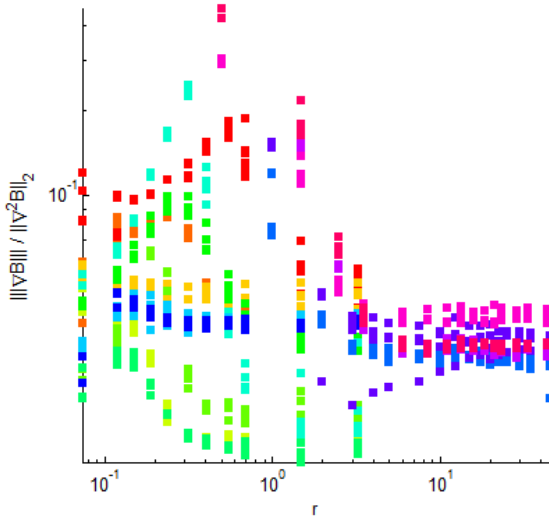


Fig. 6. $\nabla B / \nabla^2 B$ depending on r

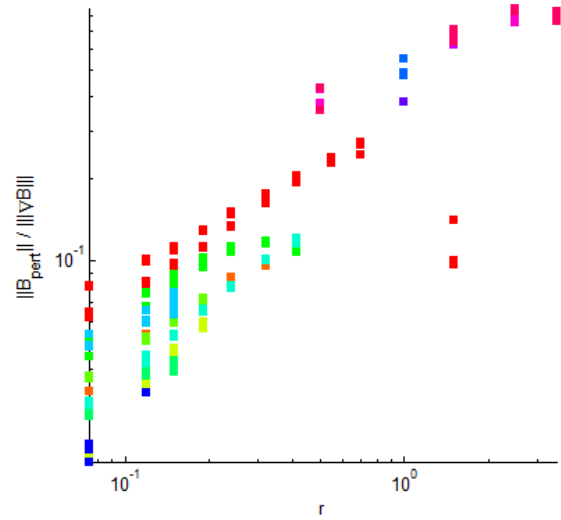


Fig. 7. $B / \nabla B$ depending on r without noise

lighted the dependence of the method accuracy on the distance between the observer and the disturbance. Accurate results can only be obtained in a distance range depending on the precision of the sensors and the distance between them.

Experiments have then been conducted to evaluate the method accuracy when using an magnetic dipole model as a disturbance model and to test the heading correction algorithm. Results revealed that the dipole model is not precise enough to describe all magnetic perturbations. Furthermore magnetic

perturbation for which the signature can be modeled by a dipoles, have to be located far enough from the sensors for the model to remain valid (typically 0 to 20 cm). If the last requirement is fulfill, experiment have clearly shown that the method is able to reduce significantly the heading error (up to 80% error reduction) if the disturbance is located in a effectiveness range between 20 cm and 50 cm from the sensors network. This effectiveness range can be strongly increased by improving the sensitivity of the measurement device.

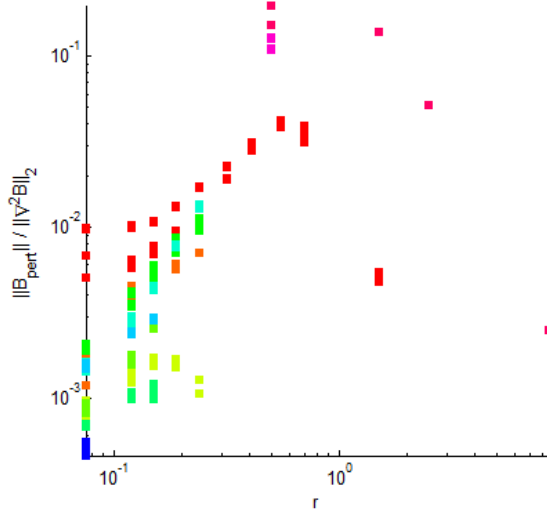


Fig. 8. $B/\nabla^2 B$ depending on r without noise

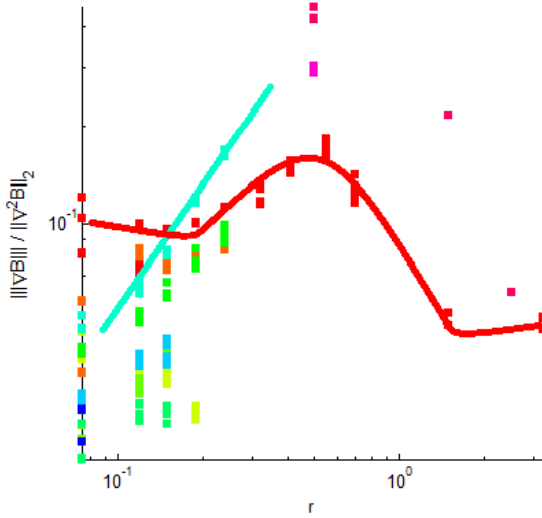


Fig. 9. $\nabla B/\nabla^2 B$ depending on r without noise

SYMBOLS AND NOTATIONS

ϕ	heading angle
M	total magnetic field
B	disturbing field
N	earth field
g	gravity vector
m	magnetic moment of the dipole
r	position of the dipole
$G_{ij} = \partial B_i / \partial j$	component of the gradient
$ \delta B $	norm of the gradient
λ_i	eigenvalue of the gradient matrix
μ_0	magnetic permeability of the void
$G_{ijk}^2 = \partial B_i / \partial j \partial k$	component of the second order gradient
$ \delta^2 B $	norm of the second gradient
f	function defined such as $G_{jk}^2 = 1/r f(eq4, eq3, eq1)$
h	coordinates of the magnetic sensor
X_0	center of the system
ϵ_M	magnetic sensor bias
ϵ_M	error in the field reconstruction
δ	heading error

REFERENCES

- [1] M. Caruso, "Applications of magnetic sensors for low cost compass systems," in *Position Location and Navigation Symposium, IEEE 2000*, 2000, pp. 177–184.
- [2] Q. Ladetto, V. Gabaglio, and B. Merminod, "Combining gyroscopes, magnetic compass and gps for pedestrian navigation," in *Proceedings of the international symposium on kinematic systems in geodesy, geomatics, and navigation*, 2001, pp. 205–213.
- [3] Q. Ladetto, J. V. Seeters, S. Sokolowski, Z. Sagan, and B. Merminod, "Digital magnetic compass and gyroscope for dismounted soldier position and navigation," in *Proc. NATO-RTO Meetings*, 2002.
- [4] M. H. Afzal, "Use of earth's magnetic field for pedestrian navigation," Ph.D. dissertation, University of calgary, 2011.
- [5] P. J. Bristeau and N. Petit, "Navigation system for ground vehicles using temporally interconnected observers," in *American control conference*, 2011.
- [6] M. J. Caruso and L. S. Withanawasam, "Vehicle detection and compass applications using amr magnetic sensors," in *Sensors Expo Proceedings*, vol. 477, 1999.
- [7] J. Mattern and E. R. Harrison, "Semi-automatic compass calibrator apparatus for a vehicle mounted flux gate compass system to cancel out effect of local magnetic disturbances," Nov. 9 1976, uS Patent 3,991,361.
- [8] M. Moulin, J. Goudon, J. Marsy, B. Legendarme, R. Presset, and L. Dedreuil-Monnet, "Process for compensating the magnetic disturbances in the determination of a magnetic heading, and devices for carrying out this process," Nov. 15 1983, uS Patent 4,414,753. [Online]. Available: <https://www.google.com/patents/US4414753>
- [9] A. Setter and D. Kesselring, "Magnetic compass compensation system," May 4 1982, uS Patent 4,327,498. [Online]. Available: <https://www.google.com/patents/US4327498>
- [10] G. L. Valrie Renaudin, Muhammad Haris Afzal, "Magnetic perturbations detection and heading estimation using magnetometers," *Journal of Location Based Services*, 2012.
- [11] C. T. M. B. P. H. V. D. Roetenberg, H. J. Luinge, "Compensation of magnetic disturbances improves inertial and magnetic sensing of human body segment orientation," *IEEE TRANSACTIONS ON NEURAL SYSTEMS AND REHABILITATION ENGINEERING*, 2005.
- [12] D. Vissiere, A. P. Martin, and N. Petit, "Using magnetic disturbance to improve imu-based position estimation," in *9th European control conf.*, 2007.
- [13] C. F. et al., "International geomagnetic reference field," *geophysical journal international*, 2010.
- [14] N. Tsyganenko, "A field of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry," *Journal of Geophysical Research*, 2002.
- [15] R. Feynman, *Cours de physique: electromagnetisme 1*, InterEdition, Ed. Paris, 1979.
- [16] —, *Cours de physique: electromagnetisme 2*, interEdition, Ed. Paris, 1979.
- [17] J. Castillo, J. Hyman, M. Shashkov, and S. Steinberg, "Fourth- and sixth-order conservative finite difference approximations of the divergence and gradient?" *Applied Numerical Mathematics*, vol. 37, no. 12, pp. 171 – 187, 2001. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168927400000337>
- [18] *1 and 2 axis magetic sensors: HMC 1021 user manual*.
- [19] E. Dorveaux, D. V. V. P. Martin, and N. Petit, "iterative calibration method for inertial and magnetic sensors," in *48th IEEE conf. on decision and control*, 2009.
- [20] E. Dorveaux, "On-the field calibration of an array of sensors," in *American control conference*, 2010.

Code de simulation pour la mise en évidence des torques de spin-orbite dans le spin-torque-bridge

Listing 6.1 – calcul des angles d'aimantation dans le permalloy

```

function [ theta , phi ] = capteurAMR3d(Hx,Hy,Hz,Kx,Ky,Kz,thetaold , phiold , sx , sy , Hfx ,
    Hfy , Hs)
%UNTITLED Summary of this function goes here
% Detailed explanation goes here
Hx=Hx+Hfx*sx ;
Hy=Hy+Hfy*sy ;
theta=thetaold ;
phi=phiold ;
c=zeros(100,1);
%S=[2,1,0,-1,-2];
for i=1:10

    p3phi=[-Ky*cos(theta)^2/4/1i+Kx*cos(theta)^2/4/1i Hy*cos(theta)/2-Hx*cos(theta)
        /2/1i-Hs*sy*cos(theta)*sin(theta)/2/1i-Hs*sx*sin(theta)*cos(theta)/2 0 Hy*cos
        (theta)/2+Hx*cos(theta)/2/1i+Hs*sy*cos(theta)*sin(theta)/2/1i-Hs*sx*sin(theta)
        )*cos(theta)/2 -Kx*cos(theta)^2/4/1i+Ky*cos(theta)^2/4/1i];
    z=roots(p3phi);
    G=-1i*log(z);
    zold=exp(1i*phiold);
    [~,b]=min(abs(z-zold));
    phi=G(b);
    phiold=phi;

    if sin(phiold)^2<0.5
        p2theta=[-Hs*sy/4+Kz*cos(phi)/4/1i-Kx*cos(phi)/4/1i-Hs*sx*cos(phi)*sin(phi)
            /4+Hs*sy*cos(phi)^2/4 Hx/2/1i-Hz*cos(phi)/2 Hs*sy/2-Hs*sx*cos(phi)*sin(
            phi)/2+Hs*sy*cos(phi)^2/2 -Hx/2/1i-Hz*cos(phi)/2 -Hs*sy/4-Kz*cos(phi)/4/1
            i+Kx*cos(phi)/4/1i-Hs*sx*cos(phi)*sin(phi)/4+Hs*sy*cos(phi)^2/4];
        z=roots(p2theta);
        G=-1i*log(z);
        zold=exp(1i*thetaold);
        [~,b]=min(abs(z-1./z-zold+1/zold));
        theta=G(b);
        thetaold=theta;
    else
        p1theta=[-Kz*sin(phi)/4/1i+Ky*sin(phi)/4/1i+Hs*sx*sin(phi)^2/4-Hs*sy*cos(phi)
            )*sin(phi)/4-Hs*sx/4 Hz*sin(phi)/2-Hy/2/1i Hs*sx*sin(phi)^2/2-Hs*sy*cos(
            phi)*sin(phi)/2+Hs*sx/2 Hz*sin(phi)/2+Hy/2/1i Kz*sin(phi)/4/1i-Ky*sin(phi)
            )/4/1i+Hs*sx*sin(phi)^2/4-Hs*sy*cos(phi)*sin(phi)/4-Hs*sx/4];
        z=roots(p1theta);
        G=-1i*log(z);
        zold=exp(1i*thetaold);
        [~,b]=min(abs(z-1./z-zold+1/zold));
        theta=G(b);
        thetaold=theta;
    end

    m=[cos(real(theta))*cos(real(phi));cos(real(theta))*sin(real(phi));sin(real(
        theta))];
    Heff=[Hx;Hy;Hz]-[Kx*m(1);Ky*m(2);Kz*m(3)]+Hs*cross([sx;sy;0],m);
    if m'*Heff<-1000*norm(Heff)

```

```

        %[ theta , phi] = capteurAMR3dbis( Hx,Hy,HZ,Kx,Kz, thetaold , phiold );
        theta=pi+theta;
        phi=pi+phi;
        thetaold=theta;
        phiold=phi;
        disp(Hy)
    end
    c(i)=norm(cross(m, Heff))/norm(Heff);
    if norm(cross(m, Heff))>0.05*norm(Heff)
        %disp('truc')
        %disp(c)
    end

end
if norm(cross(m, Heff))>0.01*norm(Heff)
    %disp('truc')
    disp(c(i))
end
end

```

Listing 6.2 – calcul de larésistance transverse du spin torque bridge

```

function [R,P1,T1,T2,P2,R1,R2]=Rthetapont_angles2(H1,H2,H3,theta,rpar,rper,Ky,Kz,Hf,
    Hs,jj,desy,desz,alpha,shunt,despont,disp)

thetaold=0;
phiold=-pi/2;
T1=theta;
P1=theta;
T2=theta;
P2=theta;
R1=theta;
R2=theta;
R=theta;
M=[1 0 0;0 cos(theta(1)) sin(theta(1));0 -sin(theta(1)) cos(theta(1))];
My=[cos(desy) 0 sin(desy);0 1 0;-sin(desy) 0 cos(desy)];
Mz=[cos(desz) sin(desz) 0;-sin(desz) cos(desz) 0;0 0 1];
H=Mz*My*M*[H1;H2;H3];
Hx=H(1);
Hy=H(2);
Hz=H(3);
[thetaold1 phiold1]=capteurAMR3dsimple(Hx,Hy,HZ,Ky,Kz,thetaold,phiold);
thetaold2=thetaold1;
phiold2=phiold1;
for j=1:length(theta);
    M=[1 0 0;0 cos(theta(j)) sin(theta(j));0 -sin(theta(j)) cos(theta(j))];
    H=Mz*My*M*[H1;H2;H3];
    Hx=H(1)+jj*shunt*sin(alpha);
    Hy=H(2)-jj*shunt*cos(alpha);
    Hz=H(3);
    sx=jj*-1;sy=jj*-1;
    %[T(j),P(j)]=capteurAMR3dsimple(Hx,Hy,HZ,Ky,Kz,thetaold,phiold);
    [T1(j),P1(j)]=capteurAMR3dtransferbis(Hx,Hy,HZ,Ky,Kz,thetaold1,phiold1,sx,sy,
        Hf,Hs);
    thetaold1=real(T1(j));
    phiold1=real(P1(j));
    M1=[cos(P1(j)) sin(P1(j)) 0;-sin(P1(j)) cos(P1(j)) 0;0 0 1];
    M2=[cos(T1(j)) 0 sin(T1(j));0 1 0;-sin(T1(j)) 0 cos(T1(j))];

```

```

M=M1*M2;
%M=M1;
mR=M'*[rpar 0 0;0 rper 0;0 0 rper]*M;
R45=[jj*1 jj*-1 0]*mR*[jj*1;jj*-1;0];
R0=1/disp*[jj*1 0 0]*mR*[jj*1;0;0];
R1(j)=R0*R45/(R0+R45);
sx=jj*1;sy=jj*-1;
Hx=H(1)-jj*shunt*sin(alpha);
Hy=H(2)-jj*shunt*cos(alpha);
%[T(j),P(j)]=capteurAMR3dsimple(Hx,Hy,HZ,Ky,Kz,thetaold,phiold);
[T2(j),P2(j)] = capteurAMR3dtransferbis(Hx,Hy,HZ,Ky,Kz,thetaold2,phiold2,sx,sy,
    Hf,Hs);
thetaold2=real(T2(j));
phiold2=real(P2(j));
M1=[cos(P2(j)) sin(P2(j)) 0;-sin(P2(j)) cos(P2(j)) 0;0 0 1];
M2=[cos(T2(j)) 0 sin(T2(j));0 1 0;-sin(T2(j)) 0 cos(T2(j))];
M=M1*M2;
%M=M1;
mR=M'*[rpar 0 0;0 rper 0;0 0 rper]*M;
R45=[jj*1 jj*1 0]*mR*[jj*1;jj*1;0];
R0=1/disp*[jj*1 0 0]*mR*[jj*1;0;0];
R2(j)=R0*R45/(R0+R45);
%R(j)=cos(P(j))^2*cos(T(j)+pi/2)^2;
R(j)=(R1(j)-despont*R2(j))/(R1(j)+R2(j));
end

```

Listing 6.3 – dynamique de l'aimantation sous l'effet du transfert de spin

```

function dmdt=dynamics(t,m)
%comandes pour lancer:
%opts = odeset('RelTol',1e-5,'AbsTol',1e-8);
%[t,m] = ode45(@dynamics,[0 1e-8],[1 0 0],opts);
% [0 1e-8] pour la plage de temps en secondes
% [1 0 0] direction de l'aimantation initiale selon x
% opts de resolution
gamma=2.8*1e6; % rapport gyromagnetique
alpha=0.008; % Coefficient d'amortissement dans le terme de Gilbert de l'equation
    Landau-Lifschitz
Ms=850; % aimantation a saturation de NiFe (uem.cm^(-3))
thick=1e-8; % epaisseur de la couche ferromagnetique en m
field=[30 0 0]; % champ d'anisotropie : (1) anisotropie uniaxe dans le plan vs. axe
    'x'
%(2) Exchange bias vs. 'x'
%(3) champ exterieur selon 'z'

spintrans=[1e11,0.15,pi/4]; % (1) densite de courant de charge injectee
%(2) imaginary spin-mixing conductance vs real part (ratio)
%(3) angle phi entre le courant et l'aimantation a l'equilibre

% field =[Han,H_exc,Hdip] : Han: anisotropie de forme selon x,
% H_exc: anisotropie d'echange,H_dip: anisotropie de forme selon z

% spintrans = [J,field_prop,angle vs. x] = spin_transfer
%field=J \hbar/(e*thickness*Ms);

H_dip=-4*pi*Ms;
H_an=field(1);

```

```

H_exc=field(2);
H_z=field(3);

J=spintrans(1);
coeff=spintrans(2);
phi=spintrans(3);

H_x=J*1.05e-34/(1.6e-19*thick*Ms*79.6)*cos(phi)*10000;
H_y=J*1.05e-34/(1.6e-19*thick*Ms*79.6)*sin(phi)*10000;

dmdta(1)=H_y*coeff*m(3)-(H_dip*m(3)+H_z)*m(2)+H_x-m(1)*(m(1)*H_x+m(2)*H_y);
dmdta(2)=(H_dip*m(3)+H_z)*m(1)-(H_an*m(1)+H_exc+H_x*coeff)*m(3)+H_y-m(2)*(m(1)*H_x+m(2)*H_y);
dmdta(3)=(H_an*m(1)+H_exc+H_x*coeff)*m(2)-H_y*coeff*m(1)-m(3)*(m(1)*H_x+m(2)*H_y);

dmdt=gamma/(1+alpha^2)*[[1+alpha^2*m(1)^2 -alpha*m(3)+alpha^2*m(1)*m(2) alpha*m(2)+
alpha^2*m(1)*m(3)];[alpha*m(3)+alpha^2*m(1)*m(2) 1+alpha^2*m(2)^2 -alpha*m(1)+
alpha^2*m(2)*m(3)];[-alpha*m(2)+alpha^2*m(1)*m(3) alpha*m(1)+alpha^2*m(2)*m(3) 1+
alpha^2*m(3)^2]]*[dmdta(1);dmdta(2);dmdta(3)];

```

Titre : Concept et développement d'un magnétomètre spintronique: Application à la navigation magnéto-inertielle et à la mesure des couples de transfert de spin

Mots clés : Magnétomètres, Gradiomètres, AMR, GMR, Navigation, Spin-Orbit-Torque

Résumé : Dans cette thèse, nous présentons la conception et les performances de capteurs magnétiques basés sur les technologies AMR et GMR en vue d'une utilisation dans la navigation. Afin d'obtenir une sensibilité et une linéarité optimales à champ nul, le design des capteurs utilise des barberpoles et un pont de Wheatstone pour l'un et prend avantage des différentes anisotropies et couplages pour l'autre. Les capteurs sont fabriqués par pulvérisations cathodiques et photolithographies et leurs performances en terme de sensibilité, de linéarité et de bruit sont testées et comparées. La conception de gradiomètres nécessaires à la navigation magnéto-inertielle repose sur l'utilisation de magnétorésistances placées aux extrémités du capteur reliées par un pont de WheatStone

dont la sortie est proportionnelle au gradient du champ magnétique. Des concentrateurs de Flux destinés à amplifier le champ afin d'améliorer la sensibilité sont conçus et testés sur les capteurs. Un concentrateur de flux destiné à amplifier un champ ayant la forme du gradient est proposé comme amélioration des gradiomètres. Des solutions innovantes pour le swithching d'anisotropie et la compensation d'offset utilisant l'effet Hall de spin et le couplage spin-transfer sont étudiées. Dans cette optique, un dispositif de mesure du couplage spin-transfer appelé spin-torque-bridge est conçu et utilisé pour étudier l'effet Hall de spin et le spin transfer dans différentes multicouches.

Title : concept and developpement of a spintronic magnetometer: application to magneto-inertial navigation and spin-torque measurement

Keywords : Magnetometer, Gradiometer, AMR, GMR, Navigation, Spin-orbit-torque

Abstract : In this work, we present the conception and the performances of AMR and GMR-based sensors for navigation applications. In order to obtain the best sensitivity and linearity at zero field, the design include barberpoles and a Wheatstone bridge for the first and takes advantage of the different anisotropies and coupling for the other. The sensor are fabricated by magnetron sputtering and photolithography and their performances in terms of sensitivity, linearity and noise are compared. The concept of gradiometers used for magneto-inertial navigation is based on the use of magnetoresistances placed at each extremity of the sensor connected by a Wheatstone bridge whose output is proportional to the gradient

of the magnetic field. Flux concentrators designed to amplify the incoming field in order to improve the sensitivity are fabricated and tested on the sensors. A flux concentrator designed to amplify a magnetic gradient is proposed as an improvement of the gradiometers. Innovative solutions for low consumption anisotropy switching and offset compensation are being experimented using spin Hall effect and spin transfer torque with adjacent Pt and AuW layers. In that regard a spin torque measurement device: the spin-torque-bridge, is designed and used to study the spin hall effect and the spin transfer couplings in different multi layers.

